



HAL
open science

Modélisation réaliste de la marée interne : sa signature en surface, sa variabilité et son bilan énergétique

Simon Barbot

► **To cite this version:**

Simon Barbot. Modélisation réaliste de la marée interne : sa signature en surface, sa variabilité et son bilan énergétique. Océanographie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2021. Français. NNT : 2021TOU30261 . tel-03683133

HAL Id: tel-03683133

<https://theses.hal.science/tel-03683133v1>

Submitted on 31 May 2022

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 *15/10/2021* par :

SIMON BARBOT

Modélisation réaliste de la marée interne : sa signature en surface, sa variabilité et son bilan énergétique

JURY

SARAH GILLE

Professor

Rapportrice

NICOLAS GRISOUARD

Assistant Professor

Rapporteur

GUILLAUME CHARRIA

Chargé de Recherche

Rapporteur

CHANTAL STAQUET

Professeure des universités

Examinatrice

BRIAN ARBIC

Professor

Examineur

FLORENT LYARD

Directeur de Recherche

Directeur de thèse

LOREN CARRERE

Docteur

Directrice de thèse

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Océan, Atmosphère, Climat

Unité de Recherche :

Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales (UMR5566)

Directeur(s) de Thèse :

Florent Lyard, Loren Carrere

Rapporteurs :

Sarah Gille, Nicolas Grisouard et Guillaume Charria

Remerciements

La réalisation de cette thèse est l’aboutissement d’un lointain rêve de mes 12 ans où, sur les côtes brumeuses de l’île de Vancouver, je déclarais : “Plus tard, je dessinerai des cartes de l’océan!”. Je souhaiterais donc remercier toutes les personnes qui m’ont permis de réaliser ce rêve, permis de m’y épanouir et qui ont cru en moi.

Merci donc à M. Dubois, mon professeur de français, pour m’avoir permis d’écrire sans peur ni jugement et pour m’avoir prouvé que j’en étais capable. Merci à M. Doute, mon professeur de physique, qui a su me transmettre sa passion pour les sciences en général. Vous avez tous les deux énormément compté pour que j’arrive à la place où je suis aujourd’hui. Merci également à toute l’équipe d’enseignement du MIO grâce à qui j’ai pu aborder l’océanographie dans son ensemble et sa diversité. Merci à vous de promouvoir une formation aussi pluridisciplinaire et enrichissante. Une pensée pour Frédéric Diaz dont j’ai appris la brutale disparition cette année. Je remercie tout particulièrement David Nerini, Christel Pinazzo, Anne Petrenko et Christophe Maes pour leur encadrement de stage. Merci pour toutes vos discussions formelles et informelles, scientifiques ou non ; j’ai pu, grâce à vous, avoir un aperçu sur le monde de la recherche et ainsi réaffirmer ma détermination.

Merci à mes encadrants, Florent et Loren qui m’ont proposé cette thèse et également à Ariane sans qui mon nom ne serait pas arrivé à leurs oreilles. Je vous remercie de m’avoir accueilli et de m’avoir fourni des outils déjà très performants pour aborder ce sujet de thèse. Grâce à vous j’ai pu avancer rapidement et sereinement en profitant d’une grande liberté d’action, de votre recul et de l’exigence scientifique nécessaire pour affiner les résultats. Merci pour votre soutien, très complémentaire, dans vos relectures des différents articles et du manuscrit. Un merci particulier à Nadia Ayoub et Patrick Marsaleix qui m’ont été d’un grand soutien pour cette dernière année et qui m’ont assisté pour surmonter les difficultés techniques rencontrées et m’ont permis d’obtenir les résultats des chapitres 3 et 5. Merci à Lionel Gourdeau et Pascal Lazure pour votre suivi et pour vos retours en tant que membres de mon comité de thèse. Merci à Catherine Jeandel pour m’avoir sollicité, puis soutenu, pour la collaboration scientifique interdisciplinaire qui a abouti au chapitre 5 de cette thèse. Je souhaite aussi remercier Damien Allain et Michel Tchilibou pour leur soutien quotidien en tant que voisins directs de bureau. Damien pour ton aide précieuse sur les codes et les outils. Michel pour tes conseils scientifiques et tes histoires du Cameroun et du Bénin, j’espère pouvoir un jour voir ces pays de mes propres yeux.

Merci à Pascale Lherminier et l’équipage du Thalassa pour m’avoir accueilli pendant un mois pour la mission OVIDE-18. Cette expérience inoubliable a conforté ma détermination de poursuivre dans l’océanographie en découvrant l’océan avec tous mes sens. Merci également à toute l’équipe scientifique de CLS pour avoir financé cette thèse et pour m’avoir accueilli malgré les conditions difficiles de 2020. Je souhaite remercier tout particulièrement Mei-Ling Dabat et Stéphanie Dupuy pour m’avoir aidé avec les codes à utiliser. Merci au CNES pour son soutien financier et pour les différents événements scientifiques, des jeunes chercheurs et de SWOT, qui

m'ont permis de rencontrer et de participer au monde de la recherche.

En dehors de ces aspects professionnels, j'ai pu rencontrer un grand nombre de personnes qui ont participé à ma bonne humeur tout au long de cette thèse. Merci à l'équipe de gestion du LEGOS pour votre constance et votre aide Agathe, Nadine, Martine, Brigitte et Anne. Merci aux membres du conseil du laboratoire pour avoir reçu et discuté les demandes que je portais pour les doctorants mais surtout pour m'avoir permis de rencontrer un grand nombre de personnes du LEGOS. En plus de trois ans, j'ai rencontré beaucoup de doctorants au LEGOS! Certains m'ont accueilli, merci à Marine, Kévin, Violaine, Fifi, Simon, Émilie, Aude et Grégoire! Certains resteront après mon départ, merci à Marion, Manon, Pierre, Lisa, Morgane, Micaël, Arne, Fernand, Julia, Adélaïde, Quentin, Han et Tung! Mais surtout certains ont partagé toutes ces années de thèse au travers de discussions, débats, repas et états d'âme; ils m'ont grandement aidé à supporter les coups durs et à fêter le reste. Grand merci à Audrey Delpech, Michel Tchilibou, Alice Carret, Jamal Khan, Lise Artigue, Carlos Conejero et Romain Hugonnet!

Être au cœur de la recherche en océanographie m'a longuement interrogé sur la place des chercheurs dans les débats de société qui se posent avec le changement climatique global. Avec la création de l'ATECOPOL en 2018, j'ai pu participer à une expérience humaine unique qui m'a permis de rencontrer des acteurs de la recherche de toutes disciplines confondues et de mieux comprendre les enjeux sociaux. En participant à la réalisation et à la diffusion du documentaire "L'âge de l'Anthropocène : des origines aux effondrements" j'ai pu envisager la place que je pouvais occuper en tant que chercheur et citoyen. Merci donc à Jean-Michel Hupé, Laure Teulière, Frédéric Boone et tous les autres membres de l'ATECOPOL pour vos discussions. Grand merci à Gwarr Greff pour avoir porté l'initiative de ce documentaire.

Enfin, je souhaite remercier ma famille, mon frère et mes parents, qui m'ont toujours soutenu dans cette voie malgré la distance et l'éloignement. Merci de m'avoir ouvert à la beauté de la nature à travers les randonnées et les voyages. Et surtout merci à Claude, ma compagne, qui a participé à cette aventure avec moi et m'a permis de garder le sourire tous les jours!

Résumé

La marée interne est générée lorsque les courants de la marée barotrope interceptent frontalement une pente bathymétrique importante dans un contexte d’océan stratifié, créant un déplacement périodique des couches océaniques. Les anomalies de pression baroclines générées ainsi se propagent sous la forme d’ondes internes sur des distances pouvant atteindre 2000 km, impactent la totalité de la colonne d’eau.

La composante stationnaire du signal de surface de la marée interne est observée grâce aux longues séries temporelles de mesures altimétriques disponibles en continu depuis 1993. La composante non-stationnaire de la marée interne, principalement due à la variabilité de la circulation océanique et de la stratification, doit être abordée par des méthodologies différentes afin de décrire la variabilité de la marée interne. Cette dernière thématique a pris un essor particulier avec la préparation de la nouvelle mission large-fauchée SWOT, pour laquelle il devient indispensable de fournir des corrections précises de la marée interne pour pouvoir accéder à la mesure des signaux océaniques de sub-mésoéchelles notamment.

La modélisation est un outil puissant permettant d’obtenir le signal complet de la marée interne, autrement difficilement accessible. Cette thèse fait le choix d’aborder la complexité de la marée interne de façon séquentielle, en analysant séparément chaque mécanisme pour en apporter une compréhension détaillée. Elle s’appuie sur des approches de modélisation idéalisées et semi-réalistes produisant un signal simplifié de la marée interne, pour examiner la contribution de la variabilité de la stratification océanique à la variabilité de la marée interne. Le signal de la marée interne est produit en utilisant des approches spectrales de modélisation et ces solutions sont détaillés en utilisant la décomposition en modes verticaux.

L’analyse se focalise sur deux zones caractérisées par des dynamiques océaniques différentes : le Golfe de Gascogne et l’Atlantique équatorial-ouest. Tout d’abord, plusieurs conditions caractéristiques de stratification sont définies en utilisant une classification innovante des profils de densité *in situ*, et permettant de représenter la variabilité de la stratification à partir d’un nombre réduits de profils types. À partir de ces profils, la marée interne est simulée dans un cas idéalisé en utilisant le modèle T-UGOm, puis dans un cas semi-réaliste du Golfe de Gascogne en utilisant le modèle SYMPHONIE. Le cas idéalisé permet de mettre en évidence et de quantifier l’influence de la stratification sur l’amplitude et la longueur d’onde de la marée interne pour chaque mode, et d’étudier précisément les bilans d’énergie associés. Le cas semi-réaliste permet d’étendre cette étude à contexte réaliste, présentant plusieurs sites de génération et d’aborder la complexité des interactions entre ondes internes issues de ces sites.

Afin de comparer ces simulations semi-réalistes aux données altimétriques, celles-ci sont analysées selon un découpage saisonnier, cohérent avec le contexte de stratification défini pour les simulations. Ce découpage mettant à l’épreuve la robustesse des méthodes d’analyse harmoniques traditionnellement utilisées pour la marée, cette thèse explore une méthode numérique et ses limitations.

Ces travaux permettent de mieux comprendre la marée interne et les mécanismes qui la

contrôlent et de mieux cerner la variabilité associée à la stratification seule en proposant de nouvelles approches. Cette compréhension de la marée interne et les simulations réalisées permettent également d'évaluer l'impact de la marée interne sur la remise en suspension profonde des sédiments dans le but d'affiner l'interprétation de mesures géochimiques.

Mots clés : marée interne, stratification, variabilité saisonnière, méthodes de clustering, modélisation spectrale, modélisation structurée/non-structurée, altimétrie, SWOT.

Abstract

The internal tides are generated when the barotropic tidal currents frontally intercept a significant bathymetric slope in a stratified ocean context, creating a periodic displacement of the ocean layers. The baroclinic pressure anomalies generated there propagate as internal waves over distances up to 2000 *km*, impacting the entire water column.

The stationary component of the surface signal of the internal tides are observed thanks to the long time series of altimetry measurements available continuously since 1993. The non-stationary component of the internal tides, mainly due to the variability of ocean circulation and stratification, must be addressed by different methodologies to describe the variability of the internal tides. The internal tides non-stationarity is of special interest with the preparation of the new SWOT swath mission, for which it becomes essential to provide accurate corrections of the internal tides in order to access the measurement of sub-mesoscale ocean signals in particular.

Modeling is a powerful tool to obtain the complete internal tides signal, otherwise difficult to access. This thesis chooses to address the complexity of the internal tides in a sequential manner, analyzing each mechanism separately to provide a detailed understanding. It uses idealized and semi-realistic modeling approaches that produce a simplified internal tides signal to examine the contribution of oceanic background stratification variability to internal tides variability. The internal tides signal is produced using spectral modeling approaches and these solutions are detailed using vertical mode decomposition.

The analysis focuses on two areas characterized by different ocean dynamics : the Bay of Biscay and the western equatorial Atlantic. First, several characteristic stratification conditions are defined using an innovative classification of density profiles *in situ*, and allowing to represent the stratification variability from a reduced number of typical profiles. From these profiles, the internal tides are simulated in an idealized case using the T-UGOm model, then in a semi-realistic case of the Bay of Biscay using the SYMPHONIE model. The idealized case allows to highlight and quantify the influence of stratification on the amplitude and wavelength of the internal tides for each mode, and to study precisely the associated energy balances. The semi-realistic case allows to extend this study to a realistic context, presenting several generation sites and to address the complexity of interactions between internal waves from these sites.

In order to compare these semi-realistic simulations with altimetric data, these data are analyzed according to a seasonal splitting, consistent with the stratification context defined for the simulations. This splitting tests the robustness of the harmonic analysis methods traditionally used for the tide, so this thesis explores a numerical method and its limitations.

This work provides a better understanding of the internal tides and the mechanisms that control them, as well as a better understanding of the variability associated with background stratification alone by proposing new approaches. This understanding of the internal tides and the simulations performed also allow to evaluate the impact of the internal tides on the deep resuspension of sediments in order to refine the interpretation of geochemical measurements.

Keywords : internal tides, stratification, seasonal variability, clustering methods, frequency-

domain modeling, structured/unstructured modeling, altimetry, SWOT.

Table des matières

Remerciements	iii
Résumé	v
Abstract	vii
Introduction générale	xi
Enjeux	xi
Méthodologie et plan	xii
Chapitre 1 Connaissances nécessaires	1
1.1 La marée interne	1
1.2 L’altimétrie spatiale et l’enjeu de la correction de la marée interne	8
1.3 Modélisation de la marée interne	17
1.4 Approche méthodologique	20
Chapitre 2 Variabilité de la stratification	25
2.1 Contexte	25
2.2 Résumé (traduction)	26
2.3 Background stratification impacts on internal tides generation and abyssal propagation in the Western Equatorial Atlantic and the Bay of Biscay	26
Chapitre 3 La marée interne dans le Golfe de Gascogne	49
3.1 Introduction	49
3.2 Configuration BOBIBE	50
3.3 Résultats	57
3.4 Conclusions	90
Chapitre 4 Données altimétriques	93
4.1 Méthode d’analyse	93
4.2 Marée interne saisonnière	104
4.3 Conclusion et perspectives	112
Chapitre 5 Remise en suspension des sédiments par la marée interne	115
5.1 Contexte	115
5.2 Résumé (traduction)	116
5.3 Internal tides responsible for lithogenic inputs along the Iberian continental slope	116
Chapitre 6 Conclusions et perspectives	139
6.1 Conclusions	139
6.2 Perspectives	143

Bibliographie	145
Annexe A Internal tides off the Amazon shelf during two contrasted seasons : Interactions with background circulation and SSH imprints	157
Annexe B Simulations spectrales académiques de la marée interne	197
B.1 Modèle et configuration	197
B.2 Étude de sensibilité	200
B.3 Simulations 3D	215

Introduction générale

Enjeux

La marée interne est un processus ondulatoire à la période de la marée, omniprésent dans tous les océans. Celle-ci est générée lorsque les courants de marée rencontrent une pente bathymétrique importante dans un contexte où l'océan est stratifié, avec des gradients verticaux de densité. L'interaction des courants horizontaux de la marée barotrope avec la pente génère une advection verticale des couches stratifiées, et provoque ainsi des anomalies baroclines périodiques de pression. Ces anomalies de pression, oscillant à la fréquence de la marée barotrope génératrice, se propagent de part et d'autre de la zone de génération, affectant toute la colonne d'eau en fonction de l'intensité de la stratification, c'est pourquoi elles sont nommées ondes de marée internes. Ainsi, la marée interne correspond à la somme de toutes les ondes internes générées en continu par les courants de marée barotrope.

Dans l'océan global, la marée interne est un sujet d'étude particulièrement dynamique dans la communauté scientifique car ce processus peut être à l'origine d'un mélange vertical des différentes couches de l'océan. Mieux quantifier l'énergie associée à la marée interne et à sa dissipation permet alors de mieux appréhender sa distribution horizontale et verticale et de ses possibles interactions avec la stratification et affectant donc la circulation océanique (Munk and Wunsch, 1998, de Lavergne et al., 2019). Cependant, cette thèse est réalisée dans un contexte scientifique particulier : le lancement d'un nouveau type de mesures satellitaires régulières utilisant l'altimétrie à fauchée.

À la différence de l'altimétrie nadir qui ne mesure la topographie de l'océan qu'à la verticale du satellite, cette technique permet de réaliser les mesures sur une bande appelée fauchée, réalisant donc une mesure en 2 dimensions (Fu and Ubelmann, 2014). Ainsi, les mesures du satellite SWOT, prochainement lancé en 2022, permettront d'observer des phénomènes à plus fines échelles comme les tourbillons de sub-mésoséchelle et ainsi que la structure interne des tourbillons de mésoéchelle (Fu et al., 2012, Morrow et al., 2019). Cependant, la temporalité des mesures de SWOT, avec un cycle de 21 jours, ne sera pas suffisante pour résoudre des processus aux fréquences de la marée, qui seront observés dans une gamme de plus basses fréquences normalement associées à la dynamique de la circulation océanique (aliasing des mesures). La signature en surface de la marée interne, ayant des échelles spatiales comparables à celles des tourbillons océaniques, devient alors une composante essentielle à corriger dans ces mesures pour permettre l'observation et l'étude des signaux liés aux circulations océaniques de petites échelles (Arbic et al., 2015).

Cette thèse se concentre sur la connaissance de la signature de surface de la marée interne et des mécanismes qui la contrôlent. La composante stationnaire de la signature de surface de la marée interne est aujourd'hui bien connue grâce aux longues séries temporelles de mesures altimétriques disponibles depuis 1993 (Ray and Mitchum, 1996, Zaron, 2019). Au contraire, la composante non-stationnaire de la marée interne, lié à la variabilité de l'océan là où la marée

interne est générée et se propage, reste elle mal connue car étant sensible à de nombreux facteurs, dont principalement la circulation océanique et la stratification. L'interaction entre la marée interne et la circulation fait l'objet d'une attention particulière dans la communauté scientifique actuelle avec de nombreuses études et des méthodologies variées (*e.i.* Ponte and Klein, 2015, Kelly et al., 2016, Duda et al., 2018). Cette thèse propose de détailler les liens entre la stratification et la marée interne pour étudier la variabilité associée à cette composante.

Méthodologie et plan

La modélisation spectrale est choisie pour réaliser des simulations de la marée interne car cette approche, propre aux processus périodiques, facilite la manipulation et l'interprétation des résultats.

Le modèle spectrale T-UGOm (Toulouse – Unstructured Grid Ocean model) est d'abord utilisé pour des simulations idéalisées peu coûteuses en calcul. Ce modèle est ensuite testé sur plusieurs grilles 3D avec une bathymétrie réaliste du Golfe de Gascogne. Cependant, les variétés d'échelles spatiales liées aux fines échelles de la marée interne rendent le système numérique à résoudre mal conditionné rendant la modélisation spectrale de la marée interne impossible pour le moment. Pour palier à cette limitation technique, le modèle océanique SYMPHONIE est utilisé pour la modélisation 3D. Ce modèle en pas de temps est utilisé de façon à s'approcher le plus possible de la stratégie de modélisation des simulations spectrales qui auraient dues être produites : stratification uniforme sur le domaine, stable dans le temps et sans circulation océanique. Ainsi, tout au long de cette thèse, une même méthodologie est conservée pour l'étude des différentes simulations.

L'approche spectrale se place dans un contexte stabilisé de l'océan et résout la propagation de la marée pour ce contexte. Elle ne permet donc pas de suivre l'évolution temporelle d'un processus comme le ferait la modélisation en pas de temps. Cependant, en réalisant plusieurs simulations spectrales avec des contextes de stratification différents, il est possible de reconstruire facilement la variabilité de la marée interne due à la stratification. Le choix de ces stratifications n'est pas anodin et celles-ci doivent permettre de représenter la diversité des stratifications d'une zone donnée.

Afin d'éprouver la méthodologie mise en place dans cette thèse, celle-ci est testée sur deux zones géographiques dont la variabilité de la stratification et la topographie sont très différentes. Le Golfe de Gascogne est choisi pour le recul scientifique que cette zone propose, la forte saisonnalité de la stratification ainsi que la complexité de sa topographie. À l'inverse, la façade amazonienne est choisie pour la simplicité de sa topographie, et la plus grande complexité spatio-temporelle de sa stratification, liée à une forte variabilité océanique.

Le manuscrit est organisé selon 6 chapitres :

- Le chapitre 1 détaille les connaissances nécessaires pour aborder les résultats présentés dans cette thèse. Il apporte une revue de l'évolution de la compréhension et de la représentation de la marée interne depuis la découverte des ondes internes et les premières mesures de ces processus. Le contexte dans lequel le satellite SWOT a été développé est aussi décrit pour mieux comprendre les enjeux de ce nouveau type de mesures hautes résolutions et leurs limitations. Enfin, il décrit l'évolution de la modélisation de la marée interne et les différents processus de circulation en place dans les deux zones d'étude choisies.
- Le chapitre 2 décrit une méthodologie innovante, basée sur une méthode de clustering, pour la classification des profils de densité dans les deux zones choisies. Les profils types, représentatifs de la variabilité de la stratification, sont ensuite utilisés pour simuler la

marée interne dans une configuration idéalisée avec le modèle T-UGOm. Cela permet de relier les caractéristiques de la signature de surface de la marée interne, l'amplitude et la longueur d'onde, avec les caractéristiques de la stratification, l'intensité des gradients verticaux, leurs nombres et leurs profondeurs. La décomposition en modes verticaux des solutions permet de préciser quels modes, et donc quelles échelles spatiales, sont affectés par la variabilité de la stratification.

- Le chapitre 3 transpose cette méthodologie sur une configuration semi-réaliste du Golfe de Gascogne avec le modèle SYMPHONIE. La signature de surface de la marée interne simulée est décrite à partir de la valeur des variables d'états, du bilan énergétique et des spectres spatiaux. Dans un premier temps, la marée interne est décrite sans tenir compte de la variabilité saisonnière pour mieux comprendre la complexité de la marée interne liée à la topographie sur la zone, à l'origine de nombreux sites de génération. Dans un deuxième temps, la sensibilité des simulations à la résolution spatiale du modèle est étudiée pour deux grilles : à 1 km et 500 m. Enfin, la variabilité saisonnière est étudiée grâce à l'utilisation de stratifications types de la même façon que dans le chapitre 2.
- Le chapitre 4 se concentre sur l'utilisation des mesures altimétriques pour proposer un traitement saisonnier capable d'extraire les caractéristiques saisonnières de la signature de surface de la marée interne. Le traitement d'une série temporelle discontinue implique de nombreuses difficultés additionnelles qui peuvent mettre en défaut les méthodes classiques d'analyse harmonique. Ainsi, un critère de Rayleigh numérique (Lyard et al., 2021) permet de connaître la séparabilité des différentes harmoniques de marée et une méthode de moindres carrées (Ponchaut et al., 2001) permet d'en estimer le signal. Les difficultés qui restent à résoudre, notamment sur l'estimation de barres d'erreurs associées aux constantes harmoniques, sont ensuite décrites. Enfin, les résultats des analyses altimétriques sont qualitativement comparés aux simulations du chapitre 3.
- Le chapitre 5 propose, en guise d'ouverture, une application supplémentaire des simulations du chapitre 3. En calculant la friction au fond liée à la marée interne et en utilisant les propriétés des sédiments, les zones de remise en suspension des sédiments par la marée interne peuvent être localisées avec précision. Couplé à une étude de la circulation générale, cette méthodologie interdisciplinaire permet une meilleure interprétation des mesures géochimiques des particules en suspension.
- Finalement, un dernier chapitre dresse la conclusion des résultats apportés dans cette thèse. Les différentes étapes pour améliorer le réalisme des simulations du Golfe de Gascogne sont détaillées, ainsi que les perspectives d'application des différentes méthodologies de cette thèse pour les futures corrections de la marée interne pour les mesures SWOT.

Chapitre 1

Connaissances nécessaires

Sommaire

1.1	La marée interne	1
1.1.1	Définition	1
1.1.2	Génération de la marée interne	2
1.1.3	Harmoniques de marée	4
1.1.4	Propagation de la marée interne	6
1.2	L'altimétrie spatiale et l'enjeu de la correction de la marée interne	8
1.2.1	La variabilité de la topographie de l'océan	8
1.2.2	Petit historique de l'altimétrie pour l'océanographie	8
1.2.3	L'altimétrie large fauchée et la mission SWOT	11
1.2.4	Séparation des différents processus	13
1.2.5	Marée interne stationnaire et non-stationnaire	16
1.3	Modélisation de la marée interne	17
1.3.1	Les modèles analytiques	17
1.3.2	Les modèles numériques académiques	18
1.3.3	Les modèles numériques réalistes	18
1.4	Approche méthodologique	20
1.4.1	La modélisation spectrale	20
1.4.2	Zones d'études	21

1.1 La marée interne

1.1.1 Définition

La marée *interne* est aussi appelée *ondes internes de marée*. Une *onde* est la propagation d'une perturbation qui induit une variation réversible des propriétés locales du milieu dans lequel elle se propage. Le son est une onde qui déforme l'air (ou l'eau, le bois, la pierre, etc.). Lorsqu'un caillou est lancé dans l'eau, des vagues se propagent depuis le centre vers l'extérieur ; ces vagues sont également des ondes qui déforment la surface de l'eau. Ainsi les ondes internes de marée font référence aux mouvements, à la dynamique de l'océan. La marée interne est constituée d'un ensemble d'ondes *internes* qui sont générées par la marée. Ces ondes *internes* s'influencent les unes avec les autres et deviennent alors un processus à part entière. Avant d'expliquer plus en détails quelles sont les caractéristiques de la marée *interne*, commençons par expliquer le terme *interne*.

Les ondes internes sont associées à la structure interne de l'océan, c'est-à-dire à l'étagement des différentes masses d'eau les unes sur les autres. L'huile et l'eau ne se mélangent pas car leur densité est différente. Près des côtes, l'eau des fleuves (dans un estuaire) ou l'eau de fonte de la neige (dans les fjords) ne se mélangent pas à l'eau de mer. Il se forme alors une langue d'eau douce au-dessus de l'eau salée de l'océan, on parle alors d'étagement de deux masses d'eaux : l'eau douce et l'eau salée. Dans ce contexte très particulier, un phénomène se produit appelé "eau morte". J'utiliserais l'explication de ce phénomène faite par Raja (2018) dans sa thèse pour illustrer le fonctionnement des ondes internes :

”

Les marins naviguant proche des panaches des fleuves ou dans les fjords, où les eaux douces surnagent au-dessus de l'eau salée de la mer sans se mélanger, rencontrent parfois une étrange résistance à leur bateau. Les bateaux à moteur voient leur vitesse soudainement diminuer et s'arrêtent comme mort sur l'eau. Les marins l'appellent "le phénomène de l'eau morte". Plusieurs méthodes furent utilisées pour vaincre cette "eau morte". Dans le temps, les marins croyaient que l'eau morte était causée par des rêmoras ou des poissons-ventouse qui s'attachaient à la coque. Alors, ils tiraient des coups de feu dans l'eau, remuaient et frappaient l'eau autour du bateau avec les rames, ramenaient les aussières sous le bateau, etc. Ils découvrirent aussi que lorsqu'ils arrêtaient le bateau pendant quelques minutes, laissant les vagues de poupe s'éloigner, l'eau morte semblait disparaître.

Le phénomène de l'eau morte fut observé par l'océanographe norvégien Fridtjof Nansen pendant son expédition en août 1893 dans l'archipel nordenskiöld près de la péninsule Taymyr. Des années plus tard, sur la base de ses observations, c'est son étudiant Vagn Walfrid Ekman qui s'intéressa à ce phénomène durant sa thèse (Ekman, 1904) et expliqua son origine [Fig. 1.1]. Quand l'eau douce rencontre l'eau salée sans mélange, il se forme une couche [d'eau douce 'légère'] au-dessus de l'eau salée [plus] dense. Quand les bateaux naviguent sur ses deux couches de densité différentes, la perturbation crée des ondes sous-marines à l'interface de ces deux couches. L'énergie du moteur est utilisée à générer des ondes internes plutôt qu'à propulser le bateau, qui de ce fait subit une traînée due aux ondes.

”

Ainsi les ondes internes sont des ondes qui se propagent à l'interface entre deux masses d'eau qui n'ont pas la même densité. La salinité (teneur en sel) et la température de l'eau sont les deux facteurs qui contrôlent la densité. C'est pourquoi il est dit que nous flottons mieux dans une mer très salée comme la mer Morte et que l'air chaud monte alors que l'air froid descend. Il en va de même pour l'eau dans l'océan.

1.1.2 Génération de la marée interne

La marée interne est un processus basé sur des ondes internes générées par la marée, c'est pourquoi elle est aussi nommée *ondes internes de marée*. Elle se produit lorsque trois conditions sont réunies, comme illustré sur le schéma de la figure 1.2. La force de rappel des ondes qui forment la marée interne est la stratification, sans elle pas d'oscillation donc pas d'onde. La force motrice, ou la force de génération est la marée et plus précisément, les courants de la marée barotrope. La perturbation de la force motrice est due à une forte pente dans la bathymétrie perpendiculairement à cette force. Détaillons chacune de ses conditions.

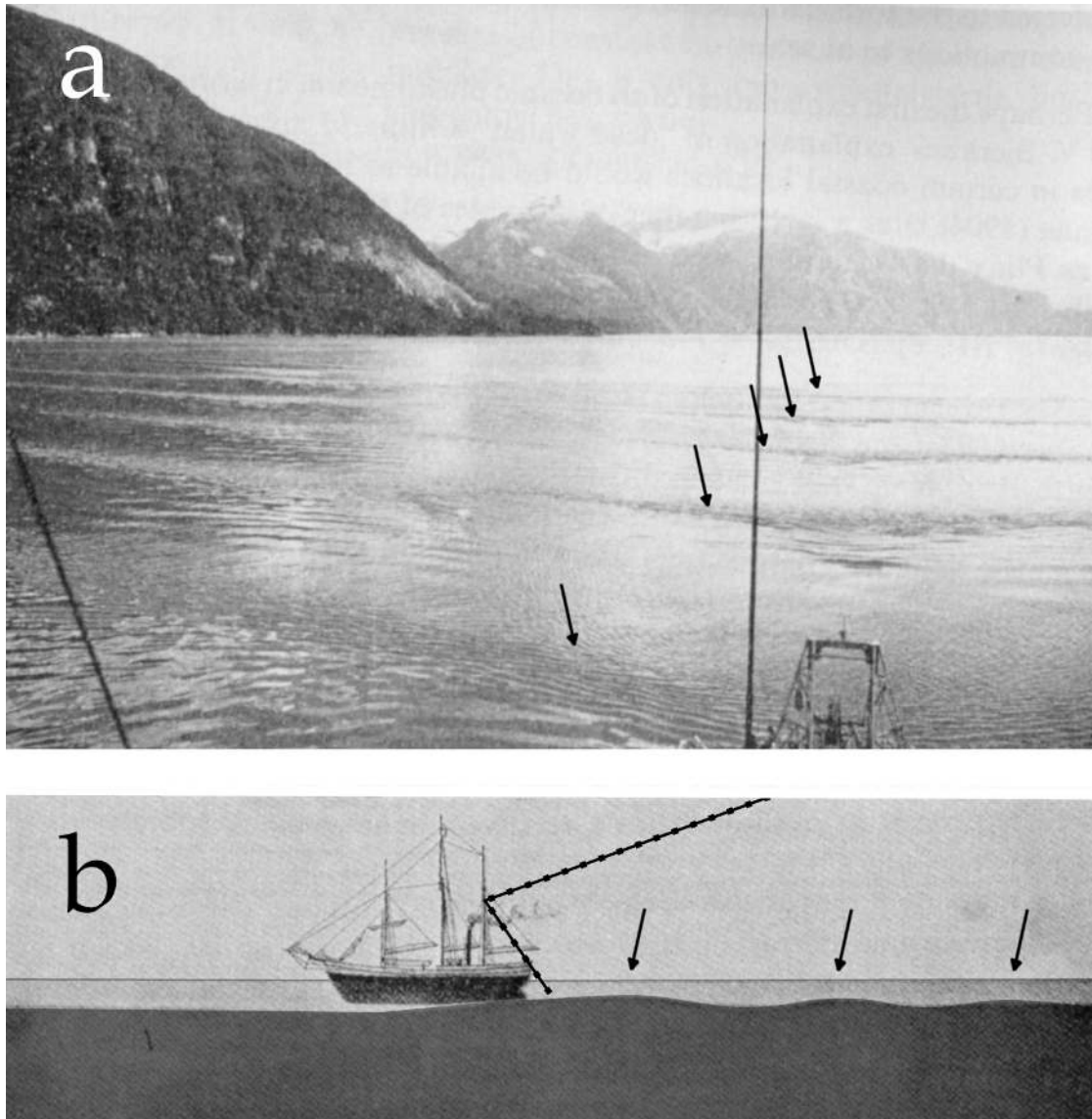


FIGURE 1.1 – (a) Photographie des ondes internes générées lors du phénomène "d'eau morte". (b) Explication de la structure verticale : le bateau arrive avec une vitesse suffisante pour perturber la couche d'eau douce; les ondes internes générées à la suite du bateau provoquent une forte traînée qui le ralentit. Les flèches noires désignent les crêtes des ondes internes. Modifié à partir de Gill (1982), Ekman (1904)

En moyenne, l'océan est organisé avec les eaux les moins denses en surface et les eaux les plus denses au fond dans un état d'équilibre. Cet empilement de couches de différentes densités se nomme la stratification de l'océan. Une stratification forte fait référence à une forte différence de densité entre les strates. Au contraire, une stratification faible fait référence à une faible différence de densité entre les strates.

La marée barotrope est l'image la plus commune que l'on peut avoir de la marée avec le flux, lors de la marée montante et le reflux, lors de la marée descendante. Ces mouvements de l'océan sont générés par l'attraction gravitationnelle qu'exerce la Lune et le Soleil (et tout autre astre mais ce sont les deux principaux) sur notre planète. La marée barotrope se distingue de la marée barocline par le contexte de stratification dans lequel elle se propage. Lorsque la stratification présente des couches bien horizontales, on se trouve en situation barotrope avec des courants de marée horizontaux et homogènes sur la verticale. Lorsque la stratification présente des couches

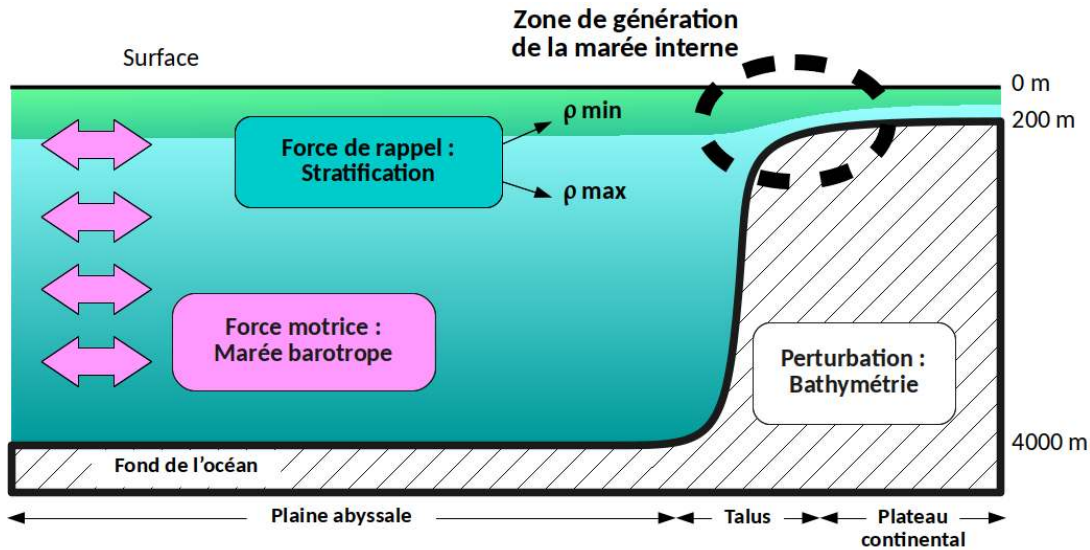


FIGURE 1.2 – Schéma conceptuel des trois conditions nécessaires à la génération de la marée interne dans le cas d'un talus continental : la marée barotrope doit être perpendiculaire à une forte pente bathymétrique dans un océan stratifié. Les profondeurs mentionnées à droite du schéma sont des ordres de grandeur. Les mentions " ρ_{\min} " et " ρ_{\max} " font référence à la forte différence de densité entre les couches de surface et les couches profondes.

en pente, on se trouve en situation barocline. Dans la figure 1.2, la plaine abyssale et le plateau continental sont en situation barotrope alors que le talus est en situation barocline.

La situation instable de stratification à l'origine des ondes internes de marée se produit donc lorsque les courants de marée barotrope sont perpendiculaires à une forte pente de bathymétrie et sont bloqués par cet obstacle. Deux dynamiques peuvent alors apparaître : soit les courants contournent l'obstacle soit ils le franchissent. Le franchissement est beaucoup plus difficile et arrive dans des conditions hydrodynamiques très particulières : le haut de l'obstacle doit être ouvert pour que l'énergie puisse continuer de se propager après l'obstacle. Sur les côtes, c'est le cas des embouchures de fleuves qui permettent à la marée de se propager loin dans les terres. En pleine mer, c'est le cas pour les dorsales océaniques, ces longues chaînes de monts sous-marins formés par les points chauds. Le franchissement de tels obstacles force les courants initialement horizontaux à longer la pente et à prendre alors une dimension verticale. En remontant et redescendant, ces courants vont déstabiliser la stratification et produire ce contexte barocline propice à la génération d'ondes internes.

L'intensité de la génération de la marée interne dépend de l'intensité de ces trois conditions. Plus les courants de marées barotropes seront forts et perpendiculaires à la pente, plus la génération sera forte. Plus la stratification sera forte, plus la génération sera forte. Plus la pente sera haute et raide, plus la génération sera forte.

1.1.3 Harmoniques de marée

Avant de poursuivre, il faut préciser quelques caractéristiques de la marée barotrope. Comme mentionné plus haut, elle est le résultat de l'attraction gravitationnelle des astres autour de la Terre sur la masse océanique. La Lune et le Soleil sont les deux principaux corps qui participent à ce forçage astronomique, le premier par sa proximité et le second par sa masse. Les positions de la Terre et de la Lune variant continuellement autour du Soleil avec des périodicités bien connues, les deux astres générateurs vont tantôt agir de façon conjointe et tantôt de façon opposée. Cette dynamique crée des fluctuations dans l'intensité de la marée barotrope connues sous le nom des

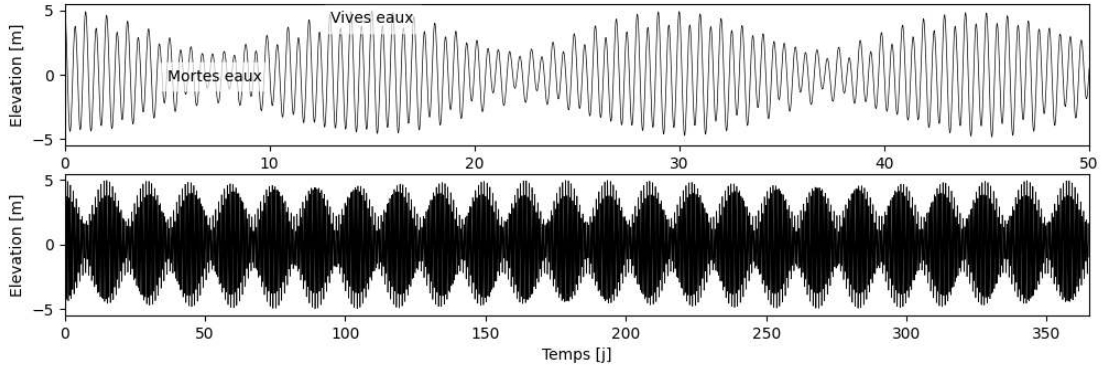


FIGURE 1.3 – Élévation de la marée sur (haut) 50 jours et (bas) 1 an. Ce signal de marée est créé à partir des deux harmoniques semi-diurnes M_2 , S_2 et de l’harmonique diurne K_1 .

cycles de mortes eaux et vives eaux. Ces cycles sont présentés dans la figure 1.3

D’un point de vue physique, ce phénomène s’apparente à la superposition de deux ondes de périodes proches qui génère un phénomène d’interférence ou de battement. C’est le même principe que lorsqu’un musicien joue deux notes très proches et que le son devient modulé. Pour décrire et prédire la marée, les scientifiques ont longtemps cherché à connaître les périodes des différentes ondes de marée aussi appelées harmoniques de marée. C’est avec de longues séries temporelles de l’élévation qu’ils réussirent à extraire les grandes familles des harmoniques de marée. Ainsi A. T. Doodson (1921) a proposé une décomposition du potentiel générateur de la marée en plus de 400 fréquences de marée différentes. Les marées solaires sont dénommées S (pour Sun). Les marées lunaires sont dénommées M (pour Moon). Les ondes semi-diurnes sont suivies du suffixe 2 (avec deux cycles de marée par jour). Les ondes diurnes sont suivies du suffixe 1 (avec un cycle de marée par jour). Les ondes de marée les plus importantes en termes d’amplitude sont : M_2 , S_2 , N_2 , O_1 et K_1 .

La marée étant un processus hydrodynamique de mise en mouvement des masses d’eau, elle est soumise aux contraintes de circulation imposées par les continents et la bathymétrie. Le signal périodique induit par le forçage astronomique des astres est donc complexifié et modulé en fonction de la profondeur de l’océan et des côtes. C’est pour cela que les marées sont différentes dans le monde avec des cycles plus ou moins complexes.

La marée en un point du globe est ainsi décrite par une amplitude d’élévation et un retard de phase (convention de marée) pour chaque fréquence harmonique ; le retard de phase indiquant le retard du maximum de marée par rapport au passage de la Lune au zénith. La somme de ces harmoniques permet de calculer le signal de marée. Dans l’exemple de la figure 1.3, la prédiction de marée à partir des 3 fréquences décrites s’écrit de la façon suivante :

$$z(t) = A_{M_2} e^{i(\omega_{M_2} t - \phi_{M_2})} + A_{S_2} e^{i(\omega_{S_2} t - \phi_{S_2})} + A_{K_1} e^{i(\omega_{K_1} t - \phi_{K_1})} \quad (1.1)$$

avec z le signal total de marée à l’instant t , A l’amplitude associée à chaque harmonique, ϕ le retard de phase associée à chaque harmonique et t le temps.

Pour estimer les amplitudes et retards de phase des harmoniques de marée en un point, on utilise l’analyse harmonique d’une série temporelle d’élévation. Cette méthode permet de séparer toutes les ondes contenues dans un signal en fonction de leur période. Plus de détails sur les analyses harmoniques de la marée et leur historique peut être trouvé dans l’ouvrage de Simon and Gonella (2007).

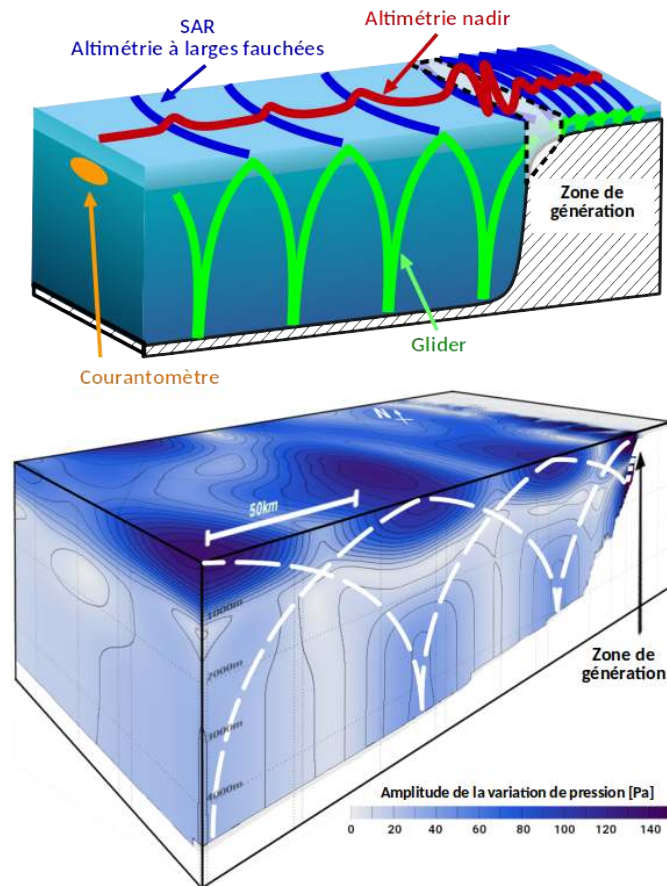


FIGURE 1.4 – (haut) Schéma représentant la forme des maximums d’amplitude de la marée interne pour différentes mesures. (bas) Amplitude de la marée interne simulée dans le Golfe de Gascogne.

1.1.4 Propagation de la marée interne

Une fois générées, les ondes internes de marée se propagent dans plusieurs directions. La signature très particulière de la marée interne en un point est en fait la combinaison d’une multitude d’ondes qui s’influencent les unes les autres. En fonction du parcours qu’a subi chaque onde depuis la zone de génération, son retard de phase ne sera pas le même. Ainsi, les endroits où la majorité des ondes sont en phase présentent une amplitude totale plus importante. À l’inverse, les endroits où la majorité des ondes sont en opposition de phase présentent une amplitude quasi nulle. C’est ce signal d’amplitude totale qui est appelé marée interne. Une illustration est présentée dans la figure 1.4.

Lorsque l’on observe la marée interne en coupe verticale, on remarque que le maximum d’amplitude forme un tracé en forme d’ogives successives. Ce signal est aussi appelé un faisceau d’onde. Puisqu’il est formé par la superposition d’une multitude d’ondes internes, il a lui aussi les propriétés de propagation des ondes internes. Lorsqu’il atteint la surface ou le fond, le faisceau d’onde est réfléchi selon un angle équivalent. Lorsque la stratification change le faisceau d’onde est réfracté et c’est cette dernière propriété qui lui donne cette forme d’ogive. Plus de détails et de précisions seront apportés dans la section 2.

La propagation de la marée interne est un phénomène difficilement observable dans sa globalité pour plusieurs raisons. Tout d’abord la marée interne se propage sur des très longues distances, jusqu’à 2000 km dans l’océan Pacifique. Puis, la fréquence de la marée interne est la même que celle de la marée (*e.g.* ~ 12 h pour les marées semi-diurnes, ~ 24 h pour les

marées diurnes). Ce phénomène associe donc une échelle spatiale très grande avec une échelle temporelle très courte. Jusque-là les contraintes sont les mêmes que pour la marée barotrope qui demande déjà des séries temporelles assez détaillées et longues pour pouvoir séparer les différentes fréquences les unes des autres. La longueur d'onde de la marée interne est d'environ 200-150 *km* par des fonds profond et environ 60 *km* par des fonds peu profonds. Mais des longueurs d'ondes plus courtes apparaissent aussi avec la complexité des reliefs sur lesquels la marée interne est générée et la diversité des stratifications qu'elle rencontre. Ainsi la complexité spatiale de la marée interne demande une bonne résolution spatiale en même temps qu'une série temporelle bien résolue et longue.

Jusqu'à présent, aucune campagne de mesure n'a été en mesure de cerner toutes les dimensions de la marée interne à la fois. Cependant, grâce à certaines mesures, la communauté océanographique a pu fournir des observations de la marée interne : c'est avec des courantomètres et des CTD le long de lignes de mouillage que les premières observations de la marée interne ont pu être mises en évidence par Helland-Hansen and Nansen (1909). Les courantomètres enregistrent de forts cisaillements de vitesse lors du passage des ondes internes. Les CTD, mesurant la température et la salinité, permettent d'enregistrer les déplacements verticaux des couches de densités lors du passage des ondes interne (Pingree et al., 1984, Pichon and Maze, 1990). Les lignes de CTD et les gliders, en mesurant des coupes verticales de pression et densité, mettent en évidence la présence de marée interne (Johnston and Rudnick, 2015, Palmer et al., 2015) ainsi que la forme caractéristique en ogive des faisceaux d'onde (New and Pingree, 1990, Sérazin et al., 2017). Enfin grâce aux mesures spatiales de l'océan depuis près de 30 ans, la signature de surface de la marée interne a pu être extraite des observations altimétriques à l'échelle de l'océan global et avec une très bonne précision (Ray and Mitchum, 1997, Carrère et al., 2004, Ray and Zaron, 2016, Zaron, 2019, Zhao et al., 2019). Avec l'élaboration de nouvelles mesures spatiales à haute résolution, comme la future mission altimétrique SWOT, l'intérêt pour la compréhension de la marée interne a été relancé à l'échelle internationale.

1.2 L'altimétrie spatiale et l'enjeu de la correction de la marée interne

1.2.1 La variabilité de la topographie de l'océan

La topographie de l'océan est la forme que prend l'océan à sa surface, on parle aussi de l'élévation de la surface de l'océan. Celle-ci est due à de nombreux phénomènes et son étude permet d'obtenir des informations sur la dynamique des océans. Voici quelques ordres de grandeur des différents phénomènes en place. Le vent génère des vagues là où il est suffisamment fort, ces vagues peuvent mesurer jusqu'à ~ 10 *m*. Un vent maintenu pendant une longue période génère des train de houle qui se propagent sur des plus longues distances et peut mesurer jusqu'à ~ 5 *m*. La pression atmosphérique influence directement l'élévation : ainsi l'approximation de baromètre inverse indique qu'un delta de pression de +1 mbar implique une diminution de l'élévation de 1 cm. Lors de tempêtes, la dépression est responsable d'une élévation qui peut mesurer jusqu'à 2 m environ. Cet effet de la pression est complété par le forçage du vent aux hautes fréquences. Les astres, comme la Lune et le Soleil, sont responsables de la marée barotrope qui peut mesurer plus de 10 m localement en fonction de la forme des côtes. La marée interne, composée d'une série d'ondes provoquant des déplacements verticaux, en arrivant à la surface provoque une élévation qui peut mesurer jusqu'à ~ 10 *cm*.

La circulation générale de l'océan (dites géostrophique) se caractérise en surface par des gradients horizontaux d'élévations sur des échelles spatiales très larges et d'amplitude ~ 1 *m*. À

plus petite échelle, les tourbillons océaniques qui se trouvent hors de l'équateur ont aussi une influence sur l'élévation de surface et peuvent mesurer ~ 50 cm. En fonction du sens de rotation et de l'hémisphère dans lequel ils se trouvent, ils concentrent l'eau en leur centre ou l'évacuent à l'extérieur. Les premiers font plonger l'eau et donc abaissent la surface. Les seconds font remonter l'eau et donc surélèvent la surface.

Enfin l'océan est aussi soumis au changement climatique à l'échelle globale ce qui se traduit par des variations ponctuelles et régionales telles que les événements El Niño/La Niña (Carréric et al., 2020) ou des variations très basse fréquence comme le montre la tendance à l'augmentation du niveau moyen océanique (Cazenave et al., 2014).

Ainsi la topographie dynamique de l'océan est la résultante de tous ces phénomènes. Grâce à l'avènement de l'altimétrie spatiale depuis bientôt 30 ans, nous avons maintenant accès à des mesures de l'élévation du niveau de la mer d'une précision centimétrique et à l'échelle de l'océan global. Pour étudier certains phénomènes océaniques plus précisément, comme par exemple l'évolution de la mésoéchelle et des tendances océaniques aux échelles inter-annuelles et climatique, il faut pouvoir séparer leurs contributions de celle des autres dans la mesure satellite. Ce travail s'inscrit dans cette démarche mais plus de détails seront apportés à la fin de cette section. Tout d'abord, il est important de montrer pourquoi l'utilisation de l'altimétrie spatiale pour l'observation de la topographie océanique s'est démocratisée dans la communauté océanographique.

1.2.2 Petit historique de l'altimétrie pour l'océanographie

Depuis plusieurs décennies, l'océan est observé depuis l'espace grâce à de nombreux satellites dédiés. Alors que les campagnes en mer étaient très coûteuses en temps, en moyens humains et moyens financiers tout en étant très ponctuelles, l'arrivée des données spatiales a permis une couverture quasi globale et systématique de la surface de l'océan. Plusieurs technologies ont été développées pour observer les différentes caractéristiques de la surface de l'océan. Les radiomètres permettent de mesurer la température grâce aux mesures dans les domaines des infrarouges et des micro-ondes (Guan and Kawamura, 2003). Les radiomètres mesurant les micro-ondes (bande L) sont aussi utilisés pour mesurer la salinité (Reul et al., 2020). En utilisant plusieurs fréquences mesurées par les radiomètres dans le domaine du visible, la couleur de l'eau de surface peut être aussi mesurée. Ces mesures permettent de suivre l'activité biologique primaire (via la concentration de chlorophylle-a) ainsi que celle des particules en suspension (Acker et al., 2005, McClain, 2009).

Parmi toutes ces technologies, l'altimétrie permet d'observer l'élévation de la surface de l'océan, sa topographie. Le principe est très simple : une antenne émet une onde depuis le satellite vers l'océan, l'onde rebondit à la surface de l'océan et retourne vers le satellite. En connaissant le temps que l'onde a mis pour faire cet aller-retour ainsi que l'altitude de l'orbite du satellite, l'élévation de la surface peut être calculée. Si l'antenne émet des ondes radio (dont la fréquence est inférieure à 300 GHz), on parle alors d'*altimétrie radar*. Les fréquences les plus utilisées sont autour de 13.5 GHz (bande Ku) et de 5 GHz (bande C). Ces fréquences sont définies en fonction de la disponibilité des fréquences et des échelles du processus à observer (Avignon et al., 1998). Les premières mesures d'altimétrie radar utilisent un seul couple émetteur-récepteur pour réaliser une mesure de la topographie directement à la verticale du satellite, on parle alors d'altimétrie nadir.

Avec le lancement de TOPEX/Poseidon (T/P) le 10 Août 1992, commence la plus longue série de mesures de la topographie de l'océan. T/P n'est pas le premier satellite à utiliser la technologie de l'altimétrie radar, mais ses instruments de mesures atteignent alors une précision

de 4.2 cm^1 . Jusque-là, les altimètres avaient une précision de mesure de la surface de l’océan inférieure à 20 cm (Mitchum et al., 2001). Ces mesures permettaient d’étudier les phénomènes de grande envergure mais ne permettaient pas d’accéder à la variabilité de l’océan. Ainsi T/P a été construit spécifiquement pour l’observation de l’océan et de la marée océanique et il a permis d’étudier des processus tels que les tourbillons, indétectables jusqu’alors (Fig. 1.5).

Avant de poursuivre, il faut préciser les caractéristiques qui permettent de comparer les mesures de différents satellites. Le choix de l’orbite du satellite détermine le schéma de mesure (Parke et al., 1987). Les orbites des satellites d’observations sont choisies de telle façon à ce qu’après chaque passage successif, la trace au sol soit décalée d’une certaine distance (Fig. 1.6). Ainsi, de passage en passage, le satellite couvre la totalité de la Terre. L’angle de ce décalage détermine la couverture spatiale et le temps de révolution du satellite, c’est-à-dire le temps qu’il met pour revenir à son point de départ. Par exemple, l’orbite de T/P a un temps de révolution de 9 jours, 21 heures et 58 minutes et une couverture de 315 km à l’équateur mais avec un angle de 24° par rapport à l’axe de rotation de la Terre, les mesures sont limitées entre 66°S et 66°N . La répétitivité du satellite, définie par l’orbite, détermine la qualité de l’échantillonnage du signal de marée. L’un des critères majeur du choix de l’orbite T/P a donc été d’optimiser cet échantillonnage (Parke et al., 1987, Fu et al., 1994).

Ensuite, se sont les capacités des instruments qui définissent à la fois la résolution spatiale et la précision de la mesure. Comme le satellite est toujours en mouvement, la résolution spatiale des mesures est définie par la fréquence de mesures des instruments (en nombre de mesures par seconde ou hertz). Avec une vitesse au sol de 5.8 km.s^{-1} ², les instruments mesurant à 1 Hz ont des mesures espacées de 5.8 km , ceux à 10 Hz de 580 m et ceux à 20 Hz de 290 m . Par exemple, les instruments embarqués par T/P permettent ont une fréquence de mesure de 10 Hz et 20 Hz avec une précision de 4.2 cm^3 . Pour des raisons de bruits et de volume de traitement, les mesures à 20 Hz et 10 Hz ne sont utilisées que partiellement pour arriver à une fréquence de mesure de 1 Hz dans les produits finaux (Anzenhofer et al., 1999).

À la suite de T/P, les satellites Jason (1, 2 et 3) ont été lancés pour reprendre la continuité des mesures de T/P sans qu’il y ait d’arrêts dans les mesures. Au fur et à mesure des nouveaux satellites, la précision des mesures s’est affinée avec l’amélioration des instruments et des traitements des mesures. Actuellement, le satellite Jason-3 a une fréquence de mesure de 20 Hz et une précision de 3.3 cm^4 . L’objectif de la série Jason est de rester cohérent avec les mesures de T/P, en gardant la même orbite, afin de constituer une longue série temporelle altimétrique de haute précision. Les missions T/P et Jason permettent ainsi d’étudier à la fois les différents signaux océaniques mais aussi l’évolution de l’océan sur le long terme.

1.2.3 L’altimétrie large fauchée et la mission SWOT

En complément de l’altimétrie nadir, d’autres méthodes de mesure sont développées comme l’altimétrie à large fauchée. Cette méthode utilise deux récepteurs séparés par une grande distance. Une antenne positionnée sur l’un des côtés est utilisée pour émettre les ondes. Un système polarisant permet d’orienter les ondes avec des angles différents, pointant de part et d’autre de la verticale du satellite à tour de rôle (Fig. 1.7). Ces zones de part et d’autre de la verticale sont appelées les fauchées. À chaque fois que l’onde rebondit à la surface, une partie de l’onde est récupérée par le récepteur qui se trouve du même côté que l’antenne et une autre partie est récupérée par le récepteur qui se trouve à l’opposé. À partir des différences entre les deux réceptions

1. <https://sealevel.jpl.nasa.gov/missions/topex/>; visité le 2020-03-24.

2. <https://podaac.jpl.nasa.gov/TOPEX-POSEIDON?tab=mission-characteristics>; visité le 2020-03-24

3. <https://sealevel.jpl.nasa.gov/missions/topex-poseidon>; visité le 2020-03-24

4. <https://sealevel.jpl.nasa.gov/missions/jason3/>; visité le 2020-03-24.

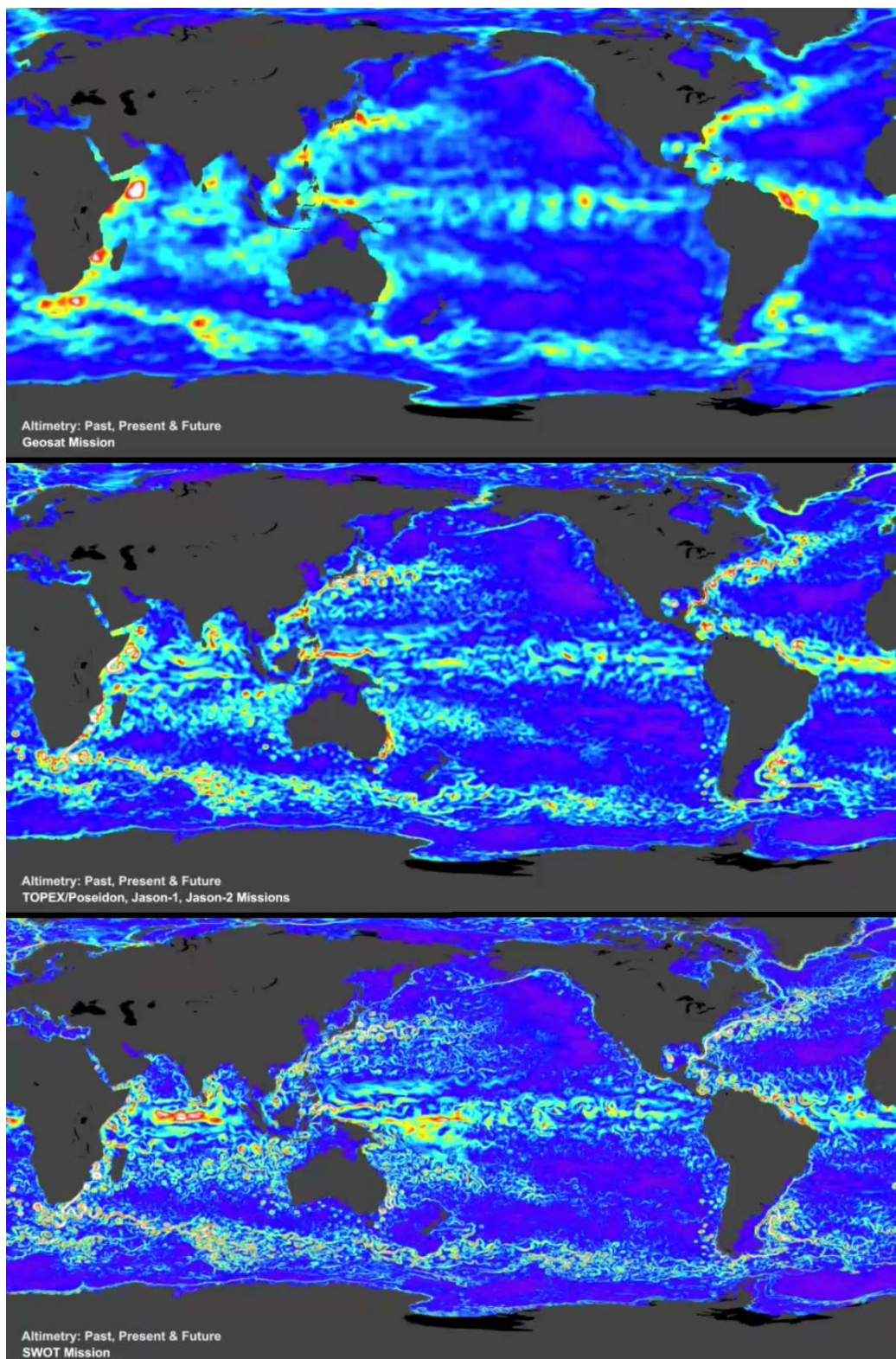


FIGURE 1.5 – Évolution de la résolution dans les mesures de l'élévation de surface de l'océan par altimétrie au fur et à mesure des différentes missions altimétriques : (haut) la mission Geosat, (centre) les missions Topex/Poeidon et Jason 1-2, (bas) la future mission SWOT. Issue de l'animation de la NASA : "Altimetry : Past, Present & Futur"

<https://swot.jpl.nasa.gov/science/oceanography/>; visité le 2020-05-27.

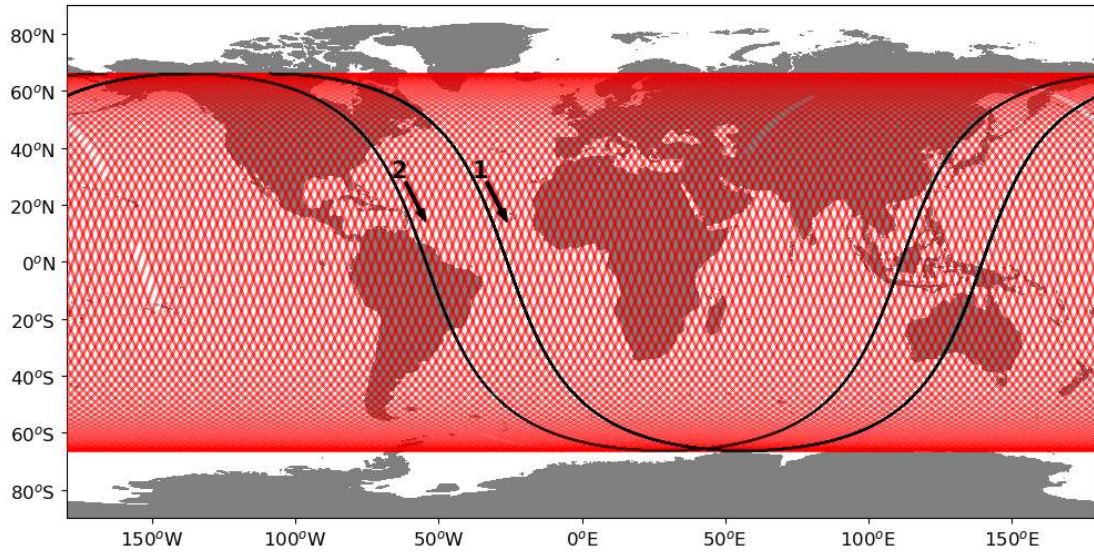


FIGURE 1.6 – Traces au sol satellite Topex/Poseidon. Les lignes noires représentent les traces du satellite pendant deux tours d'orbite.

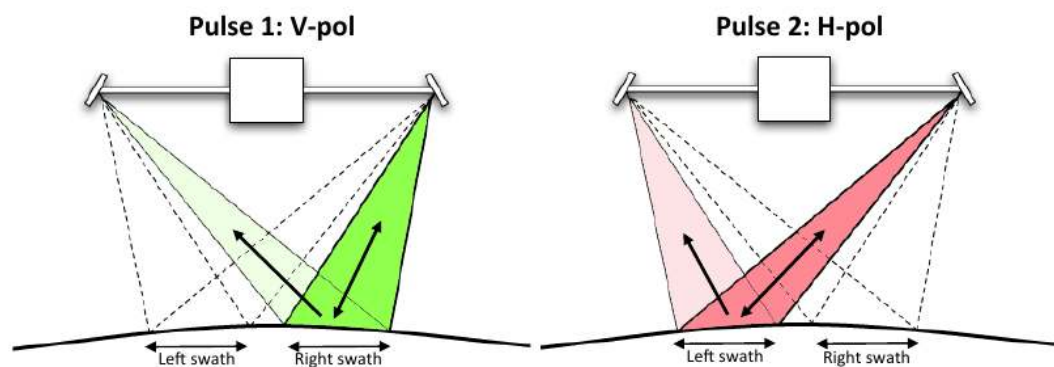


FIGURE 1.7 – Principe de l'altimétrie à large fauchée, à gauche en vert la première pulsation (émission de l'onde) et à gauche la deuxième pulsation

et les interférences qu'elles forment, la forme de la surface peut en être déduite, c'est pourquoi cette méthode est dite interférométrique. Concrètement, cette méthode permet de mesurer la surface de part et d'autre de la verticale du satellite sur des distances de l'ordre de la dizaine à la centaine de kilomètres. En ajoutant un altimètre nadir au satellite, le vide entre les fauchées est comblé et la mesure est quasiment continue. Ainsi, à chaque instant, la surface est mesurée le long d'une ligne perpendiculaire à la course du satellite. Cette ligne est composée de deux fauchées et d'une mesure nadir formant une large fauchée de mesure. Grâce à cette méthode, la couverture des mesures est largement améliorée par rapport à l'altimétrie nadir et permet d'obtenir une vision 2D de la topographie de l'océan. Cette vision 2D n'est utilisable que pour l'étude des processus ayant une taille inférieure ou égale à celle de la fauchée. Cette méthode permet donc d'étudier les tourbillons de petite taille ainsi que les circulations océaniques fines.

Cette méthode de mesure a été proposée pour observer l'océan dès 1998 à la NASA qui a montré son intérêt et a fait rentrer le projet dans le programme *NASA Instrument Incubator*. L'instrument porte alors le nom de *Wide Swath Ocean Altimeter* (WSOA, Altimètre à large fauchée pour l'océan) et est développé par Rodriguez et al. (1999). Il est conçu pour être embarqué sur un satellite de la série Jason qui est en cours de développement à l'époque. Pendant ce temps, en février 2000, une mission de mesure de la topographie des continents est réalisée à bord de

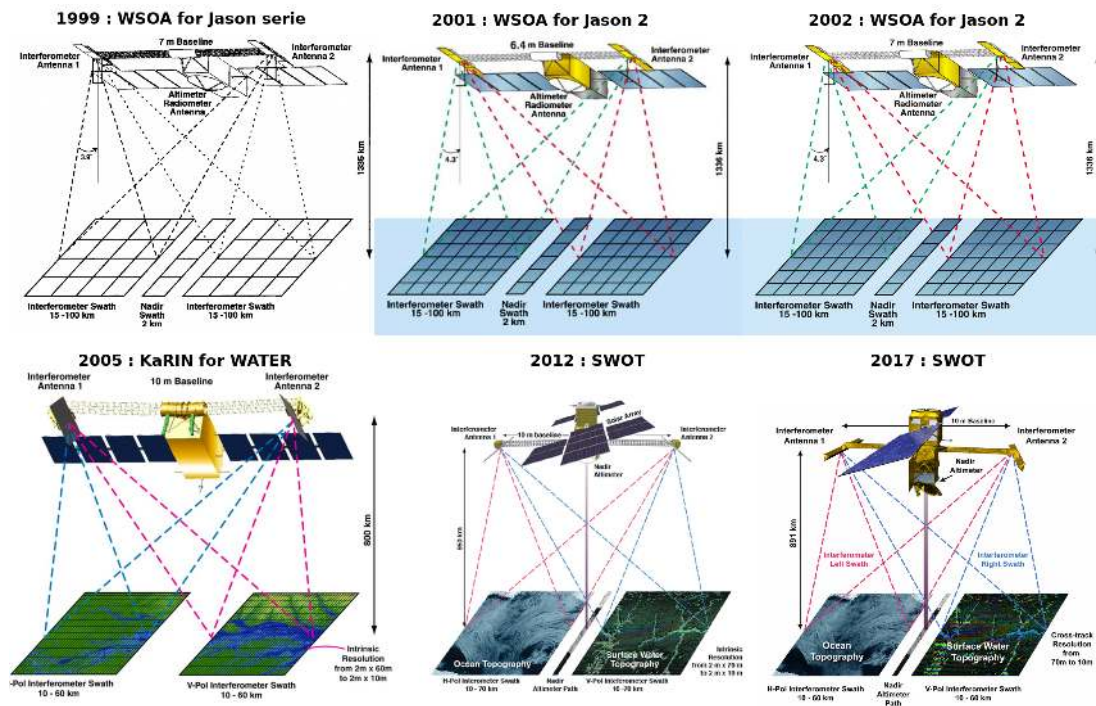


FIGURE 1.8 – Évolution du design et des caractéristiques d'un satellite d'altimétrie à large fauchée. Dans l'ordre chronologique : Rodriguez et al. (1999), Rodriguez and Pollard (2001), Pollard et al. (2002), Mognard and Alsdorf (2005), Fu et al. (2012), Esteban Fernandez et al. (2017)

la navette spatiale de la NASA : *Shuttle Radar Topography Mission* (SRTM). Ces mesures sont réalisées selon la méthode d'interférométrie expliquée plus haut mais avec une seule fauchée (Farr et al., 2007). Cette mission fut un énorme succès pour la communauté hydrographique et inspira les projets d'observation de la Terre par interférométrie en cours de développement.

En 2002, le prototype du WSOA est proposé pour être embarqué sur Jason-2. Beaucoup d'avancées techniques ont été réalisées par Pollard et al. (2002) pour que l'instrument soit supporté par Jason 2 malgré la grande envergure d'un mât de 7 m nécessaire pour séparer les récepteurs. Puisque Jason 2 orbite avec une révolution de 10 jours, cela permettrait au WSOA de réaliser deux fauchées de 100 km en plus de la mesure nadir. Cependant, l'instrument est définitivement retiré du projet en 2004. Son ajout sur le châssis de Jason 2 engendre des surcoûts trop importants et risque de retarder la mise en service du satellite⁵. Pendant ce temps la communauté hydrographique, forte de la réussite de la SRTM, initialise un projet de satellite mesurant le niveau des fleuves et des lacs de façon systématique par altimétrie à large fauchée. S'inspirant de l'instrument WSOA, son homologue KaRIN (*Ka-band Radar Interferometer*) voit le jour en 2003 en proposant un nouveau satellite : WATER (*Water And Terrestrial Elevation Recovery*, Recouvrement de l'élévation terrestre et du niveau d'eau)⁶. Son design est un peu différent car son but est d'avoir une couverture complète des continents et pour cela le satellite doit avoir une répétitivité comprise entre 16 à 21 jours.

En 2007, les deux projets d'observation par altimétrie à large fauchée se rassemblent pour proposer à la NASA le projet *Surface Water and Ocean Topography* (SWOT, Topographie du niveau d'eau et de la surface de l'océan). Ce projet est recommandé par la NASA pour une collaboration. La même année, un groupe de travail se constitue et le programme commence en

5. <https://eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/pag-filter/-/article/jason-2>; visité le 2020-03-24

6. <https://swot.jpl.nasa.gov/>; visité le 2020-03-24.

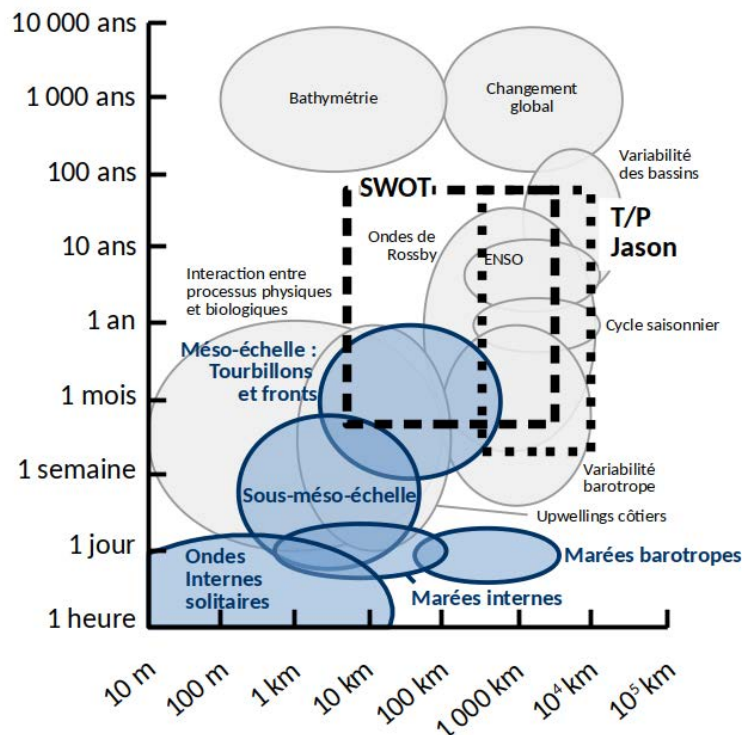


FIGURE 1.9 – Représentation des échelles spatio-temporelles des différents phénomènes océaniques ainsi que des missions altimétriques T/P-Jason (ligne en pointillés) et SWOT (ligne en tirets). En bleu sont rassemblés les phénomènes en rapport avec cette thèse. Schéma basé sur les travaux de Dickey (2001), Santoleri et al. (2002), Wickert et al. (2016)

2008, financé par la NASA et le CNES. Le rapport de Fu et al. (2012) définit les recommandations conjointes des deux communautés ainsi que les mises en garde éventuelles. La construction du satellite commence en 2016 et le premier rapport sur les performances et les erreurs de la mission est rédigé par Esteban Fernandez et al. (2017). Ceci arrête l'orbite du satellite à 891 *km* avec une révolution de 20 jours, 20 heures et 38 minutes. Chaque fauchée mesure 50 *km* de large (largeur *cross-track*) sur une longueur de 120 *km*, les 20 *km* au centre sont complétée par une mesure nadir. Ce choix est le fruit de nombreux débats et compromis entre les différents objectifs de mesure n'ayant pas les mêmes échelles spatiales ou temporelles : les fleuves et les lacs demandent une couverture minutieuse, l'océan possède des dynamiques à hautes fréquences nécessitant une mesure très régulière.

1.2.4 Séparation des différents processus

Pour obtenir la topographie de l'océan, un certain nombre de corrections instrumentales et géophysiques doivent être appliquées sur la mesure altimétrique⁷. Ensuite, la résolutions temporelle et spatiale du satellite définissent quels processus océaniques peuvent être observés (Fig. 1.9). Pour la série T/P-Jason, seuls les tourbillons ayant un diamètre de plus de 100 *km* peuvent être détectés, on parle alors de circulation méso-échelle. Pour SWOT, les tourbillons jusqu'à 10 *km* de diamètres pourront être détectés, on parle alors de circulation sous-méso-échelle.

7. https://www.aviso.altimetry.fr/fileadmin/documents/data/tools/hdbk_j1_gdr.pdf ; visité le 2021-07-10

Onde	Période [h]	Période aliasée [jours]		Ondes à séparer	Durée minimum [jours]	
		T/P	SWOT		T/P	SWOT
M2	12.42	62.11	68.02	M2 – S2	1083.94	800.82
S2	12.00	58.74	74.34	M2 – N2	244.53	145.12
N2	12.66	49.53	46.32	M2 – O1	173.19	250.75
O1	25.82	45.71	53.51	M2 – K1	96.83	93.35
K1	23.93	173.19	250.75	S2 – N2	315.77	122.86
				S2 – O1	206.13	190.96
				S2 – K1	88.89	105.67
				N2 – O1	593.64	344.51
				N2 – K1	69.36	56.81
				O1 – K1	62.11	68.03

TABLE 1.1 – (gauche) Périodes des principales harmoniques de marées ainsi que les périodes aliasées pour l'échantillonnage de Topex/Poseidon (T/P ; 9.9156 jours) et SWOT (20.8597 jours). (droite) Durée nécessaire pour séparer les couples d'harmoniques de marée.

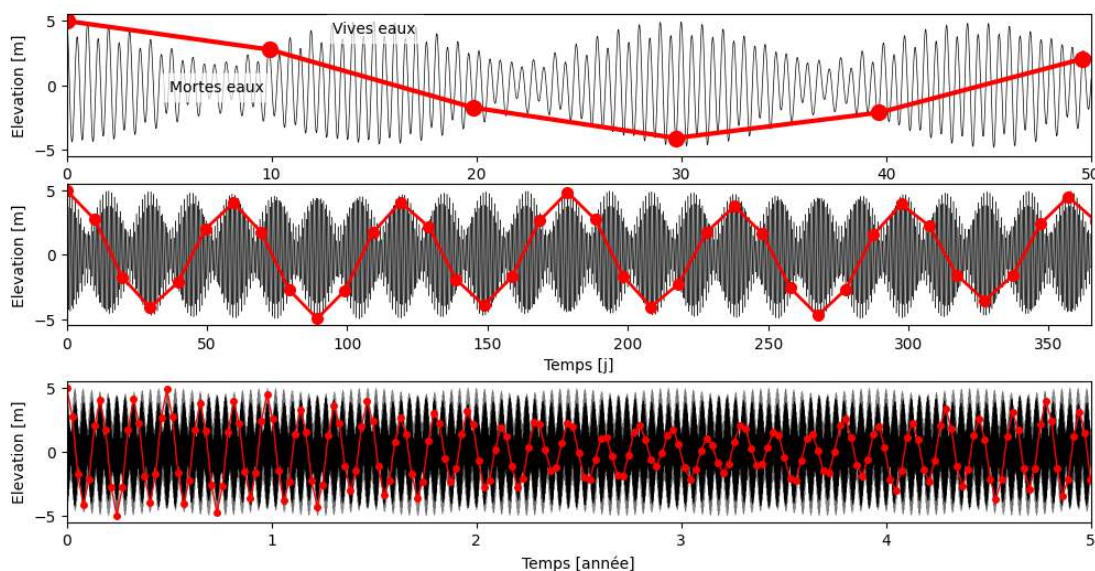


FIGURE 1.10 – Élévation de la marée (courbes noires) et l'échantillonnage par les satellites T/P-Jason (courbes rouges) sur (haut) 50 jours, (centre) 1 an et (bas) 5 ans. Le signal de marée est le même que celui de la figure 1.3

Pour obtenir une observation juste de ces circulations, il est nécessaire que les composantes de la topographie liées aux autres processus soient retirées. Pour les processus avec des échelles spatiale et temporelle suffisamment grandes, leur composante de la topographie peut être estimée directement à partir des mesures du satellite. Pour les autres, leur composante de la topographie doit être estimée à partir de mesures complémentaires ou de modèles.

Les processus comme la marée barotrope, les houles, les vagues et les différences de pression atmosphérique sont actuellement très bien connus et estimés. L'estimation de la marée barotrope est basée sur la périodicité de celle-ci à partir d'une longue série temporelle, comme les données altimétriques de T/P-Jason. Les estimations de la houle, des vagues et de la pression atmosphérique sont basées sur des mesures complémentaires de l'atmosphère et sur des équations de la mécanique des fluides. Même si ces estimations sont robustes, il est nécessaire qu'elles soient de plus en plus précises. Car pour s'intéresser à des phénomènes de plus petite envergure, une correction trop grossière reviendrait à déformer le signal résiduel. Une fois les grandes composantes retirées, il reste à séparer les plus petites entre elles.

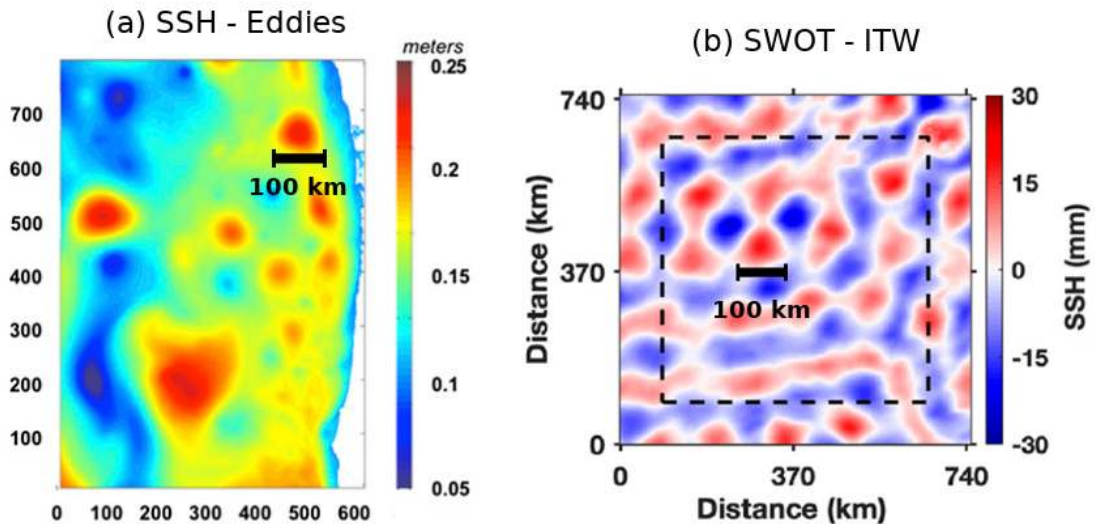


FIGURE 1.11 – (a) Signature des tourbillons sur l'élévation de surface (modèle ROMS, Fu and Ubelmann, 2014). (b) Signature de la marée interne sur l'élévation de surface après une analyse harmonique (modèle MITgcm, Zhao et al., 2019).

Les élévations associées à la propagation de la marée interne et celles associées aux tourbillons ont des dynamiques et des formes très différentes. Cependant, les mesures altimétriques de l'océan ont un échantillonnage très particulier comme expliqué plus haut. Pour les missions T/P-Jason, les mesures sont faites le long d'une trace, comment différencier, alors, deux trains d'onde d'un tourbillon? La temporalité de ces phénomènes n'étant pas la même, c'est l'un des facteurs déterminant pour leur séparation. La marée interne étant basée sur la période de la marée barotrope, celle-ci a une périodicité que les tourbillons n'ont pas. Cependant, l'échantillonnage à 10 jours d'un signal de marée par les satellites provoque un repliement des hautes fréquences de la marée à des périodes beaucoup plus longues dans les mesures (Tab. 1.1). Ce phénomène est appelé "aliasing" en anglais et est illustré par la figure 1.10.

L'amplitude du signal échantillonné à 10 jours varie dans le temps (Fig. 1.10, courbe rouge). Le critère de Rayleigh permet de définir si un couple d'harmonique de marée est séparable en fonction de la durée de la série temporelle, son échantillonnage temporelle et la différence des fréquences aliasées à séparer (Cherniawsky et al., 2001; Tab. 1.1). Grâce à la continuité des satellites T/P et Jason-1-2-3, il existe aujourd'hui une série temporelle de plus de 28 ans de mesures, permettant de séparer un grand nombre d'harmonique de marée.

Dans le cas de SWOT, la fauchée apportera beaucoup plus d'informations spatiales et permettrait de différencier plus directement la forme de trains d'onde de la forme des tourbillons. Cependant, dans le cas où deux trains d'onde se rencontreraient, la topographie de l'océan qui en résulte est très similaire à un champ de tourbillons (Fig. 1.11). Il serait alors nécessaire de recourir à une séparation sur la base de la périodicité des marées, méthodologie qui ne pourra pas être applicable avant de nombreuses années de mesures par ce satellite.

Dans le rapport de Fu et al. (2012), une première mention est faite à la problématique de la marée interne dans les mesures de SWOT. Les auteurs précisent que la correction doit être faite avec un soin particulier pour ne pas fausser les mesures des courants de surface. Il est fait état qu'une partie de l'élévation de surface de la marée interne est constante dans le temps (partie stationnaire) mais aussi qu'une grande partie reste très variable tout au long de l'année (partie non-stationnaire) ce qui rend les corrections délicates.

1.2.5 Marée interne stationnaire et non-stationnaire

Depuis les premières mesures *in situ* des marées internes, ce phénomène est largement considéré comme non-stationnaire (Wunsch, 1975). Les premiers travaux mettant en lumière les trois processus clés de la marée interne (marée barotrope, pente et stratification) vont aussi dans ce sens car deux des trois processus clés comportent une grande variabilité : la marée barotrope suit un cycle de mortes eaux et vives eaux faisant varier l'intensité du forçage, la stratification est saisonnière et peut être perturbée par des phénomènes locaux et/ou ponctuels.

C'est lors de la première observation de la marée interne produite à partir de la série temporelle altimétrique de T/P-J (Ray and Mitchum, 1996) que cette distinction prend toute son importance (Zilberman et al., 2011). L'échantillonnage et l'utilisation de méthodes d'analyse harmonique oblige à faire certaines hypothèses, ainsi, le signal extrait ne correspond donc qu'à la partie stationnaire de la marée interne, comme l'état moyen sur la période considérée. Dans la littérature, on parle aussi de la partie cohérente de la marée interne ou de la marée interne selon l'hypothèse d'un retard de phase fixé.

En appliquant cette méthode sur l'ensemble de la série altimétrique, une carte globale de la marée interne stationnaire selon l'harmonique M_2 est dressé par Ray and Mitchum (1997) et a été raffinée au fur et à mesure que la série temporelle s'allongeait (Carrère et al., 2004, Ray and Zaron, 2016). Pour améliorer les résultats, Zhao et al. (2016) fait l'hypothèse que la marée interne se comporte comme une onde plane. De leur côté, Zaron (2019) et Ubelmann *et al.* (in prep.) utilisent des modèles spatiaux plus complexes. Une fois la cartographie globale de la marée interne stationnaire réalisée, il est possible d'étudier les résidus donnant des informations sur la marée interne non-stationnaire. Ainsi, (Zaron and Ray, 2017) étudie la proportion de la marée interne non-stationnaire par rapport à la marée interne stationnaire. Il met en évidence que la majorité de l'Océan Indien, l'Océan Pacifique équatorial et l'Océan Atlantique équatorial ouest ont une marée interne majoritairement non-stationnaire.

La non-stationnarité de la marée interne peut être due à la variabilité du forçage de marée ou de la variabilité de la stratification. Mais cette non-stationnarité peut aussi être due aux interactions entre les ondes internes de marée et la circulation océanique. À la vue de la complexité des seules réponses de la marée interne à la variabilité de la stratification, c'est ce seul paramètre qui sera étudié tout au long de cette thèse.

1.3 Modélisation de la marée interne

1.3.1 Les modèles analytiques

Comme nous l'avons vu, les dimensions spatio-temporelles de la marée interne en font un processus difficile à mesurer dans son entièreté. La modélisation s'est donc très vite imposée dans l'étude de ce processus afin de mieux le comprendre. Mais avant le développement des simulations numériques, plusieurs formulations mathématiques ont été proposées. Celles-ci peuvent être regroupées en trois grands types d'approches analytiques.

Rattray Jr (1960) exprime la forme de l'interface entre deux couches de densité différente. Il utilise les équations d'onde dans un fluide en rotation. Le domaine d'application est une bathymétrie en marche d'escalier suivi d'un fond plat ou une pente jusqu'à la côte. Les courants sont considérés perpendiculaires au relief. Les effets de frottements et l'accélération verticale sont négligés. À la suite de ces investigations, la présence de la côte se révèle être une source trop importante de réflexion des ondes internes (surtout en négligeant les frottements), brouillant le signal de la marée interne. Par la suite, les études utilisant un cadre d'étude similaire utilisent une frontière ouverte (*e.i* Prinsenbergh and Rattray Jr, 1975).

Les modèles bi-couches étant assez restrictifs pour comprendre la marée interne, beaucoup d'études font l'approximation d'une stratification constante (c'est-à-dire que les variations de densité sont aussi fortes en surface qu'en profondeur). Le terme de stratification se simplifie en une constante et permet d'avoir une résolution analytique des équations. Avec cette approximation, le faisceau d'onde se propage en ligne droite plutôt qu'en ogive.

Cox (1962) s'intéresse à l'énergie des marées internes et propose une formulation basée sur la forme de la bathymétrie en fonction de la marée barotrope. Cette approche est basée sur la forme des modes verticaux et permet une décomposition en plusieurs échelles. Cette première paramétrisation de la marée interne sera reprise et appliquée sur la bathymétrie globale des océans par Bell Jr (1975). Cette étude met en évidence plusieurs zones de génération privilégiées de la marée interne, principalement sur les plateaux continentaux. Les zones de génération sur les chaînes de monts sous-marins ne sont pas mises en évidence par cette méthode.

Mooers (1970) dans sa thèse (et plus tard Baines, 1973) adapte la méthode des caractéristiques à la marée interne. Cette méthode permet de simplifier les équations du mouvement en recherchant des lignes caractéristiques le long desquelles les équations se simplifient. Grâce à cette méthode, les auteurs décrivent la forme des faisceaux d'onde de la marée interne et leur dépendance à la stratification.

1.3.2 Les modèles numériques académiques

Avec l'arrivée des systèmes informatiques, la résolution numérique des équations permet d'obtenir des résultats plus détaillés sur la génération et la propagation de la marée interne. Les représentations restent académiques dans un premier temps : le forçage de marée et la bathymétrie sont idéalisées le long d'une section. Rattray et al. (1969) adapte son précédent modèle et modélise un faisceau d'onde dans un cas de stratification constante (figure reprise dans le résumé de Wunsch, 1975). Ce type de modélisation académiques est largement utilisée pour tester la réponse de la marée interne à différentes configuration de bathymétrie, forçage et stratifications. Pour citer quelques exemples, Chuang and Wang (1981) modélisent la marée interne dans un contexte de front de densité. Craig (1987) étudie la réponse de la marée interne lorsque la pente des ondes internes pour une stratification constante se rapproche de la pente de la bathymétrie. Lamb (1994) et Hibiya (2004) modélisent les perturbations de densité associées à la génération des ondes internes. Holloway and Merrifield (1999) modélisent la marée interne en 3D autour d'un mont sous-marin idéalisé.

Les modélisations académiques sont aussi utilisées pour comparer et interpréter les observations de la marée interne. Pingree et al. (1984) et New (1988) comparent leurs mesures de températures à un modèle bi-couches avec une bathymétrie idéalisée. Gerkema et al. (2004) comparent des mesures de courant à un modèle à 80 couches avec une bathymétrie réaliste. Craig (1988) et Holloway (1996) comparent des données historiques de courant et température à un modèle des faisceaux d'ondes avec une bathymétrie réaliste. Sherwin and Taylor (1989) et Sherwin and Taylor (1990) vérifient leur modèle à bathymétrie et densité réaliste en reproduisant des expériences en laboratoire puis utilisent des mesures de température, salinité et courant pour forcer leur modèle.

Les modélisations académiques sont encore utilisées de nos jours car elles permettent de contrôler tous les paramètres d'un phénomène. Elles sont aussi utilisées afin d'évaluer les performances des différents modèles et schémas numériques (approximations d'équations continues dans un domaine discontinu, avec des pas d'espace et des pas de temps différents). Le projet COMODO (PI : Laurent Debreu) ayant pour but de comparer 6 modèles océaniques utilise une configuration dédiée à la modélisation de la marée interne pour un talus continental (Nugroho, 2017) ainsi que pour un mont sous-marin (Debreu et al., 2019). Dans les deuxième et troisième

chapitres de la thèse de (Nugroho, 2017), la modélisation académique de la marée interne est utilisée pour tester la configuration du modèle ainsi que diverses stratifications réalistes.

1.3.3 Les modèles numériques réalistes

Avec le temps, les résolutions horizontale et verticale des modèles s'améliorent grâce aux performances grandissantes des calculateurs. Cela permet à la communauté scientifique de réaliser des simulations plus réalistes sur la base d'une bathymétrie réelle. On parle alors de simulations régionales. Serpette and Mazé (1989) réalisent les premières simulations 2D horizontales dans le cadre du Golfe de Gascogne. Les auteurs se basent sur un modèle bi-couches pour résoudre la forme de l'interface avec une résolution horizontale de 5 km. Ainsi les dynamiques horizontales de la marée interne commencent à être étudiées.

La modélisation régionale rassemble un large panel d'études ayant des objectifs différents. Le choix de la taille du domaine, la résolution horizontale et la résolution verticale sont déterminants quant aux processus qui peuvent être modélisés. Ce choix est un compromis propre à chaque étude en fonction de la zone considérée et de la puissance des calculateurs disponibles. Avec un large domaine comme celui de Serpette and Mazé (1989), ce sont les processus de la propagation de la marée interne qui sont ciblés. Cependant, le manque de résolution sur les zones de génération affecte le réalisme de la marée interne et ainsi le réalisme de sa propagation.

Les modélisations régionales de la marée interne qui suivent s'appliquent plus à simuler la génération que la propagation et les domaines choisis ne s'éloignent pas beaucoup du talus continental. Wang (1993) réalise une simulation 3D du détroit de Gibraltar avec une résolution de 5 km sur 18 couches. Xing and Davies (1998) réalisent une simulation 3D de la marge ouest de l'Ecosse avec une résolution de 1.21 km sur 60 couches. Holloway (2001) réalise une simulation 3D de la marge nord-ouest de l'Australie avec une résolution de 4 km sur 51 couches en utilisant le modèle océanique de Princeton (Blumberg and Mellor, 1987). Petrucio et al. (2002) réalisent une simulation 3D du canyon de Monterey avec une résolution de 1 km sur 30 couches en utilisant le même modèle de Princeton.

Toutes ces modélisations de la marée interne permettent de mettre en évidence son rôle majeur dans le mélange interne de l'océan. Ainsi, la marée interne commence à être étudiée en présence d'autres processus de circulation pour comprendre les interactions possibles entre ces processus. Hall and Davies (2007) réalisent une simulation 3D en s'intéressant à l'impact du vent sur la marée interne. Pereira et al. (2007) réalisent une simulation 3D en s'intéressant à l'impact d'un courant géostrophique (le courant du Brésil) sur la propagation de la marée interne. Kurapov et al. (2010) réalisent une simulation 3D dans un contexte d'upwelling (remontée d'eau profonde) dû au vent avec le modèle ROMS (Shchepetkin and McWilliams, 2009).

Munk and Wunsch (1998) formulent l'importance du mélange vertical dans la circulation océanique et pour le climat. La marée interne est mise en lumière comme étant un acteur important de ce mélange vertical. La quantification énergétique de la marée interne dans l'océan global est alors un sujet de recherche privilégié. Les efforts pour la production de simulations globales de la marée interne suivent. Quatre équipes de recherche, utilisant des modèles différents, réalisent en parallèle des simulations globales de la marée interne.

Simmons et al. (2004) et Arbic et al. (2004) présentent dans leurs deux études la première simulation globale de la marée interne sur plusieurs couches. Ils utilisent le modèle de circulation de Hallberg and Rhines (1996), avec une résolution horizontale de $1/8^\circ$ sur 11 couches et une stratification moyenne uniforme sur tout le domaine. À la suite, ils réalisent une simulation sur les mêmes bases avec 16 couches (Simmons, 2008). Arbic et al. (2010) utilisent le modèle de circulation HYCOM (Chassignet et al., 2007) pour produire une simulation de 5 ans avec une résolution horizontale de $1/12^\circ$, 32 couches et une stratification variable issue d'une climatologie

mensuelle. Cette équipe présente en 2012 une version opérationnelle assimilée de ses précédentes simulations (Arbic et al., 2012). Ainsi les données observées de l’océan sont incluses dans les simulations pour mieux les contraindre et fournir une modélisation de l’océan en quasi temps réel. Par la suite, ces simulations seront largement utilisées par la communauté pour toutes sortes d’applications tant globales (*e.i.* Richman et al., 2012, Ansong et al., 2015, 2017, Ngodock et al., 2016, Savage et al., 2017b,a, Buijsman et al., 2016, Timko et al., 2013, 2019) que régionales après que la résolution soit affinée (*e.i.* Buijsman et al., 2017).

Rainville and Pinkel (2006) dressent une cartographie globale de la vitesse de groupe de l’harmonique M_2 de la marée interne. Ils appliquent la théorie des rayons (*ray theory*) aux ondes internes. Cette théorie est basée sur la propagation du son dans l’océan comme dans un milieu hétérogène (de densité variable). Elle permet de prédire la direction de propagation d’une onde en fonction de sa longueur d’onde horizontale, sa période et de la densité du milieu. Cette méthode est utilisée pour étudier l’impact de la densité et des courants sur la direction de propagation de la marée interne (*e.i.* Duda et al., 2018).

Niwa and Hibiya (2011) réalisent une simulation globale de la marée interne avec le modèle Princeton et une stratification suivant une climatologie annuelle sur 41 couches. Cette simulation sera déclinée selon 5 résolutions horizontales différentes ($1/5^\circ$ $1/6^\circ$ $1/7.5^\circ$ $1/10^\circ$ $1/15^\circ$) afin d’étudier l’impact de celle-ci sur la modélisation de la marée interne. Cette étude sur la résolution numérique de la marée interne est affinée par Niwa and Hibiya (2014) selon 10 pas de résolution entre $1/5^\circ$ et $1/20^\circ$, selon 20, 40, 80 couches sur la verticale et avec une stratification suivant une climatologie annuelle, d’été et d’hiver. Les auteurs montrent une nette augmentation d’énergie de marée interne générée globalement en affinant la résolution du modèle.

Muller et al. (2012) utilisent le modèle de circulation MPI-OM (Jungclaus et al., 2006) pour produire une simulation globale de la marée interne. La simulation est faite avec une résolution horizontale de $1/10^\circ$, 40 couches et un rappel de la stratification vers une climatologie mensuelle. Par la suite, ce modèle sera nommé STORMTIDE et STORMTIDE2 (Li et al., 2015, 2017, Li and von Storch, 2020). Les auteurs utilisent ces simulations pour étudier la saisonnalité de la marée interne sur l’océan global (Muller et al., 2012, Müller, 2013, Müller et al., 2014). D’autres, utilisent ces simulations comme base pour des études régionales (*e.i.* Fer et al., 2015, Köhler et al., 2019, Löb et al., 2020).

En plus des cartes altimétriques de la marée interne précédemment évoquées, tous ces modèles globaux confirment la répartition globale de la marée interne. Ils permettent aussi de modéliser la marée interne dans les zones présentant une forte activité méso-échelle, zones qui sont masquées dans les cartes altimétriques car la marée interne y est plus variable et donc plus difficile à identifier. Cependant, les interactions entre méso-échelle et marée interne posent encore beaucoup de questions et font toujours l’objet de recherches par la communauté travaillant sur le mélange dans l’océan.

1.4 Approche méthodologique

1.4.1 La modélisation spectrale

Tous les modèles océaniques précédemment cités résolvent les équations de la circulation par pas de temps, le pas de temps précédant permettant de calculer le pas de temps suivant (*time-stepping model*). Or, la marée interne est un phénomène périodique, donc la modélisation de ce phénomène peut également se faire dans le domaine des fréquences, on parle alors de modélisation spectrale. Pour cela les variables d’états (élévation, vitesses des courants, etc.), réelles dans la modélisation par pas de temps, sont considérées comme ayant une solution complexe périodique.

La résolution d'un tel système d'équations ne demande alors qu'un seul calcul pour obtenir les solutions complexes périodiques des variables d'état pour la marée interne.

Cette approche est très pratique pour la réalisation de solutions périodiques. Alors que les modèles en pas de temps nécessitent la réalisation d'une série temporelle assez longue pour réaliser une analyse harmonique, la modélisation spectrale permet d'obtenir directement cette solution. Pour la modélisation de l'océan, cette méthode est principalement utilisée pour l'étude de la marée barotrope (Lyard et al., 2021) et pour la quantification de l'énergie de marée et de houle exploitable (McNatt et al., 2020). À ce jour, seul Nugroho (2017) a réalisé une modélisation spectrale de la marée interne dans un cas académique 2D vertical sur un talus continental idéalisé. Cette thèse se base sur ces premiers travaux et explore la faisabilité d'une modélisation spectrale de la marée interne la plus réaliste possible.

Cependant la quête de réalisme n'est pas triviale dans une approche spectrale car celle-ci requiert un état de l'océan stable dans le temps. En effet, les variables d'état sont considérées comme strictement périodiques, elles ne présentent donc pas d'autre évolution dans le temps que leur oscillation. Les conditions initiales de l'océan sont alors considérées comme constantes sur toute la simulation. L'équilibre entre la circulation et la stratification doit alors être respecté, car dans le cas contraire, ces conditions deviennent une source de circulation infinie et déstabilisent la simulation.

La modélisation spectrale n'est donc pas adaptée à toutes les conditions réelles dans lesquelles la marée interne pourrait être observée. Mais la rapidité d'exécution de ces simulations permettrait de réaliser une variété de cas 3D assez réalistes permettant de mieux interpréter les observations et autres simulations de la marée interne. Pour cela, la configuration de Nugroho (2017) sera reprise pour tester les performances du modèle T-UGOm (Toulouse-Unstructured Global Ocean model), puis implémenter et tester des optimisations de calcul en vue d'une modélisation spectrale 3D. À cette modélisation 3D, plusieurs degrés de réalisme peuvent se succéder : d'abord l'utilisation d'une bathymétrie réaliste, deuxièmement l'utilisation d'une stratification réaliste uniforme sur le domaine et enfin l'utilisation d'une stratification réaliste non uniforme supportée par une circulation moyenne.

1.4.2 Zones d'études

Dans cette thèse, deux zones d'étude ont été sélectionnées pour réaliser des simulations de la marée interne : le Golfe de Gascogne et l'Atlantique équatorial ouest, en face de l'embouchure de l'Amazone. Le Golfe de Gascogne est choisi pour le recul scientifique que cette zone offre grâce aux nombreuses études déjà disponibles, ainsi que pour la complexité de sa bathymétrie. L'Atlantique équatorial ouest est choisie pour la simplicité de sa bathymétrie et comme support pour la compréhension de la marée interne en vue de la campagne de mesure AMAZOMIX (PI : Ariane Koch-Larrouy ; Koch-Larrouy, 2019). Ces deux zones d'études sont caractérisées par des niveaux d'activité mésoéchelle différents et offrent également des variabilités de la stratification très différentes. Ce dernier point sera discuté dans le chapitre 2.

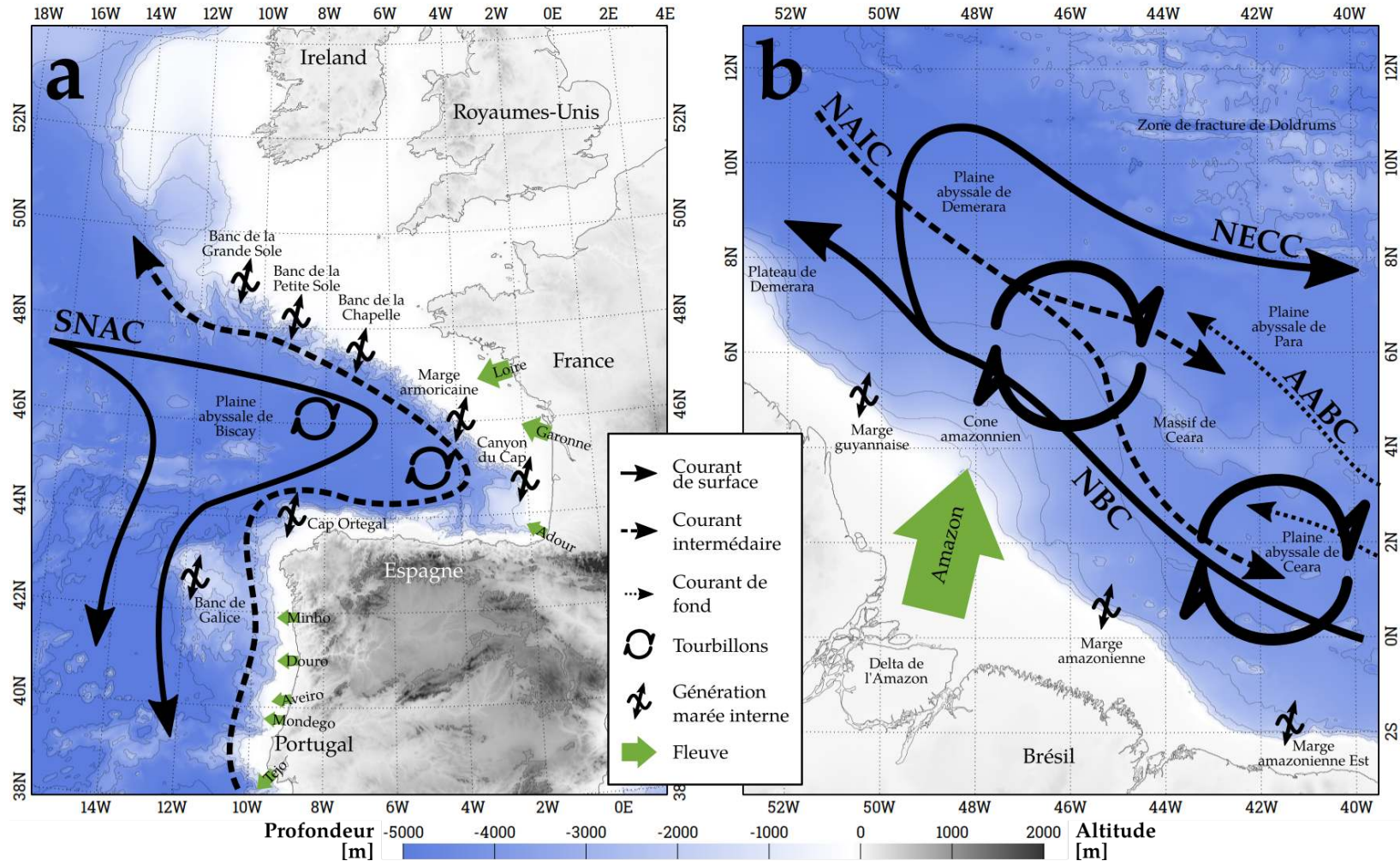


FIGURE 1.12 – Bathymétrie et processus océaniques dans (a) le Golfe de Gascogne et (b) l'Atlantique équatorial ouest.

Le Golfe de Gascogne est pointé par Baines (1982) comme étant une des grandes zones de génération de la marée interne dans le monde. Par la suite, la marée interne y est mise en évidence par de nombreuses mesures de température (Pingree et al., 1984, Pingree and Mardell, 1985, Pingree and New, 1989, 1995, New and Pingree, 1990) et par imagerie satellite SAR (Pingree et al., 1984, New, 1988, da Silva et al., 2007, Vlasenko and Stashchuk, 2015). Cette zone a aussi été modélisée à de nombreuses reprises. Serpette and Mazé (1989) réalisent une simulation 2D, comme mentionné plus haut. Le Tareau and Mazé (1993) réalisent une simulation 3D en utilisant un modèle à 3 couches avec une résolution horizontale de 2.5 km . En 1994, l'expérience MINT94 a pour but de mesurer la marée interne du Golfe de Gascogne. Pour cela, le talus français est échantillonné le long de trois sections de cinq stations et le talus ibérique sur trois stations additionnelles. Le bateau réalisera des mesures de température, salinité et vitesse des courants sur ces stations pendant 25 heures pour échantillonner 2 périodes de marée. Des mouillages seront également mis en place pour la mesure des courants pendant un mois. Cette expérience inclut également des modélisations de la marée interne. Ainsi, Pichon and Correard (2006) utilisent le modèle MICOM (Bleck and Smith, 1990) avec une résolution horizontale de 1.8 km sur 30 couches. Pairaud et al. (2008) et Pairaud et al. (2010) simulent également la situation de MINT94 en utilisant le modèle SYMPHONIE (Marsaleix et al., 2008) avec une résolution horizontale de 1.5 km et 46 couches. Les résultats des mesures MINT94 et des simulations mettent en évidence la forte sensibilité de la marée interne à la stratification dans cette zone. Une zone de génération au nord-est de la Galice est aussi mise en évidence.

Avec cette dernière découverte, la représentation de la marée interne dans le Golfe de Gascogne devient plus complexe car elle met en jeu deux zones de génération face à face (Fig. 1.12a). Les signaux de marée interne totaux sont alors le résultat de l'interaction d'ondes internes se propageant dans des sens opposés. Or puisque la génération est plus intense sur le talus français, c'est cette propagation qui domine les signaux de la marée interne. Le flux d'énergie moyen est donc orienté vers le sud à partir du talus français. Cette explication des flux est complétée par Pichon et al. (2013) à partir de simulations avec des stratifications et courants réalistes en utilisant le modèle HYCOM avec une résolution horizontale de 2 km et 32 couches. Pour ces auteurs, le signal provenant du talus ibérique est principalement dû à la réflexion des ondes internes provenant du talus français et seules les zones proches du talus sont influencées par la marée interne générée localement. Cette polémique est toujours d'actualité et sera discutée dans le chapitre 3.

L'Atlantique équatorial ouest est lui aussi pointée par Baines (1982) comme étant une zone de génération importante. Des mesures de la marée interne y ont été faites à partir de mesures de la température, la salinité et la vitesse des courants (Ivanov et al., 1990, Brandt et al., 2002) ainsi que par imagerie satellite SAR (Magalhães et al., 2016). Ces mesures illustrent le fait que la marée interne dans cette zone est très variable. Le fort courant géostrophique qui borde le talus (courant nord Brésil, NBC) est en partie responsable de cette variabilité en interagissant avec les ondes internes (Fig. 1.12b). La marée barotrope sur la zone est précisément mesurée par la campagne de Beardsley et al. (1995), puis modélisée par Le Bars et al. (2010). Les simulations 3D de la marée interne disponibles sur cette zone ne sont pas uniquement dédiées à la marée mais sont des simulations de la circulation océanique dans lesquelles la marée est implémentée. Les simulations globales de HYCOM sont utilisées par Magalhães et al. (2016) pour calculer les flux énergétiques de la marée interne. Récemment, Ruault et al. (2020) utilisent le modèle NEMO avec une résolution horizontale de $1/36^\circ$ ($\sim 3 \text{ km}$) et 75 couches pour modéliser l'interaction entre les courants géostrophiques et la marée barotrope dans cette zone mais les auteurs se concentrent uniquement sur l'étude de la marée barotrope. La marée interne issue de cette simulation est détaillée par Tchilibou *et al.* (in prep.). Les travaux de cette thèse ayant participé à l'élaboration

de cette caractérisation précise de la marée interne dans l'Atlantique équatorial ouest, cet article est présenté dans l'annexe A. Les auteurs mettent en évidence 3 zones de génération principales le long du talus ainsi qu'une forte variabilité du NBC au cours de l'année 2015.

Chapitre 2

Variabilité de la stratification

Sommaire

2.1	Contexte	25
2.2	Résumé (traduction)	26
2.3	Background stratification impacts on internal tides generation and abyssal propagation in the Western Equatorial Atlantic and the Bay of Biscay	26

2.1 Contexte

Dans le cadre du projet COMODO, plusieurs modèles ont été comparés sur différents cas-test pour et notamment sur un cas test dédié à la modélisation de la marée interne au niveau d'un talus continental. Ce cas-test est détaillé dans la thèse de Nugroho (2017) pour les modèles NEMO et T-UGOm. L'utilisation de cette configuration nous permet d'appréhender la génération et la propagation de la marée interne dans un contexte idéalisé, simplifiant dans un premier temps l'interprétation des résultats. Cette configuration en deux dimensions (une horizontale et une verticale; COMODO-2DV) étant très rapide à calculer elle permet également d'avoir une grande résolution verticale et de réaliser un grand nombre de tests. Nous nous servons donc de cette configuration pour étudier la variabilité de la marée interne

Deux approches sont communément utilisées pour étudier la variabilité de la marée interne : étudier la variabilité des conditions de l'océan liées à la génération de la marée interne comme le flux de marée barotrope et la stratification , ou étudier les processus océaniques qui interagissent avec la marée interne comme la circulation. Les interactions de la marée interne avec la circulation peuvent induire des réponses variables en 3 dimensions (*e.i.* Duda et al., 2018). La configuration COMODO-2DV étant en 2 dimensions, il est plus pertinent de s'intéresser aux propriétés de l'océan avec cette configuration qu'à la circulation.

La variabilité de la marée interne associée à l'intensité du flux de marée barotrope est un processus linéaire bien connu. Par contre, la variabilité de la marée interne liée à la stratification est beaucoup plus complexe car elle impacte à la fois l'intensité de la génération et les échelles spatiales de la propagation. La variabilité de la stratification est fortement saisonnière avec des spécificités régionales dépendant des masses d'eau et les phénomènes de circulation en présence. À ce jour, seul Lahaye et al. (2019) ont réalisé une étude saisonale de la marée interne à partir du modèle régional autour des Azores en comparant les résultats sur pendant l'été et l'hiver. Cependant, cette approche ne permet pas d'isoler proprement l'impact de la stratification sur les caractéristiques de la marée interne.

Nous utilisons donc la configuration idéalisée COMODO-2DV pour la modélisation de la

marée interne combinée à une analyse de la variabilité de la stratification à l'aide de méthodes de clustering. Ces méthodes permettent d'isoler les stratifications majeurs d'une zone en s'affranchissant des conditions spatio-temporelles de la variabilité. Ainsi, une même méthodologie peut être mise en place pour des zones avec une variabilité de la stratification très différente comme le Golfe de Gascogne et l'Atlantique équatorial ouest. L'utilisation du modèle spectral T-UGOm sur la configuration COMODO-2DV nous permet d'associer à chaque stratification les caractéristiques de génération (amplitude d'élévation de surface) et de propagation (longueur d'onde) de la marée interne pour les premiers modes verticaux.

Ces travaux font l'objet d'une publication dans le journal *Ocean Science*, c'est pourquoi ce chapitre utilise la version finale pour exposer les résultats.

2.2 Résumé (traduction)

La prochaine mission altimétrique SWOT permettra l'observation de la méso et de la subméso-échelle de la circulation océanique avec une résolution spatiale sans précédent et une fauchée le long de la trace. Cependant, les processus de haute fréquence, comme les marées, sont sous-échantillonnés en temps et aliasés sur des basses fréquences et nécessitent donc d'être corrigés correctement. À la différence de la marée barotrope, la marée interne n'est pas complètement stationnaire et possède une variabilité temporelle significative. Les changements de stratification impactent autant la génération que la propagation de la marée interne. Cette étude propose une méthodologie permettant de quantifier les impacts de la stratification au repos en utilisant une méthode de clustering pour classer des profils de densité très variés et une modélisation spectrale idéalisée de la marée interne.

Deux zones sont testées avec succès : l'Atlantique équatorial ouest et la Golfe de Gascogne (Baie de Biscay). Pour l'Atlantique équatorial ouest, une seule pycnocline est observée et seulement les deux premiers modes verticaux de la marée interne montrent des amplitudes significatives. Sans variation de l'intensité de la stratification, la variabilité de la profondeur de cette unique pycnocline impacte linéairement les amplitudes de l'élévation de surface, les flux d'énergie et les longueurs d'onde en surface de ces deux modes. Pour le Golfe de Gascogne, une pycnocline profonde stable est observée ainsi que des pycnoclines secondaires saisonnières près de la surface. Aucun proxy n'a été mis en évidence pour caractériser les changements de la marée intérieure, donc une climatologie saisonnière est étudiée. La saisonnalité de la stratification impacte les amplitudes de l'élévation de surface ainsi que les flux d'énergie des modes 1, 2 et 3. La distribution des modes varie avec la stratification au repos, ce qui change les échelles spatiales horizontales de la marée interne.

2.3 Background stratification impacts on internal tides generation and abyssal propagation in the Western Equatorial Atlantic and the Bay of Biscay

Ocean Sci., 17, 1563–1583, 2021
<https://doi.org/10.5194/os-17-1563-2021>
 © Author(s) 2021. This work is distributed under
 the Creative Commons Attribution 4.0 License.



Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation in the western equatorial Atlantic and the Bay of Biscay

Simon Barbot¹, Florent Lyard¹, Michel Tchilibou¹, and Loren Carrere²

¹LEGOS, Université de Toulouse, CNES, CNRS, IRD, UPS, Toulouse, France

²CLS, Ramonville-Saint-Agne, France

Correspondence: Simon Barbot (simon.barbot@legos.obs-mip.fr)

Received: 26 February 2021 – Discussion started: 15 March 2021

Revised: 1 September 2021 – Accepted: 15 September 2021 – Published: 8 November 2021

Abstract. The forthcoming SWOT altimetric missions aim to resolve the mesoscale with an unprecedented spatial resolution and swath. However, high-frequency processes, such as tides, are undersampled in time and aliased onto lower frequencies, so they need to be corrected properly. Unlike barotropic tides, internal tides (ITs) are not completely stationary and have significant temporal variability due to their interactions with the ocean circulation and the stratification variability. Stratification changes impact both the generation and the propagation of ITs. The present study proposes a methodology to quantify the impacts of background stratification using a clustering method for the classification of a broad range of stratification and idealized modeling of ITs in the frequency domain.

The methodology is successfully tested in the western equatorial Atlantic and in the Bay of Biscay. For the western equatorial Atlantic, a single pycnocline is observed and only the two first vertical modes of ITs have significant amplitudes. With no variation in the stratification intensity, the variation in the depth of this single pycnocline linearly impacts the elevation amplitude, energy fluxes and surface wavelength of the two modes. In the Bay of Biscay, there is a permanent deep pycnocline and secondary seasonal pycnoclines near the surface. No proxy have been found to describe the changes in ITs, so a seasonal climatology is explored. The seasonality of the stratification strongly affects the elevation amplitudes as well as the energy fluxes of modes 1, 2 and 3. The distribution of the modes vary with the background stratification, changing the horizontal scales of the ITs.

1 Introduction

The internal tides (ITs) are generated when the barotropic tidal currents frontally intercept a strong bathymetric slope in a stratified ocean context, creating a periodic displacement of the ocean layers. The baroclinic pressure anomalies generated there propagate as internal waves over distances of up to 2000 km, impacting the entire water column.

The stationary component of the surface signal of the ITs is observed thanks to the long time series of altimetry measurements available continuously since 1993 (Ray and Mitchum, 1996; Zaron, 2019). The non-stationary component of the ITs, mainly due to the variability of ocean circulation and stratification, must be addressed by different methodologies allowing describing the variability of the ITs. Based on the residuals of IT harmonics from altimetry, Zaron and Ray (2017) evaluated the non-stationary amplitude. The authors highlight that most of the tropics are dominated by non-stationary ITs.

The IT non-stationarity is of special interest with the preparation of the new SWOT wide-swath mission (Morrow et al., 2019). This mission is designed to observe the fine-scale 2D elevation of the continental waters as well as sea surface height (SSH) in order to access the mesoscale and sub-mesoscale structures of oceanic eddies. During its nominal phase, SWOT's wide-swath coverage will be repeated every 20.86 d for at least 3 years (Fu and Ubelmann, 2014). This temporal resolution prevents us from properly resolving the tides in frequency space which are aliased into lower frequencies within the range of mesoscale and sub-mesoscale processes. The high-frequency signals of the ITs are aliased

1564 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

into lower frequencies within the range of mesoscale and sub-mesoscale processes. For instance, the aliased period of the main three tidal constituents for the SWOT orbit will be about 66 d for the M2 tides, about 77 d for the S2 tides and about 266 d for the K1 tides (for the Topex/Poseidon mission aliased periods are 62 d for M2, 58 d for S2 and 270 d for K1). ITs' SSH wavelengths are also in a similar range as the typical spatial scales of mesoscale and sub-mesoscale circulations.

The overlap in spatial and temporal variability between ITs and the mesoscale circulation creates a complex separation issue in SWOT measurements. Historically, barotropic tides are corrected using a hydrodynamic frequency domain modeling with data assimilation from altimetry and tide gauges or empirical models from those measurements. In harmonic analysis from altimetry observations, the contamination of the tidal signal by non-tidal ones generally diminishes with longer time series. For quasi-stationary tides (such as barotropic tides), this means that the accuracy of the tidal harmonics improves with time. However, the ITs are more variable than barotropic tides so the stationary part, captured by the harmonic analysis, diminishes with the duration of the time series. So IT corrections based on harmonic analysis only are either inaccurate if based on short observation periods (stationary part accuracy issue) or incomplete if based on long observation periods (non-stationary part omission issue).

For these reasons an international effort is taking place in order to propose new methods for detecting ITs in SWOT observations (e.g., Zhao et al., 2018) and increasing the knowledge of ITs' non-stationarity (e.g., Tchilibou et al., 2020). In order to better understand the non-stationarity of the ITs, its variability needs to be better defined and quantified. Here, one of the key factors of the IT generation and propagation is investigated: the stratification and its temporal variability. The stratification variability can be due to the radiative forcing, the circulation and the freshwater from large rivers. Here, the stratification is investigated without background current in order to only quantify the IT signal response to the stratification alone. Such stratification is hereafter called *background stratification*.

A dual approach will be used based on the classification of stratification measurements and IT modeling of these stratifications. The IT modeling will enable us to quantify the impacts of such stratification variability on the ITs' SSH. This methodology will be tested in two areas where the stratification variability is driven by different processes: the western equatorial Atlantic and the Bay of Biscay. The western equatorial Atlantic is well known to be dominated by the non-stationary IT signature (Magalhaes et al., 2016; Zaron and Ray, 2017). Located at the Equator, the stratification is dominated by the circulation rather than the radiative forcing. The Bay of Biscay is one of the most studied IT generation areas. Located in the midlatitudes and with weak ocean circulation, the stratification variability is dominated by radiative forcing.

Section 2 details the clustering method and compares its results with the classical 3-month mean. Section 3 details the modeling of the ITs based on the typical profiles obtained from the clusters. The results for the western equatorial Atlantic will be compared with the regional simulation of Ruault et al. (2020) and the altimetric IT atlas of Zaron (2019). This organization enables us to better compare how the presented methodology can handle the two areas that have two different stratification variabilities.

2 The classification of the density profiles

2.1 Data

To study the variability of the density profiles, the CORA V4.3 dataset is used (Coriolis Ocean Dataset for Re-analysis (Szekely et al., 2016) provided by Copernicus monitoring service¹ and SEANOE (SEA scieNtific Open data Edition²). This dataset gathers all kinds of measurements in the ocean sorted by date and instrument. Because density is targeted, only the instruments that measure profiles of temperature and salinity at the same time are selected: Argo float, CTD, XCTD and moorings. The areas of interest are defined as follows: for the western equatorial Atlantic, from 5° S to 15° N and from 60 to 35° W; for the Bay of Biscay, from 43 to 48.5° N and from 10 to 0° W (Fig. 1b and d). These individual profiles are used for the cluster analysis.

The typical density profiles derived from the clusters are compared with seasonal means (based on the mean of 3 months; hereafter called 3-month means), averaged over the two areas of interest and processed from the same dataset. In addition the clusters are compared with existing climatologies, also averaged over the two areas. For the Bay of Biscay, BOBYCLIM is used (Bay Of Biscay's CLIMatology; Charraudeau and Vandermeersch, 2006; produced by the Ifremer³). This seasonal climatology uses the profiles in this area from 1862 to 2006 classified into four seasons (3-month means), using a grid of 1/5°. For both the western equatorial Atlantic and the Bay of Biscay, the ISAS13 climatology is used (In Situ Analysis System; Gaillard, 2015; provided by Copernicus and SEANOE). This monthly climatology is based on the CORA database and averaged from 2004 to 2014, using a grid of 1/5°. The seasonal climatology of ISAS13 is built using 3-month means.

The potential density and buoyancy frequencies are calculated from TEOS-10 definitions (Millero et al., 2008) that use the Gibbs Sea Water (GSW) equations of Feistel (2003, 2008) (Python GSW package⁴). Figure 1 presents the

¹<http://marine.copernicus.eu/>, last access: 26 February 2021.

²<https://www.seanoe.org/>, last access: 26 February 2021.

³<http://www.ifremer.fr/climatologie-gascogne/climatologie/index.php>, last access: 26 February 2021.

⁴<https://github.com/TEOS-10/python-gsw>, last access: 26 February 2021.

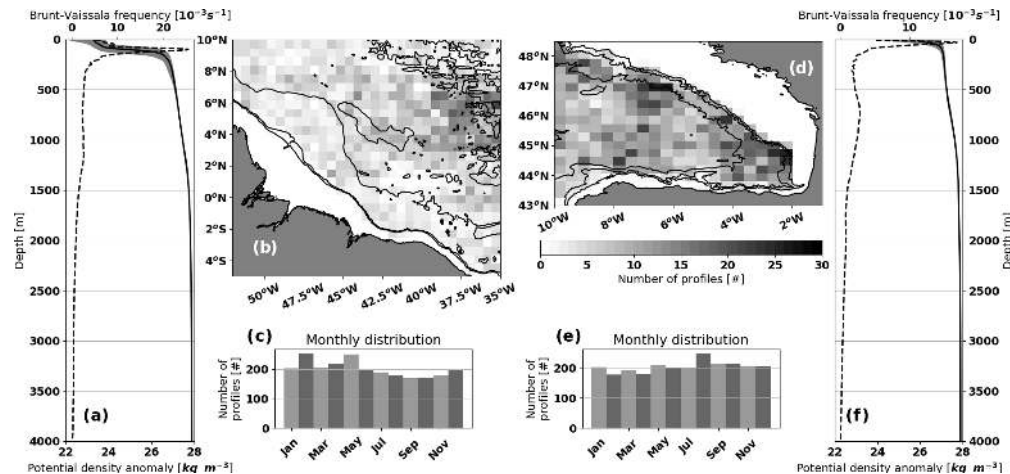


Figure 1. Characteristics of the in situ profiles used from the CORA V4.3 dataset for the two areas of interest: (a–c) the western equatorial Atlantic and (d–f) the Bay of Biscay. Panels (b, d) present the spatial distribution of the profiles within boxes of $60 \text{ km} \times 60 \text{ km}$ for (b) and $30 \text{ km} \times 30 \text{ km}$ for (d). Panels (c, e) present the monthly distribution of the profiles. Panels (a, f) present the mean and the 90 % interval (gray patch) of the potential density anomaly (solid line) as well as the buoyancy frequency (dash line). The potential density anomaly is calculated with a reference depth at the surface.

distribution of the dataset for the two areas of interest. In the western equatorial Atlantic area, the main stratification occurs around 100 m (Fig. 1a). Most of the variability of the profiles is around this depth but also at the surface. Then, stratification remains constant down to 1500 m and slightly decreases close to the bottom. Note that the spatial distribution of the profiles is not homogeneous, less profiles being available along the shelf break. In the Bay of Biscay area, the stratification is weaker than for the western equatorial Atlantic (Fig. 1f). The strongest stratification and the largest variability occur at the surface. This pattern expresses the dominance of the radiative forcing in this region. Around 750 m, a permanent stratification can be observed. This particular pattern is present in the study of Pichon and Corréard (2006) and further detailed in Pairaud et al. (2010). The spatial distribution of the profiles is quite homogeneous in this region.

2.2 Methodology of the classification

Traditionally, the background stratification is classified using either 3-month means or monthly means. Such a method can mix very diverse profiles, leading to vertically smoothed mean profiles. Multiplying spatial boxes and reducing the time interval helps to detail the variability but increase the number of typical profiles considered. The clustering methods are based on the similarity of the profiles with each other to calculate an optimal classification, without being affected by the spatiotemporal variability of the profiles.

For that purpose, a matrix of distance between every profile is built based on the principal component analysis (PCA; Python SciKitLearn decomposition package; Pedregosa et al., 2011) of each profile along two components. The first axis (PC1) is mainly controlled by deep pycnoclines, whereas the second axis (PC2) is mainly controlled by the surface ones. The method provides a 2D space where all the profiles can be represented, called the PCA manifold; thus the distance between each profile can be easily calculated within such a space.

The profiles used for the calculation need to meet some requirements. As the maximum depth of the profiles influences the PCA, the profiles used for the classification have to be defined up to 300 m for the Bay of Biscay and 600 m for the western equatorial Atlantic, where the major variability happens. The measurements have more uncertainties at the surface, so the measurements above 10 m are neglected. The typical density profiles will be used in a frequency domain tidal model (see Sect. 3.1), so only the statically stable density profiles are processed. The threshold used to define an unstable profile is when there are more than two consecutive occurrences of $\delta_z \rho < -0.5 \text{ kg m}^{-4}$ (with $\delta_z \rho$ the vertical density gradient). The selected profiles must have more than five measurements over 100 m. In order to run faster algorithms, the profiles need to be on the same vertical grid and without any missing values. Thus, the density profiles are linearly interpolated to fill all the gaps and get all the profiles on a vertical grid of 1 m resolution.

1566 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

The classification of the profile from the PCA manifold is made using the Ward method (Ward, 1961; Ward and Hook, 1963) based on the 16 nearest-neighbor profiles to build six clusters. A wide range of sensitivity tests have been made to choose the best method and the best parameters; they can be found in Supplement A. The number of clusters needed to represent the variability is complex to set and no proper formulation has actually been found. A high number of clusters leads to having some clusters with few profiles. Thus, for both areas, six clusters is a good compromise that enables us to discuss the density profile variability while keeping well-represented clusters (more than 100 profiles).

Once the classification is done, the typical profile from each cluster is calculated in order to use it as a forcing in the simulations (see Sect. 3.1). The density profiles need to be stable and defined from 0 to 4000 m depth.

Because most of the profiles used for the classification are not defined that deep, the completion process is detailed here. The median of the profiles within the clusters is used as deep as possible. The standard deviation below 1000 m is very weak (Fig. 1a and f) so the profile can be completed with the median of the profiles from the other clusters. If the profile does not reach 4000 m, then the bottom of the profile is extrapolated using the density gradient of the deepest four measurements. The density gradient used for the extrapolation needs to be weaker than $5.0 \times 10^{-7} \text{ kg m}^{-4}$, which is a common gradient at such a depth.

The median profile is smoothed with a Gustafsson filter (Gustafsson, 1996) of order 3 at 20 m using a forward-backward method (Python SciPy signal package⁵). The values are sorted to insure the profile is strictly stable, and then the profile is interpolated on a final grid with variable vertical resolution Δz (in meters):

$$\Delta z = \begin{cases} 4 & \text{if } z \in [0, 300] \\ 20 & \text{if } z \in [300, 500] \\ 100 & \text{if } z \in [500, 2000] \\ 200 & \text{if } z \in [2000, 6000] \end{cases} \quad (1)$$

2.3 Application to the two areas of interest

2.3.1 Stratification of the western equatorial Atlantic

The clustering method is performed on the western equatorial Atlantic profiles and the six clusters (designated WEA- followed by a number) are sorted by the number of profiles they gather. The density profiles are measured from 1984 to 2015. The distribution of the 2421 profiles into the six clusters is detailed in Table 1. Note that WEA-4 and WEA-5 have fewer profiles than the other clusters.

Figure 2d illustrates the median of the different typical profiles obtained for each cluster. WEA-6 contains only the density profiles that are exceptional: those 17 profiles

show an offset of 1 kg m^{-3} over the entire depth and were measured during the same period (from October 2005 to March 2006), equally spaced by almost 10 d (Fig. 2e). These measurements were made by a single Argo float (WMO number: 41953). This Argo float failed its salinity measurements for cycles 150–152 and 166–180 (except the cycle 176), which explain the bad calculation of the associated density.

The clustering method is efficient enough to detect the exceptional profiles that pass the standard quality control and can be used as a tool to filter them out. As these profiles are less numerous, they will form the last cluster of the classification (WEA-6). From now on, the cluster WEA-6 is neglected, and gathering the suspicious profiles in WEA-6 helps to sort the data and analyze only the realistic profiles contained in the other clusters.

The variability of the western equatorial Atlantic profiles is dominated by the depth of a single pycnocline (Fig. 2d). This variability corresponds to the large 90 % interval observed in Fig. 1a, so this classification does capture the realistic variability of the density profiles. The median value of the upper surface density is centered around 1023.3 kg m^{-3} for all the clusters. Only WEA-1 and WEA-3 show a greater variability at the surface with the 90% interval (1021.7 – 1023.9 and 1022.1 – 1023.6 kg m^{-3}). All the typical profiles have a maximum buoyancy frequency within the same range (Table 1), only the depth of the single pycnocline differs. So, these clusters represent a good framework to investigate the influence of the depth of a single pycnocline on the ITs.

The clusters are not strictly defined during a specific season but rather during the whole year (Fig. 2b and e). In addition, the spatial distribution of the clusters is not homogeneous within the area highlighting spatially bound ocean processes responsible for some specific stratification. The depth of the single pycnocline is highly controlled by the circulation, so the complex spatiotemporal variability of the clusters refers to the complex spatiotemporal variability of the circulation in this region. The cluster classification enables us to focus on a simple parameter (the pycnocline depth) that would be smoothed with a classical seasonal average classification.

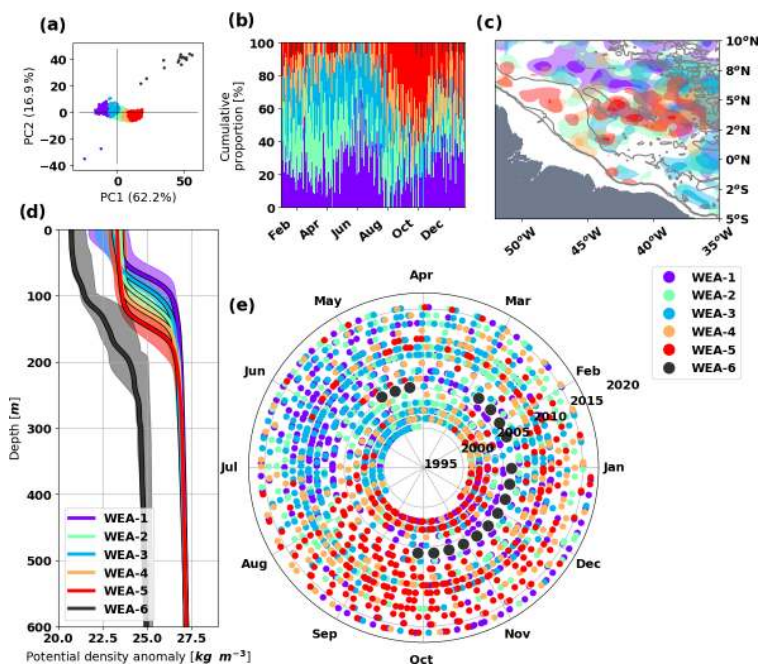
WEA-1 is the cluster with the shallower pycnocline depth around 70 m. From September to January and north of 5° N , this cluster corresponds to the Amazon river plume (Ffield, 2005, their Fig. 10). From May to July and south of 5° N , this cluster corresponds to the North Equatorial Current (NEC, Richardson and Reverdin, 1987). The duality of this cluster is confirmed by the spatial distribution of the seasonality (Fig. A1a).

The other clusters correspond to the seasonality of the North Brazil Current (NBC), mainly influenced by wind-driven eddies from August to November that enhance the retroreflection of the NBC water masses into the North Equatorial Counter Current (NECC, Johns et al., 1998). WEA-2 and WEA-3 gather the profiles with a pycnocline depth

⁵<https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/signal.html>, last access: 26 February 2021.

Table 1. Composition of the clusters and the characteristics of their stratification maximum for the western equatorial Atlantic and the Bay of Biscay. The depth of N_{\max} corresponds to the maximum of the buoyancy frequency.

Cluster No.	Western equatorial Atlantic (WEA)			Bay of Biscay (BB)		
	Profiles No.	N_{\max} [10^{-3} s^{-1}]	Depth N_{\max} [m]	Profiles No.	N_{\max} [10^{-3} s^{-1}]	Depth N_{\max} [m]
1	628	25.7	72	787	4.0	133
2	576	22.6	108	424	11.3	35
3	528	23.7	88	419	7.2	45
4	336	23.9	128	324	19.9	35
5	336	23.8	148	316	19.3	35
6	17	–	–	177	15.9	30
Mean	–	23.9	106	–	15.2	52
Total	2421	–	–	2447	–	–

**Figure 2.** Classification of density profile in the western equatorial Atlantic into six clusters: (a) the PCA manifold of the profiles, (b) the cumulative proportion of the clusters during a mean year, (c) the spatial distribution, (d) the median and the 90 % interval of each cluster, and (e) the measurement dates of the density profiles (the angles represent the day of the year, the distance from the center and the year of measurement). The colors of the clusters are common to all the graphs. The colored contours of (c) are set to highlight the areas gathering from two to five profiles (light color) and over five profiles (bold color) for each cluster. The gray contours of (e) show the 200, 1000 and 4000 m isobaths.

from 80 m (WEA-3) to 110 m (WEA-2) that correspond to the steady state of the NBC, without the eddies. WEA-4 and WEA-5 gather the profiles with a pycnocline depth deeper than 120 m, mostly from August to November, so they cap-

ture the deepening of the single pycnocline due to the large anticyclonic eddies of the NBC.

Garraffo et al. (2003) studied the same area looking at the different transport of water using a regional model. They separated the area into four sub-domains (Garraffo et al., 2003,

1568 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

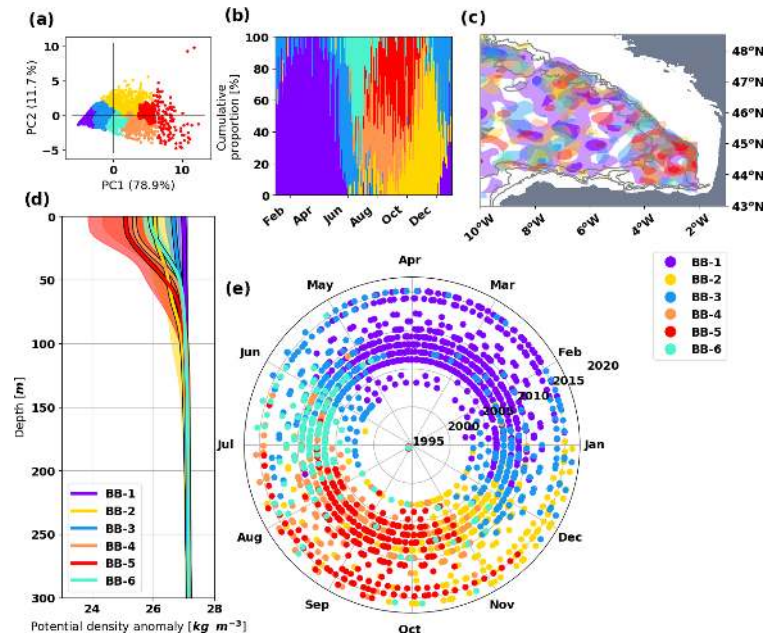


Figure 3. Classification of density profile in the Bay of Biscay shelf into six clusters: (a) the PCA manifold of the profiles, (b) the cumulative proportion of the clusters during a mean year, (c) the spatial distribution, (d) the median and the 90 % interval of each cluster, and (e) the measurement dates of the density profiles (the angles represent the day of the year, the distance from the center and the year of measurement). The colors of the clusters are common to all the graphs. The colored contours of (c) are set to highlight the areas gathering from two to five profiles (light color) and over five profiles (bold color) for each cluster. The gray contours of (c) show the 200, 1000 and 4000 m isobaths.

Fig. 11c), where two of them correspond to the area considered in the present study. They highlight that the sub-domain of WEA-2 to WEA-5 (Garraffo et al., 2003, green in Fig. 11c) is influenced by the southern waters coming from the NBC. The sub-domain of WEA-1 (Garraffo et al., 2003, pink in Fig. 11c) is more influenced by the NECC waters than the NBC waters. The cross-shelf transect from mooring measurements (Garzoli et al., 2004, Fig. 2 around 47° W) clearly shows the separation of NBC water masses, along the shelf, and the NECC water masses off the shelf. The isopycnals' depth shows a difference of 100 m between the two waters. This difference is comparable to the difference in pycnocline depth observed between WEA-1 around 70 m and WEA-4 and WEA-5 around 140 m. Goni and Johns (2003) used a two-layer model to convert altimetric SSH to the upper layer thickness. The authors show that the anticyclonic eddies in the NBC could increase the upper layer thickness from 20 to 40 m (Goni and Johns, 2003, Fig. 10). This difference is comparable to the difference of the pycnocline depth observed between WEA-2 and WEA-3 around 100 m and WEA-4 and WEA-5 around 140 m.

2.3.2 Stratification of the Bay of Biscay

The clustering method is also performed on the Bay of Biscay profiles. The six clusters are sorted by their number of profiles. The density profiles are measured from 1991 to 2015. The distribution of the 2447 profiles into the six clusters can be found in Table 1. In this dataset, no suspicious profiles are detected with the clustering method, so all of the clusters will be used for the density study. Note that BB-1 has the most profiles, BB-6 has the least and the other clusters are almost equally represented.

Figure 3d shows the six typical profiles processed from the six clusters. In this area, the main variability of the profiles is dominated by the upper surface density. BB-2 and BB-6 are the only clusters to have almost the same surface density. The difference between these two clusters is the depth of this secondary pycnocline (the main permanent pycnocline being at 750 m).

Figure 3b and e highlight that the classification corresponds to the seasonality of the profiles. Chronologically, BB-1 corresponds to winter and spring conditions with deep mixed layers with quasi-homogeneous density profiles. BB-6 corresponds to early summer with density profiles that lin-

early decrease up to the surface. BB-4 and BB-5 correspond to late summer and early autumn conditions with the most stratified profiles. Finally BB-2 closes the loop corresponding to late autumn with deep surface layer profiles. BB-4 and BB-5 cover the same period simultaneously and the differences are due to the intensity of the stratification: BB-4 corresponds to mild summer stratification generally in July–August, and BB-5 corresponds to stronger summer stratification with more profiles in September–October.

There is also a transitional group, BB-3, composed of profiles from both before and after BB-1 (winter): in December and in May. BB-3 is designated as the shoulder season in the rest of the study. These profiles also occur during late winter corresponding to some warming events that start to build a surface stratification without establishing it.

The spatial distribution shows the clusters are almost equally distributed in the area (Fig. 3c). This result confirms that the variability of the density profiles is dominated by radiative forcing rather than complex changing circulation patterns in this region.

As expected, the clustering methods do identify the seasonality contained in the midlatitude variability. This classification separates the seasonal changes more distinctly than 3-month means: BB-1 lasts for 4 months, BB-6 lasts for 1 month, BB-4 and BB-5 last for 3 months simultaneously, and BB-2 lasts for 2 months. Further comparisons are shown in the next section.

2.4 Discussion

The stratification in the two areas of interest is driven by very different forcing: the Amazon plume and the circulation for the western equatorial Atlantic and the radiative forcing for the Bay of Biscay. The stratification variability due to the circulation is spatially bound, whereas the one due to radiative forcing affects the area homogeneously. The methodology proposed enables us to distinguish the specificity of each sub-region at once.

In this section, some typical profiles from the clusters will be compared with seasonal climatologies (ISAS13 and BOBYCLIM) and to the 3-month means made from the CORA V4.3 dataset. For the western equatorial Atlantic, the two extreme clusters are chosen. WEA-1 is compared with the spring mean because this is the season with the shallower pycnocline and because this cluster is highly represented in spring. WEA-5 is compared with the fall mean because this is the season where this cluster occurs the most. For the Bay of Biscay, BB-2, BB-4 and BB-5 are used to investigate the influence of fewer months in the classification and to discriminate between mild and stronger events. BB-2 is compared with the fall mean, and BB-4 and BB-5 are compared with the summer mean.

The climatology profiles are averaged in the same areas and smoothed following the method explained in Sect. 2.2.

For the western equatorial Atlantic area, Fig. 4a and b show that ISAS13 seasonal profiles are smoother than the CORA V4.3 seasonal profiles, likely due to the spatial and vertical smoothing used in the climatology. The climatology profiles show a slightly smoother pycnocline than the cluster profiles (Fig. 4a and b). Thus, the averaging of the large diversity of the profiles within one season tends to smooth the stratification and does not represent it as well as the cluster classification. WEA-1 and WEA-5 both represent a more contrasted part of the 90 % interval of the seasonal profiles considered (gray patch). WEA-1 sets the upper limit of the 90 % interval of the spring climatology (Fig. 4a). WEA-5 sets the lower limit of the 90 % interval of the fall climatology (Fig. 4b). Still, the median of both clusters is part of the seasonal 90 % interval, indicating that the clusters represent a right proportion of these seasonal profiles.

These 3-month means do not highlight the profile variability as well as the cluster classification do. The western equatorial Atlantic has a strong spatial variability (Fig. 2c), which explains why averaging classifications are not effective. The 3-month mean is not recommended for this area that has complex circulation, mixing processes and a low dependency to radiative forcing.

For the Bay of Biscay area, the BOBYCLIM and ISAS13 climatologies are almost identical for the fall and summer seasons. The fall climatology profiles of CORA V4.3 and BB-2 profiles are very close (Fig. 4c); the overlap of both 90 % intervals is high, validating that BB-2 corresponds to the fall climatology. The BB-4 median profile exactly fits the summer climatology profile (Fig. 4d). The 90 % interval of the BB-4 shows more stratified profiles than the summer climatology ones, especially shallower than 40 m. The BB-5 profiles are indeed more stratified than the mean summer climatology profile but better fit the 90 % interval of the climatology deeper than 40 m that are not represented by BB-4 (Fig. 4e). The main difference between the BB-4 and BB-5 is not only located at the surface but also around 60 m where the two 90 % intervals of the clusters do not overlap each other. BB-4 and BB-5 contribute to different parts of the summer climatology 90 % interval and enable us to separate two stratification patterns that are mixed within the classical 3-month mean.

The cluster classification is more effective than the 3-month mean to distinguish the different stratification regimes that can occur within a given time period. The cluster analysis enables us to describe different pycnocline states: established or transitory states and mild or extreme states. In the midlatitude Bay of Biscay, the seasonal radiative forcing is strong and makes the stratification uniform horizontally. There, the six-cluster classification gathers the same amount of information about the seasonality as the 12 groups of the monthly classification. Thus, the cluster classification is a more pithy approach. In the Amazon tropical regions, the spatial variability is more important. This adds complexity to the study of the stratification variability via a time-dependent

1570 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

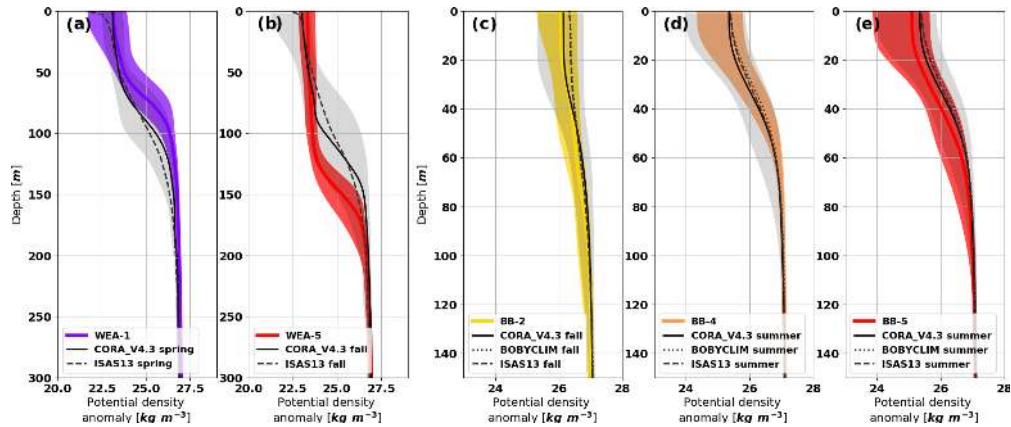


Figure 4. Climatology profiles compared with the corresponding selected typical profiles from the cluster classification: the western equatorial Atlantic (a) WEA-1 and (b) WEA-3 and the Bay of Biscay (c) BB-1, (d) BB-4 and (e) BB-5. The gray shadings are the 90 % interval calculated from the CORA V4.3 dataset using seasonal classification, and the colored shadings are the 90 % interval of each cluster.

classification and requires a good knowledge of the region's circulation and water masses. The cluster analysis does not preferably consider time-dependent or space-dependent classification, so this method is far more accurate than climatologies to investigate circulation-driven stratification variability, such as in the tropics.

The clustering classification is used over a long period of time in this study, but doing so does not blur the interannual variability. The long-term variability can be observed looking at the variability within the distribution between the clusters. Figures 2e and 3e can also help to observe such variability. For example, WEA-4 and WEA-5 are usually associated with the period from August to November, but for the year 2006, WEA-4 and WEA-5 are only present from August to September. In a classical seasonal or monthly averaged classification, such long-term variability would have smoothed the stratification profiles. Here, the typical profiles are based on similar instantaneous profiles, ensuring more realistic profiles.

3 Sensitivity of the internal tides to the background stratification

3.1 Model configuration for the IT simulations

The T-UGOm (Toulouse Unstructured Grid Ocean model) has been used to simulate the ITs. Initially developed to resolve the two-dimensional tidal equations (Piton et al., 2020; Lyard et al., 2021a), this model has been extended to resolve the three-dimensional tidal equations in the frequency domain (Nugroho, 2017; Lyard et al., 2021b). The model configuration is set to be hydrostatic and with a free surface. The 3D version uses Lagrangian layers that follow the fluid

displacement in the vertical dimension. The experiments are focused on the M2 major tidal component in the two areas of interest and are based on the stratifications described in the previous section. The frequency domain calculation uses the tidal dynamical equations expressed in the complex, frequency space. This allows for much faster computation time than the time-stepping calculation but does not support a stratification evolution over time, and the simulated ocean needs to be at rest. Thus, if the density profile is unstable, high-amplitude instabilities are created because the stratification induces vertical motions rather than acting as a restoring force.

All simulations are carried out with the same configuration and the same inputs that are shown in Table 2. The reference latitude θ_{ref} for the calculation of the Coriolis parameter is set differently for each area: $\theta_{\text{ref}} = 0^\circ \text{ N}$ for the western equatorial Atlantic and $\theta_{\text{ref}} = 47^\circ \text{ N}$ for the Bay of Biscay. This enables us to compare the simulations with IT measurements and realistic simulations. A single density profile is used to set the stratification uniformly over all of the domain. The typical profiles from the above classifications (Sect. 2.3.1 and 2.3.2) are used and one simulation is made for each profile.

This model is applied using the academic configuration from the COMODO project (Ocean Modeling Community, 2011–2016, PI: Laurent Debreu, Soufflet et al., 2016) for the study of the internal waves generated on a continental slope (Nugroho, 2017). The project was originally built to compare different ocean models and T-UGOm 3D was one of them. The original configuration is based on the configuration of Pichon and Maze (1990): a flat-bottom ocean of 4000 m depth in the abyss (on the left) and 200 m depth on the shelf (on the right); the domain is 880 km wide along

Table 2. Inputs of COMODO-revised simulations.

Name	Variable	Value
Horizontal diffusion	k_H	$1 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
Vertical diffusion	k_z	$1 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
Roughness length	z_0	$3 \times 10^{-3} \text{ m}$
Barotropic tidal velocity	u	5 cm s^{-1}
	v	0 cm s^{-1}
Relaxation length	L	42.5 km
Relaxation timescale	τ	72 min

the axis x and the size of one horizontal mesh (1 km) along y axis. The slope is defined as

$$\frac{d^2b}{dx^2} = \begin{cases} -0.5 \left(1 - \frac{\cos(\pi(x-x_0))}{x_1-x_0} \right) & \text{if } x_0 < x < x_1 \\ -1 + 0.5 \left(1 + \frac{x_2-x_1}{x_3-x_1} \right) \left(1 + \frac{\cos(\pi(x-x_2))}{x_2-x_1} \right) & \text{if } x_1 < x < x_2 \\ 0.5 \frac{x_2-x_0}{x_3-x_1} \left(1 + \frac{\cos(\pi(x-x_2))}{x_3-x_2} \right) & \text{if } x_2 < x < x_3 \end{cases}, \quad (2)$$

where b is the bathymetry, $x_0 = 426 \text{ km}$, $x_1 = 443 \text{ km}$, $x_2 = 479 \text{ km}$ and $x_3 = 484 \text{ km}$. This bathymetry is similar to an averaged continental slope (the comparison to realistic bathymetry of the two areas of interest is shown in Fig. B1). The domain is described by 1760 finite-element triangles using the LGP1 \times LGP0 convention. LGP1 refers to the summit of the triangles where the pressure and elevation are set continuously from one triangle to another (Lagrange finite element of 1 degree of freedom). LGP0 refers to the barycenter of the triangle where the velocity is set (Lagrange finite element of 0 degree of freedom). In the vertical dimension, density is piecewise linear (i.e., linear inside layers with possible discontinuities at the layers' interfaces), and velocity is uniform. The model is based on the primitive momentum equations, continuity equation and density advection equation. The model unknowns are the level displacements (including the free surface), horizontal velocities and density anomalies (due to advection in layers). However, a 3D wave-equation approach allows us to form a linear system where unknowns are limited to level displacements and density anomalies, with velocities then being deduced once the 3D wave-equation system is solved.

This configuration places the slope in the center of the domain which limits the study of off-shelf IT propagation that presents longer wavelengths than the on-shelf IT propagation. This configuration only allows us to resolve around 2 or 3 times the wavelength in the abyssal domain, whereas more than 20 or 30 times the wavelength is resolved in the shelf domain. To compensate for this difference, the slope is shifted

toward the shelf by 220 km. This allows us to resolve around 4 or 5 times the wavelength in both domains.

In the vertical, 80 σ layers (which follows the bathymetry) are distributed using a cosine function between 0 and $\pi/2$. This vertical distribution enables us to better represent surface pycnocline and the associated ITs than a uniform distribution.

The von Kármán–Prandtl equation is used to calculate the bottom velocity affected by the bottom friction, as described for the AMANDES tidal model in the Amazon estuary (Le Bars et al., 2010). Using a frequency domain calculation, there is no spin-up of the simulation that could lead to a stable value of the bottom friction. So, an iterative process is used in order to make the bottom velocity converge, solving the equations four times, each time using the previous bottom velocity. The model uses logarithmic buffer areas at the open boundaries (both sides) in order to stabilize the results. The relaxation term R is expressed as follows:

$$R = \frac{\exp\left(-\frac{d}{L}\right)}{\tau}, \quad (3)$$

with $\tau = 72 \text{ min}$ being the relaxation timescale, d the distance from the boundary and $L = 42.5 \text{ km}$ the relaxation length.

In order to separate properly the baroclinic tides (ITs) from the barotropic tides, the solution is decomposed into vertical modes following the methods described in Nugroho (2017). For the following discussion, mode 1 and higher will refer to vertical baroclinic modes, whereas mode 0 will refer to the vertical barotropic mode.

3.2 Modeling results on the two areas of interest

3.2.1 Impacts of the western equatorial Atlantic stratifications

The typical profiles from the western equatorial Atlantic have almost the same maximum buoyancy frequency, so only the depth of the single pycnocline differs in this area. From now on, these cluster profiles will be sorted by the depth of the single pycnocline: WEA-72 m, WEA-88 m, WEA-108 m, WEA-128 m, WEA-148 m (corresponding to WEA-1, WEA-3, WEA-2, WEA-4, WEA-5; Table 1).

We will first discuss the impact of the depth of a simple pycnocline on the vertical modal structure (Fig. 5 left panels), starting with w and η . For mode 1, the deeper the pycnocline, the further the mode is shifted toward the surface. For mode 2, the deeper the pycnocline, the further the mode is shifted toward intermediate layers: the first extremum is deeper and the second one is shallower. For mode 3, the pycnocline depth only affects the first extremum: with a deeper pycnocline, the extremum is deeper. The same observation can be made for the vertical modal structures of u , v and P . At the surface, for a deeper pycnocline, mode 1 is stronger and the higher modes are weaker. The impact of the depth of

1572 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

a single pycnocline on the mode shifts seems to be linear for modes 1 and 2.

The only exception to this pattern happens for mode 3 (u , v , P) at the surface: WEA-72 m and WEA-88 m have the same amplitude, whereas WEA-88 m was expected to be weaker and to be sorted between WEA-72 m and WEA-108 m such as for modes 1 and 2. This difference can be due to small density differences at the surface between the typical density profile of about 0.02 kg m^{-3} , which is the smallest difference at the surface between the clusters.

Figure 5 (right panels) illustrates the simulated amplitude of the baroclinic surface elevation. For the western equatorial Atlantic simulations, the overall amplitude of the baroclinic elevation scales from 4 to 5 cm with negligible contribution of the modes higher than 2. When the single pycnocline deepens, the total amplitude of the elevation increases with a dominance of mode 1 over mode 2. The ITs' horizontal wavelength seems to be larger with a deeper pycnocline.

To investigate this impact, the wavelength of each mode has been calculated for the abyssal domain (from -300 to 200 km). The wavelength is calculated following the method of Welch (1967) with 200 elements per segment and a zero padding of 5000 elements. Using the zero padding enables us to increase the resolution of larger wavelengths but creates irrelevant wavelengths, so all the wavelengths larger than 500 km are ignored ($\lambda_{\text{max}} = N\Delta x$).

Figure 6 presents the IT elevation amplitudes, the vertically integrated energy fluxes and the horizontal surface wavelengths of each baroclinic mode with respect to the depth of the single pycnocline. As expected with the shape of the modal structures, modes 1 and 2 are linearly controlled by the depth of a single pycnocline. A deep pycnocline increases the IT generation and the associated energy flux, which doubles between WEA-72 and WEA-148 m. The variability of the energy flux only affects mode 1, and mode 2 presents almost the same energy for all the simulations. The elevation amplitude variability affects both mode 1, which increases with a deep pycnocline, and mode 2, which lowers with a deep pycnocline. This means that the energy of mode 2 is shifted away from the surface as the single pycnocline deepens.

A deep pycnocline also increases the horizontal surface wavelengths of modes 1 and 2 with a stronger impact on mode 1. This can lead to a strong aliasing of the IT corrections and altimetric observations if this variability is not taken into account. For example, the wavelength difference for mode 2 between WEA-71 and WEA-148 m is about 10 km. With only three occurrences of the wave beam at the surface, the shift associated with mode 2 is about 30 km. The correction that only uses a wavelength of 60 km to correct mode 2 (corresponding to WEA-71 m) will be in phase opposition after only three occurrences if the stratification leads to an actual wavelength of 70 km (corresponding to WEA-148 m). This rough calculation helps to understand

why small changes in the wavelength can completely change the shape of the surface IT signature.

Tchilibou et al. (2020) reported a similar observation comparing two simulations from El Niño and La Niña situations in the Solomon Sea. In this region, the El Niño stratification is characterized by a shallow pycnocline and the La Niña stratification is characterized by a deep pycnocline. The authors pointed out that this stratification variability is one of the sources of the non-stationarity of the ITs observed using long-term altimetric SSH. The surface elevation of the model outputs seems to present a larger horizontal surface wavelength during La Niña than during El Niño (Tchilibou et al., 2020, Fig. 8).

In the western equatorial Atlantic area, the high dependency of the horizontal surface wavelength and the ratio between modes 1 and 2 to the depth of a single pycnocline could be a major contribution to non-stationary ITs that appear in the study of Zaron and Ray (2017). These results reinforce the importance, in the future, of properly taking into account the stratification regimes in the IT correction and especially when a single pycnocline controls the variability of the stratification. Empirical relations for modes 1 and 2 are proposed by fitting the curves and could be useful to determine the ITs' surface patterns in order to properly correct the non-stationarity of the ITs. Other tests should be made in order to integrate slope properties and barotropic current into these empirical relations.

3.2.2 Impacts of the Bay of Biscay stratifications

In this section, the clusters are sorted following the period of the year they represent: BB-1, BB-3, BB-6, BB-4, BB-5 and BB-2. To facilitate the description, the clusters are renamed after the corresponding season: BB-winter, BB-shoulder, BB-spring, BB-summer, BB-hot-event and BB-fall.

In the Bay of Biscay case, the differences between the typical profiles are not driven by the depth of the secondary pycnocline but by the buoyancy frequency in the upper surface layer (< 25 m, Fig. 3b). Indeed, the maximum value of N has great variability, whereas the depth of the secondary pycnocline is always close to 40 m (Table 1). Because of the variability in N , the interpretation of the stratification impacts on the baroclinic modes (Fig. 7, left panels) is more complex than for the western equatorial Atlantic simulations. The easiest way to proceed is to describe the seasonal impact mode by mode.

Mode 1 is almost the same for all the clusters for the vertical modal structure of (w , η) and (u , v , P). So mode 1 is not sensitive to the variability of the stratification because it strongly depends upon the constant maximum at 750 m (Fig. 1f).

Mode 2 presents the same pattern for the vertical modal structures of (w , η) and (u , v , P): the more stratified the secondary pycnocline is, the further the mode is shifted toward

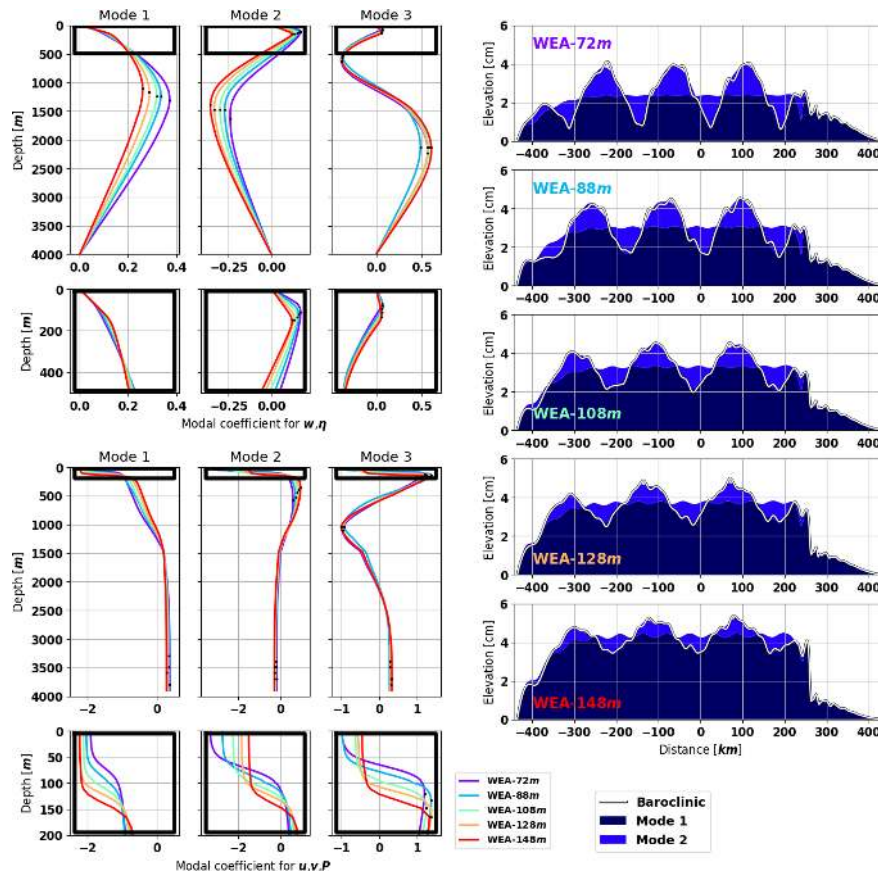


Figure 5. Baroclinic modal structures for the three first modes (left panels) and simulated amplitude of baroclinic surface elevation for the five first modes (right panel) for all the typical density profiles of the western equatorial Atlantic. The vertical modal structures are different for vertical processes (w and η , upper left panels) and horizontal ones (u , v and P , lower left panels). The black points show the extrema of the modes. The simulations are sorted with respect to the depth of the pycnocline. On the right panels, the white line represents the sum of the baroclinic modes and the colored patches represent the modal contribution to the complex sum: if the patch of mode n is located on top of the sum line, then mode n works against mode $n - 1$.

the surface. The clusters are sorted as follows: BB-shoulder, BB-spring, BB-fall, BB-summer and BB-hot-event. BB-winter is excluded from this pattern.

For mode 2 (w , η) at the surface, the pattern is the opposite of mode 1: BB-hot-event, BB-summer, BB-fall and BB-spring. BB-winter and BB-shoulder are excluded because they are weaker than BB-hot-event. For mode 3 (u , v , P) at the surface, the pattern is completely different: BB-winter, BB-shoulder, BB-hot-event, BB-fall, BB-summer and BB-spring. This could be due to the stratification at the surface (Fig. 3d).

The overall baroclinic amplitude of the surface elevation ranges between 2 and 4 cm (Fig. 7 right panels). Modes 1

and 2 are stronger with the increase in stratification between 20 and 60 m: 1.7–0.3 cm for BB-winter and 2–1.5 cm in the highly stratified BB-hot-event. Mode 2 is more sensitive to stratification: it is almost equivalent to mode 1 for BB-hot-event, whereas it is almost null for BB-winter. Mode 3 is stronger during BB-shoulder, BB-spring and BB-fall than for other stratification, where it is almost null. This confirms the observations made for the modal structures. Modes 4 and 5 are only visible during BB-shoulder.

In summary, for the elevation amplitude in the Bay of Biscay, mode 1 is controlled by the maximum of N at 750 m, mode 2 is controlled by the value of N between 20 and 40 m, and mode 3 might be controlled by the value of N between

1574 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

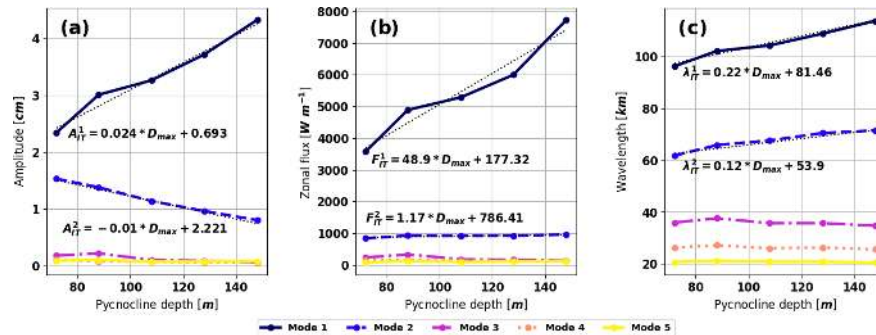


Figure 6. (a) Surface elevation amplitude, (b) vertically integrated zonal energy flux and (c) horizontal surface wavelength for each vertical mode with respect to the pycnocline depth. The calculations are based on the western equatorial Atlantic simulations over the abyssal domain ($-300 \text{ km} < x < 200 \text{ km}$). The fit equations for the two first modes are shown below the curves (with A_{IT}^n the IT surface amplitude for mode n , λ_{IT}^n the IT surface wavelength for mode n and D_{max} the pycnocline depth).

the surface and 20 m. So the depth of the pycnoclines is not the only parameter representing the IT variability in this area. As no adequate proxy has been actually found, the IT elevation amplitudes, energy fluxes and horizontal surface wavelengths are processed seasonally. A climatology has been developed with a time step of 3 d. The values of each mode are calculated from the weighted mean of the cluster distribution in the dataset over a window of 3 d along the year. The weighted standard deviation is also calculated to evaluate the variability inside each time step.

Figure 8 shows this climatology; to simplify the descriptions, BB-winter values are used as a reference for the comparisons. The elevation amplitudes are the most contrasted through the year. Mode 1 is stronger from August to October with a homogeneous value of 2 cm through this period. It became weaker in May (around 1.5 cm) and maintains a plateau of 1.7 cm from December to May. Mode 2 has larger amplitude variability compared with other modes. From 0.3 cm in winter and spring, it increases to 1.5 cm in September and then decreases until January. Even with the elevation amplitude, mode 3 has substantial amplitude variability: two peaks at 0.7 cm and 0.5 cm happen in June and November, otherwise the mode stabilized around 0.2 cm. This particular pattern seems to be due to the stratification near the surface, stronger in BB-shoulder and BB-spring compared with other cluster that are well mixed near the surface. Mode 4 and 5 amplitude patterns are close to the mode 3 one, but the peaks happen in May and December so are mainly caused by BB-shoulder stratification.

The energy fluxes are less affected by the variability of the stratification in the Bay of Biscay than in the western equatorial Atlantic but are stronger. Mode 1 is almost constant through the year, around $10\,000 \text{ W m}^{-1}$, and only decreases during May–June and December to around 8000 and 9000 W m^{-1} . Mode 2 increases steadily from win-

ter around 1000 W m^{-1} to around 2000 W m^{-1} in November. The mode 3 only rises during May–June and December up to 2000 and 1000 W m^{-1} . Modes 4 and 5 are weaker and follow a similar pattern than mode 3. The seasonality of the Bay of Biscay ITs highlights that mode 3 uses the energy of mode 1 to build up.

The wavelengths have a weak variability between all the simulations, explaining why the standard deviation is almost null. The wavelength of mode 1 is almost constant during the year; it only decreases in May and December, due to BB-shoulder stratification. The wavelengths of modes 2, 3, 4 and 5 have similar pattern around two values: lower from February to May (50, 35, 26 and 20 km) and longer from June to December (56, 45, 33 and 25 km). The shifts are stronger for modes 3 and 4 and are clearly due to the presence of surface stratification after winter.

The set of academic simulations coupled to the clustering analysis enables us to build a climatology of the IT properties in the Bay of Biscay. In this area the permanent pycnocline at 750 m makes mode 1 more stable than in the western equatorial Atlantic. The elevation amplitude and the energy flux highlight a substantial variability of the first three modes along the year. Modes 2 and 3 represent up to one-quarter of the total IT energy flux and up to half of the elevation amplitude in non-winter seasons. Such variability in the proportion of the modes implies that the horizontal scales of the ITs vary along the year leading to substantial non-stationarity in this area.

3.3 Validation and discussion

To compare the T-UGOm simulations with realistic studies, some atlases of ITs and a realistic NEMO simulation are used. The IT atlases of Ray and Zaron (2016) and Zaron (2019) (HRET V8.1) are built from long-term altimetry harmonic analysis and thus show the stationary part of the ITs

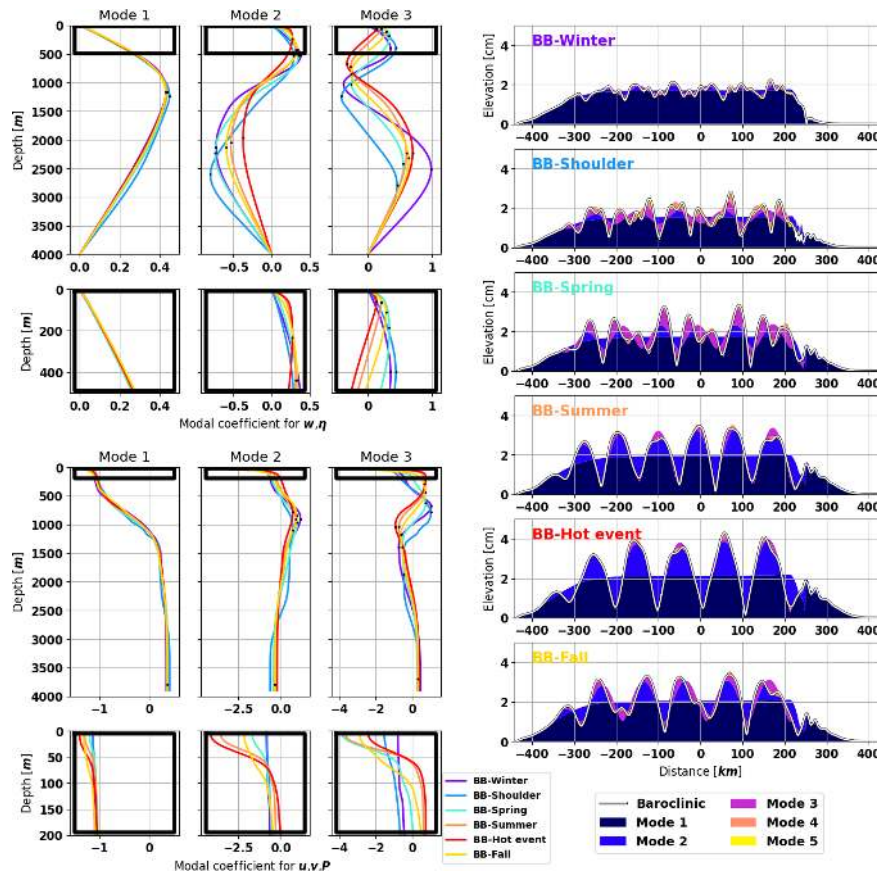


Figure 7. Baroclinic modal structures for the three first modes (left panels) and simulated amplitude of baroclinic surface elevation for the five first modes (right panel) for all the typical density profiles of the Bay of Biscay. The vertical modal structures are different for vertical processes (w and η , upper left panels) and horizontal ones (u , v and P , lower left panels). The black points show the extrema of the modes. The simulations are sorted with respect to the seasons. On the right panels, the white line represents the sum of the baroclinic modes and the colored patches represent the modal contribution to the complex sum: if the patch of mode n is located on top of the sum line, then mode n works against mode $n - 1$.

Table 3. Baroclinic elevation amplitude and vertically integrated energy flux near the IT generation zone. The NEMO simulation is compared throughout two seasons: from March to July (MAMJJ) and from August to December (ASOND). MAMJJ stratification is close to the WEA-128 m one and ASOND stratification is close to the WEA-128 m one. NEMO values have been extracted on two generation zones near 1° N, 45.8° W (Aa and Ab in Tchilibou et al., 2021).

NEMO	Elevation amplitude [cm]		Energy flux [W m^{-1}]	
	MAMJJ	ASOND	MAMJJ	ASOND
Aa	4.5	5	8500	> 10000
Ab	3.25	4	6500	8500
T-UGOm	WEA-128 m	WEA-148 m	WEA-128 m	WEA-148 m
Mode 1 + 2	4.7	5.2	7000	8800

1576 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

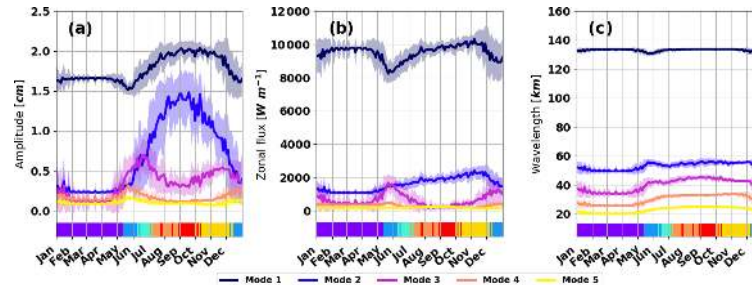


Figure 8. Weighted mean of (a) the surface elevation amplitude, (b) the vertically integrated zonal energy flux and (c) the surface wavelength for each vertical mode during the year. The calculations are based on the Bay of Biscay simulations over the abyssal domain ($-300 \text{ km} < x < 200 \text{ km}$). The climatology is built with a time step of 3 d where the ratio of each cluster is used as the weight. The shading represents the weighted standard deviation. The ruler at the bottom of the plots shows the color of the dominant cluster along the year.

for the mean stratification. In the western equatorial Atlantic, the IT elevation amplitude is on the order of 6 cm in Ray and Zaron (2016) and 4 cm in HRET. In the 2015 NEMO simulation of Ruault et al. (2020), the IT surface elevation amplitude is on the order of 5 cm (Tchilibou et al., 2021). With elevation amplitudes ranging between 4 and 6 cm in T-UGOm simulations, the values are similar compared to those altimetry-derived atlases and realistic simulation.

In the Bay of Biscay, the IT elevation amplitude is on the order of 1 cm in Ray and Zaron (2016) and 2 cm in HRET. The elevation amplitudes of T-UGOm, between 2 and 4 cm, are higher compared with those IT atlases but have the right order of magnitude. These differences could originate from the forcing of the barotropic tide, the bathymetric slope and the realistic stratification used within our modeling approach but also from the limitations of these atlases.

As the background stratification was the focus of this study, other parameters have been equally set in the two configurations (western equatorial Atlantic and Bay of Biscay; Table 2). This methodology enables us to compare the different stratification pattern between the two areas of interest and conclude that the variability of the depth of a unique pycnocline (western equatorial Atlantic) leads to a stronger impact over IT surface signature than the variability of secondary pycnoclines near the surface (Bay of Biscay).

The slope of the shelf break of the Bay of Biscay is similar to the one of the simulation but the slope of the western equatorial Atlantic is steeper (Fig. B1). Based on FES-2014b (Lyard et al., 2021a), the M2 tidal barotropic currents are around 3 cm s^{-1} in the western equatorial Atlantic and around 6 cm s^{-1} in the Bay of Biscay, whereas 5 cm s^{-1} has been set in the simulations. Thus the simulations of the western equatorial Atlantic might underestimate the ITs because of the slope but also overestimate them because of the barotropic currents. Finally, the barotropic tides and the bathymetric slope used in the simulations should lead to quite realistic results.

Now, the realism of the IT variability is investigated using the results of the NEMO simulation. The ITs of the NEMO simulation have been studied by Tchilibou et al. (2021) through two seasons: from March to July (MAMJJ), when the NBC does not show eddies, and from August to December (ASOND), when strong NBC rings influence the area. Two major generation sites are highlighted near 1° N – 45.8° W (Aa and Ab). The stratification near these generation sites is similar to WEA-128 m during MAMJJ and WEA-128 m during ASOND (Fig. C1). The stratification of NEMO simulation is weaker than the one observed with the CORA database, but the variability of the depth of the unique pycnocline seems comparable.

Table 3 shows the elevation amplitudes and the vertically integrated energy fluxes near the generation zone for the two seasons. The values from the NEMO simulation show the same pattern highlighted in this study with stronger ITs when the unique pycnocline is deeper (ASOND). The amplitude of the variation between the two seasons is also similar to the variations between WEA-128 and WEA-148 m.

The ITs' stationary horizontal surface wavelength is also extracted from HRET and from the NEMO simulation. The wavelength calculation is made with a 2D fast Fourier transform of the ITs' surface elevation complex field. Using the complex field enables us to extract the direction of propagation in addition to the wavelengths. Because the NEMO simulation only is for the area 2° S – 9° N , 52 – 43° W , the same area is used for HRET.

Figure 9 first shows that the horizontal surface wavelength pattern is very similar between HRET and NEMO. They highlight a major wavelength of 110–120 km propagating northeastward and a secondary wavelength from 70–80 km propagating in the same direction. In NEMO, the propagation of this secondary wavelength is stronger and wider than in HRET. This could be due to the constraints used in HRET to better structure the ITs. The phase field of HRET shows IT propagation with wave crests roughly linear, whereas

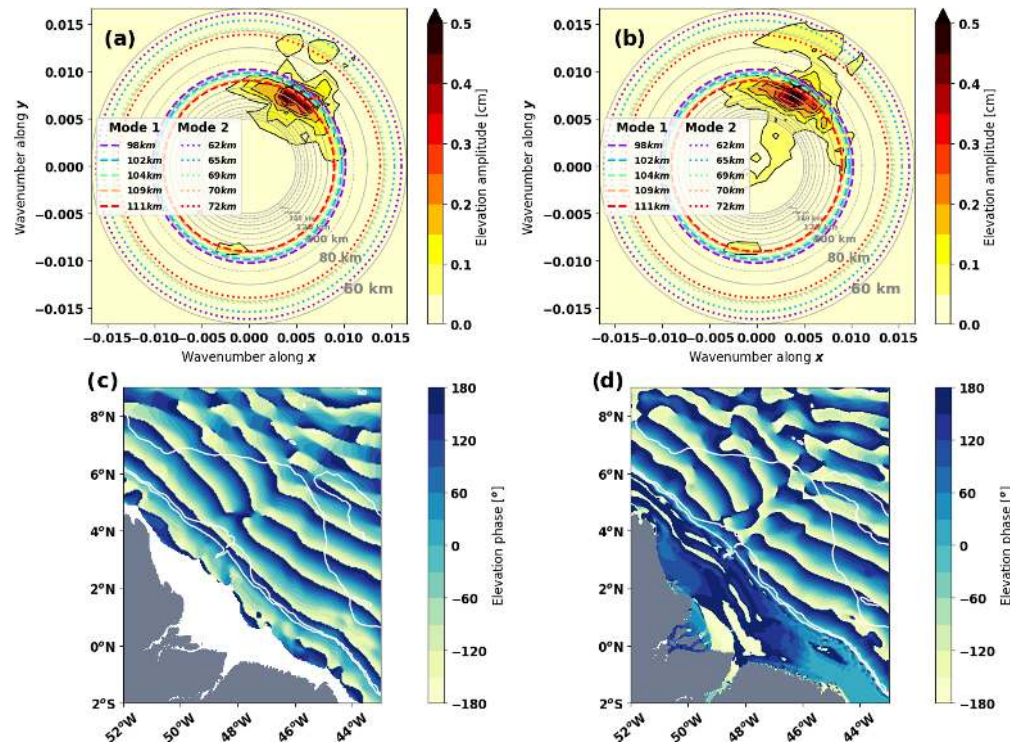


Figure 9. Two-dimensional fast Fourier transform of the baroclinic surface elevation for M2 from (a) the HRET V8.1 atlas (Zaron, 2019) and (b) a realistic regional NEMO simulation for 2015 (Ruault et al., 2020) and (c, d) their associated phase field. The gray rings represent the horizontal wavelength grid scale and the colored rings represent the horizontal wavelengths of modes 1 and 2 for the T-UGOm simulations. The value of the wavelengths is shown in the legend.

the NEMO phase field shows them more smoothly curved (Fig. 9c and d).

The horizontal surface wavelengths in HRET and NEMO are coherent with both modes 1 and 2 horizontal surface wavelengths of T-UGOm simulations. The T-UGOm wavelengths are slightly longer, which might mainly originate from the bathymetry differences (4000 m instead of 5000 m) and secondarily from the variability of the depth of the unique pycnocline.

More realistic experiments with various stratifications in a realistic regional grid are presently being carried out for the ITs in the Bay of Biscay with the model SYMPHONY (Marsaleix et al., 2008). So far, these simulations have led to similar conclusions compared to the ones obtained with the T-UGOm academic configuration (Barbot, 2021).

These validations confirm that the T-UGOm simulations, although very academic, are in the right range compared to more realistic cases. Such idealized simulations are thus a good way to estimate the IT properties before running more realistic but complex 3D simulations. Thus, IT atlases seem

to underestimate the ITs generated in the Bay of Biscay and do not show the non-stationarity of the ITs that the T-UGOm simulations suggest (Zaron and Ray, 2017). As the non-stationarity in this area is mainly controlled by modes 2 and 3, this underestimation could originate from the spatial resolution of long-term altimetry which might not be thin enough to resolve the wavelengths of mode 2 and higher. This questions the use of such IT atlases in the future corrections of the SWOT measurements.

4 Conclusions

The classification of density profiles through clustering methods is very useful to describe both spatial and temporal variability of the stratification. As shown, this methodology can highlight different regimes of stratification that are linked to seasonality (Bay of Biscay) or to both spatiotemporal distributions (western equatorial Atlantic) at the same time. Thus, any kind of stratification variability can be handled with a single methodology. Especially for cases that are

1578 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

not driven by seasonality or for cases with clear spatial distribution variability, this methodology is an improvement compared with the seasonal classification.

The users of such a cluster methodology need to be aware of some specific parameters. The first and more important one is the normalization of the profiles. This choice is important and can change the goal of the classification. The second point is the choice of the clustering method for systematic or automated stratification studies. Many clustering methods exist with different performances, but a first selection can be made by looking at the distribution of the PCA manifold.

For the western equatorial Atlantic, the clusters help to highlight the strong spatiotemporal variability of the stratification and the dominance of the depth of a single pycnocline in this variability. In the Bay of Biscay, the clusters reproduce the seasonality of the stratification and highlight two different regimes for summer season.

The present results of IT simulations allow a better understanding of the IT dependency on the background stratification. This dependency not only occurs in areas where the stratification is driven by the radiative forcing but also in areas where the stratification is driven by the circulation. First, the stratification variability has a stronger impact on ITs if the stratification is composed of a single pycnocline. In the tropics, such stratification is maintained year-round and is stronger than at midlatitudes. Second, the variability of surface layer stratification, mostly driven by the radiative forcing, has a stronger impact on modes 2 and 3. Third, the stratification variability impacts modal distribution and the horizontal surface wavelength, leading to a variability of the horizontal scales of the ITs.

These results will impact future works dedicated to ITs' surface elevation observation and prediction as they suggest that harmonic analysis of long time series underestimates the ITs multi-mode amplitude and omits the IT wavelength of modes 2 and 3. Moreover, without realistic horizontal wavelengths, the ITs' surface elevation corrections based on such methods, could create a fictitious signal in the corrected observations resulting from the difference between the real IT wavelengths and the wavelength of the correction. This approach should be preferably used for regions where the stratification regimes have large spatial and temporal scales, as in the midlatitude areas with weak circulation. The frequency domain modeling proposed in this study could be used to build multiple simulations with various stratification regimes that could then serve as references or constraints for future IT corrections atlases. However, for regions with highly variable stratification regimes and strong circulation, this approach should be used with caution. Such modeling would not be representative of the circulation and could also be highly unstable.

Finally, coupling the two approaches of clustering methods and the academic simulations results in the production of a new type of climatology of the IT elevation amplitudes, energy fluxes and surface wavelengths for the five first baroclinic modes. The efforts to find a formulation to link the IT properties to the stratification need to be pursued for the mid-latitudes in order to obtain a parametrization that would unify the different regions of the global ocean.

Currently, the SWOT mission encourages international efforts in order to separate the mesoscale and ITs' surface elevation contributions. This study invites other researchers to carefully consider the background stratification and even more its variability within the different approaches used, in order to predict and remove the ITs' surface elevation signature.

Appendix A: western equatorial Atlantic additional visualization of the clusters

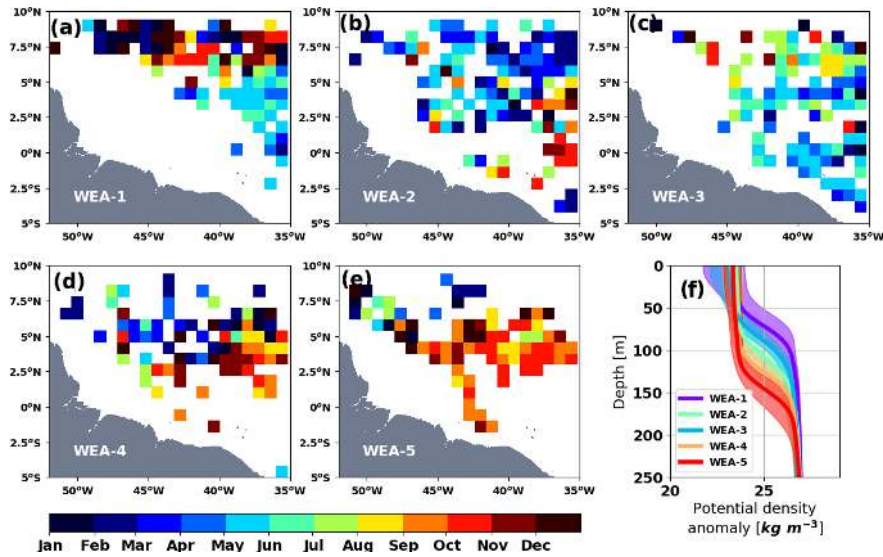


Figure A1. (a–e) Mean seasonality over the area for each cluster in the western equatorial Atlantic and (f) the median profiles of the clusters from Fig. 2. The mean season is processed over the area within boxes of $1 \times 1^\circ$, only the boxes with more than two profiles are shown.

1580 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

Appendix B: Bathymetry used in the COMODO configuration

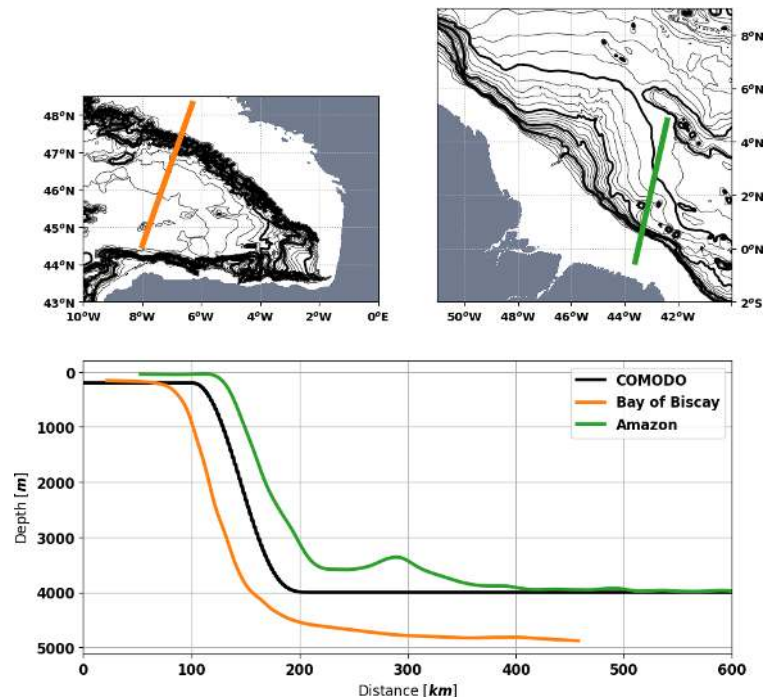


Figure B1. Realistic continental slope bathymetry over the two studied areas compared with the COMODO one. The bold contours show the isobaths spaced every 1000 m and the plain ones every 200 m.

Appendix C: Seasonal stratification of NEMO simulation

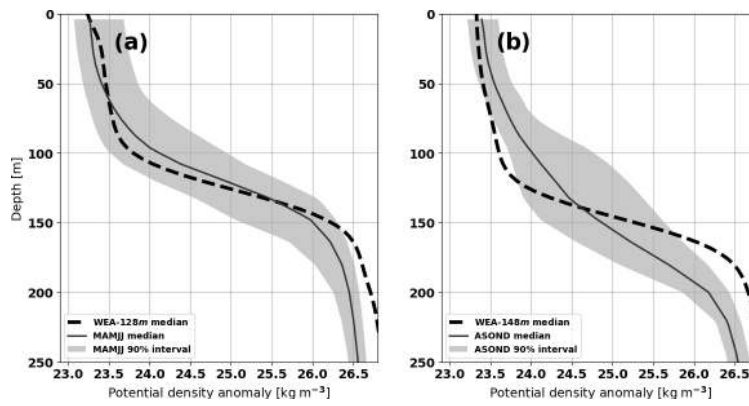


Figure C1. Stratification in NEMO simulation at 46° W between 0 and 2° N for two seasons: (a) from March to July (MAMJJ) and (b) from August to December (ASOND). WEA refers to the classification developed in this present study. Data from Tchilibou et al. (2021).

1582 S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation

Code and data availability. The hydrodynamic code T-UGOm (CECILL licence) is available at <https://hg.legos.obs-mip.fr/tugo> (last access: 4 October 2021) (Mercurial repository, 2021). The climatology of IT properties in the Bay of Biscay is available upon request to the authors.

Supplement. The supplement related to this article is available online at: <https://doi.org/10.5194/os-17-1563-2021-supplement>.

Author contributions. SB developed the clustering methodology, ran the simulations and realized all the graphics and interpretations. FL developed T-UGOm, built the model configuration for previous studies and supervised the runs. FL, MT and LC enhanced the interpretations and graphics with their relevant advice.

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

Disclaimer. Publisher's note: Copernicus Publications remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

Acknowledgements. The authors are grateful to the CNES, CLS, CNRS and UPS for the funding of this study as well as the projects COCTO (PIs: Nadia Ayoub and Pierre De Mey-Frémaux) and High-Freq (PI: Florent Lyard) for the additional funding of diverse missions for the communication of this study. Damien Allain is also thanked for his help with the simulations and the development of POCVIP. The developers of the Scikit-learn Python package (Pedregosa et al., 2011) are thanked for providing a well-documented package on machine learning algorithms. Rosemary Morrow is thanked for her helpful comments on how to make the article easily understandable and on the writing of this article.

Financial support. This study have been supported by CNES (grant no. 2884), CLS and CNRS (grant no. 167349).

Review statement. This paper was edited by Ilker Fer and reviewed by three anonymous referees.

References

Barbot, S.: Internal tide realistic modeling: surface signature, variability and energy budget, PhD thesis, Université de Toulouse, Toulouse, accepted, 2021.

Charraudeau, R. and Vandermeirsch, F.: Bay of Biscay's temperature and salinity climatology, Tech. rep., Ifremer [data set], available at: http://www.ifremer.fr/climatologie-gascogne/reference/summary_sea_tech_we.pdf (last access: 26 February 2021), 2006.

Feistel, R.: A new extended Gibbs thermodynamic potential of seawater, *Prog. Oceanogr.*, 58, 43–114, 2003.

Feistel, R.: A Gibbs function for seawater thermodynamics for -6 to 80°C and salinity up to 120 g kg^{-1} , *Deep-Sea Res. Pt. I*, 55, 1639–1671, 2008.

Ffield, A.: North Brazil current rings viewed by TRMM Microwave Imager SST and the influence of the Amazon Plume, *Deep-Sea Res. Pt. I*, 52, 137–160, 2005.

Fu, L.-L. and Ubelmann, C.: On the transition from profile altimeter to swath altimeter for observing global ocean surface topography, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 31, 560–568, 2014.

Gaillard, F.: ISAS-13-CLIM temperature and salinity gridded climatology, SEANOE [data set], <https://doi.org/10.17882/45946>, 2015.

Garraffo, Z. D., Johns, W. E., Chassignet, E. P., and Goni, G. J.: North Brazil Current rings and transport of southern waters in a high resolution numerical simulation of the North Atlantic, in: Elsevier Oceanography Series, vol. 68, Elsevier, Amsterdam, 375–409, 2003.

Garzoli, S. L., Ffield, A., Johns, W. E., and Yao, Q.: North Brazil Current retroflection and transports, *J. Geophys. Res.*, 109, C01013, <https://doi.org/10.1029/2003JC001775>, 2004.

Goni, G. J. and Johns, W. E.: Synoptic study of warm rings in the North Brazil Current retroflection region using satellite altimetry, in: Elsevier Oceanography Series, vol. 68, Elsevier, 335–356, 2003.

Gustafsson, F.: Determining the initial states in forward-backward filtering, *IEEE T. Sig. Process.*, 44, 988–992, <https://doi.org/10.1109/78.492552>, 1996.

Johns, W. E., Lee, T., Beardsley, R., Candela, J., Limeburner, R., and Castro, B.: Annual cycle and variability of the North Brazil Current, *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 103–128, 1998.

Le Bars, Y., Lyard, F., Jeandel, C., and Dardengo, L.: The AMANDES tidal model for the Amazon estuary and shelf, *Ocean Model.*, 31, 132–149, 2010.

Lyard, F., Barbot, S., and Nugroho, D.: T-UGOm hydrodynamic model [code], in preparation, 2021b.

Lyard, F. H., Allain, D. J., Cancet, M., Carrère, L., and Picot, N.: FES2014 global ocean tide atlas: design and performance, *Ocean Sci.*, 17, 615–649, <https://doi.org/10.5194/os-17-615-2021>, 2021a.

Magalhaes, J. M., da Silva, J. C. B., Buijsman, M. C., and Garcia, C. A. E.: Effect of the North Equatorial Counter Current on the generation and propagation of internal solitary waves off the Amazon shelf (SAR observations), *Ocean Sci.*, 12, 243–255, <https://doi.org/10.5194/os-12-243-2016>, 2016.

Marsaleix, P., Auclair, F., Floor, J. W., Herrmann, M. J., Estournel, C., Pairaud, I., and Ulses, C.: Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models, *Ocean Model.*, 20, 61–89, 2008.

Mercurial repository: <https://hg.legos.obs-mip.fr/tugo>, Mercurial repository [code], last access: 4 October 2021.

Millero, F. J., Feistel, R., Wright, D. G., and McDougall, T. J.: The position of Standard Seawater and the definition of the Reference-Composition Salinity Scale, *Deep-Sea Res. Pt. I*, 55, 50–72, 2008.

Morrow, R., Fu, L.-L., Arduin, F., Benkiran, M., Chapron, B., Cosme, E., d'Ovidio, F., Farrar, J. T., Gille, S. T., Lapeyre, G., Le Traon, P.-Y., Pascual, A., Ponte, A., Qiu, B., Rasche, N., Ubel-

S. Barbot et al.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation**1583**

- mann, C., Wang, J., and Zaron, E. D.: Global observations of fine-scale ocean surface topography with the Surface Water and Ocean Topography (SWOT) mission, *Front. Mar. Sci.*, 6, 232, <https://doi.org/10.3389/fmars.2019.00232>, 2019.
- Nugroho, D.: The tides in a general circulation model in the Indonesian seas, *Ocean, Atmosphere*, Université Paul Sabatier – Toulouse III, available at: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01897523/document> (last access: 1 October 2021), 2017.
- Pairaud, I. L., Auclair, F., Marsaleix, P., Lyard, F., and Pichon, A.: Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the Bay of Biscay. Part 2: Baroclinic tides, *Cont. Shelf Res.*, 30, 253–269, 2010.
- Pedregosa, F., Varoquaux, G., Gramfort, A., Michel, V., Thirion, B., Grisel, O., Blondel, M., Prettenhofer, P., Weiss, R., Dubourg, V., Vanderplas, J., Passos, A., Cournapeau, D., Brucher, M., Perrot, M., and Duchesnay, E.: Scikit-learn: Machine Learning in Python, *J. Mach. Learn. Res.*, 12, 2825–2830, 2011.
- Pichon, A. and Corréard, S.: Internal tides modelling in the Bay of Biscay. Comparisons with observations, *Scientia Marina*, 70, 65–88, 2006.
- Pichon, A. and Maze, R.: Internal Tides over a Shelf Break: Analytical Model And Observations, *American Meteorological Society*, Boston, MA, USA, 657–671, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1990\)020<0657:ITOASB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1990)020<0657:ITOASB>2.0.CO;2), 1990.
- Piton, V., Herrmann, M., Lyard, F., Marsaleix, P., Duhaut, T., Allain, D., and Ouillon, S.: Sensitivity study on the main tidal constituents of the Gulf of Tonkin by using the frequency-domain tidal solver in T-UGOm, *Geosci. Model Dev.*, 13, 1583–1607, <https://doi.org/10.5194/gmd-13-1583-2020>, 2020.
- Ray, R. D. and Mitchum, G. T.: Surface manifestation of internal tides generated near Hawaii, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 2101–2104, 1996.
- Ray, R. D. and Zaron, E. D.: M2 Internal Tides and Their Observed Wavenumber Spectra from Satellite Altimetry, *J. Phys. Oceanogr.*, 46, 3–22, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0065.1>, 2016.
- Richardson, P. and Reverdin, G.: Seasonal cycle of velocity in the Atlantic North Equatorial Countercurrent as measured by surface drifters, current meters, and ship drifts, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 92, 3691–3708, 1987.
- Ruault, V., Jouanno, J., Durand, F., Chanut, J., and Benshila, R.: Role of the tide on the structure of the Amazon plume: a numerical modeling approach, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 125, e2019JC015495, <https://doi.org/10.1029/2019JC015495>, 2020.
- Soufflet, Y., Marchesiello, P., Lemarié, F., Jouanno, J., Capet, X., Debreu, L., and Benshila, R.: On effective resolution in ocean models, *Ocean Model.*, 98, 36–50, 2016.
- Szekely, T., Gourrion, J., Pouliquen, S., and Reverdin, G.: CORA, Coriolis Ocean Dataset for Reanalysis, <https://doi.org/10.17882/46219>, 2016.
- Tchilibou, M., Gourdeau, L., Lyard, F., Morrow, R., Koch Larrouy, A., Allain, D., and Djath, B.: Internal tides in the Solomon Sea in contrasted ENSO conditions, *Ocean Sci.*, 16, 615–635, <https://doi.org/10.5194/os-16-615-2020>, 2020.
- Tchilibou, M., Koch-Larrouy, A., Barbot, S., Lyard, F., Morel, Y., Jouanno, J., and Morrow, R.: Internal tides of the Amazon shelf during two contrasted seasons: Interactions with background circulation and SSH imprints, *Ocean Sci.*, in preparation, 2021.
- Ward, J. J. H.: Hierarchical grouping to maximize payoff, *Tech. rep.*, Personnel Research Lab, Lackland AFB, TX, 1961.
- Ward, J. J. H. and Hook, M. E.: Application of an hierarchical grouping procedure to a problem of grouping profiles, *Educational Psychol. Meas.*, 23, 69–81, 1963.
- Welch, P.: The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms, *IEEE T. Audio Electroacoust.*, 15, 70–73, 1967.
- Zaron, E. D.: Baroclinic Tidal Sea Level from Exact-Repeat Mission Altimetry, *J. Phys. Oceanogr.*, 49, 193–210, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-18-0127.1>, 2019.
- Zaron, E. D. and Ray, R. D.: Using an altimeter-derived internal tide model to remove tides from in situ data, *Geophys. Res. Lett.*, 44, 4241–4245, 2017.
- Zhao, Z., Wang, J., Fu, L.-L., Chen, S., Qiu, B., and Menemenlis, D.: Mapping Internal Tides using Synthetic SWOT Measurements, in: *AGU Fall Meeting Abstracts*, 10–14 December 2018, Washington, 2018.

Chapitre 3

La marée interne dans le Golfe de Gascogne

Sommaire

3.1	Introduction	49
3.2	Configuration BOBIBE	50
3.2.1	Grilles	50
3.2.2	Caractéristiques du modèle	52
3.2.3	Choix de la stratification	54
3.3	Résultats	57
3.3.1	Sites de générations et propagation	57
3.3.2	Impact de la résolution	77
3.3.3	Variabilité saisonnière	83
3.4	Conclusions	90

3.1 Introduction

Plusieurs tests ont été menés sur des grilles 3D en éléments finis avec le modèle spectral T-UGOm. Or, les solveurs les plus performants se sont révélés inopérants pour la résolution de ces matrices complexes mettant en jeu de nombreuses échelles spatiales (les différents modes verticaux). Ces matrices, alors peu creuses, deviennent difficilement parallélisables et demandent des ressources de calcul bien trop importantes pour leur inversion. De nombreuses optimisations de calcul ont été testées (discrétisation verticale, théorie des modes réduits) sans aboutir à une meilleure résolution du système.

Pour cette raison, un autre modèle de circulation océanique est utilisé pour les simulations 3D de la marée interne. Le choix s'est porté sur le modèle SYMPHONIE car la marée interne a déjà été implémentée grâce aux études de Pairaud et al. (2008, 2010) sur le Golfe de Gascogne. La mise en place de cette configuration, les nombreux tests de sensibilité et le temps d'analyse dissuadent de doubler l'expérience avec une configuration supplémentaire pour l'Atlantique équatorial ouest. Tchilibou *et al.* (*in prep.*) utilisent la simulation réalisée par Ruault et al. (2020) pour étudier la marée interne réaliste sur l'Atlantique équatorial ouest. Les travaux de cette thèse ayant nourri les discussions et interprétations de cette étude, elle est présentée dans l'annexe A. Les auteurs mettent en évidence l'impact majeur de la circulation où les forts tourbillons anti-cycloniques du courant nord-Brésil limitent la propagation de la marée interne. L'étude de cette

configuration réaliste montrent la complexité des méthodes qui doivent être mises en place pour capturer la variabilité de la marée interne tout en la séparant proprement de la circulation.

La configuration présentée dans ce chapitre a aussi pour but de représenter la circulation et la marée interne du Golfe de Gascogne le plus réalistement possible. Cette configuration est développée dans le cadre du projet COCTO (PI : Nadia Ayoub et Florent Lyard) étudiant le continuum entre l’océan hauturier de la Baie de Biscay et le fleuve de la Gironde. Cette modélisation permettra de mieux comprendre la continuité des processus de circulation en fournissant une base de comparaison aux données altimétriques SWOT sur ce continuum. Ainsi, de nombreux processus de circulation doivent être résolus par le modèle et cette thèse participe à l’implémentation de la marée interne dans cette simulation.

Les résultats de Pairaud et al. (2010) et Pichon et al. (2013) montrent que la marée interne est particulièrement complexe dans le Golfe de Gascogne. La géométrie du bassin et les nombreux sites de génération rendent la signature de la marée interne difficile à interpréter. Dans cette thèse, les simulations se concentrent sur la signature de la marée interne uniquement, sans la circulation. Des perspectives de développement pour ajouter la marée à la simulation sont proposées à la fin du chapitre.

Dans ce chapitre, seules les simulations semi-réalistes sont présentées. La première section présente la configuration et les différentes expériences numériques pour garantir la qualité des simulations. La deuxième section décrit les sites de génération et la variabilité saisonnière de la marée interne ainsi que l’influence de la résolution numérique. La troisième section propose une analyse saisonnière des données altimétriques sur la zone pour une potentielle assimilation de données. Finalement, la quatrième section est réservée aux discussions de ces résultats.

3.2 Configuration BOBIBE

3.2.1 Grilles

Le domaine couvert par la configuration englobe le Golfe de Gascogne mais également la péninsule ibérique et est alors nommée BOBIBE (Bay of Biscay - IBERian peninsula). Ce choix est motivé par une collaboration avec les équipes travaillant sur les données de la campagne GEOVIDE (Lagarde et al., 2020) et souhaitant vérifier l’influence de la marée interne sur la remise en suspension des sédiments de la péninsule ibérique. Ce travail est présenté dans le chapitre 5.

La configuration BOBIBE utilise une grille régulière et est déclinée selon deux niveaux de résolution : 1 *km* et 500 *m*. Ces critères de résolution sont stricts ce qui signifie qu’aucune maille de la grille n’est plus large que ces résolutions. Le sud de la grille correspond donc à ces résolutions alors que le nord de la grille s’approche d’une résolution de 800 *m* et 400 *m* (Fig. 3.1). L’impact de la résolution est surtout visible sur la représentation de la bathymétrie. Celle-ci jouant un rôle majeur dans la génération de la marée interne, nous pouvons donc quantifier son impact sur la marée interne.

La bathymétrie utilisée est un produit composite réalisé dans le cadre du projet BATHYCNES (Cancet et al., 2019) basé sur le produit GEBICO-2018 ainsi que de nombreuses campagnes de mesures régionales. Ce produit possède une résolution de 0.00139 degrés soit une résolution moyenne de 110 *m* × 150 *m* sur la zone d’étude considérée, assurant une bonne représentation de la bathymétrie sur les grilles utilisées.

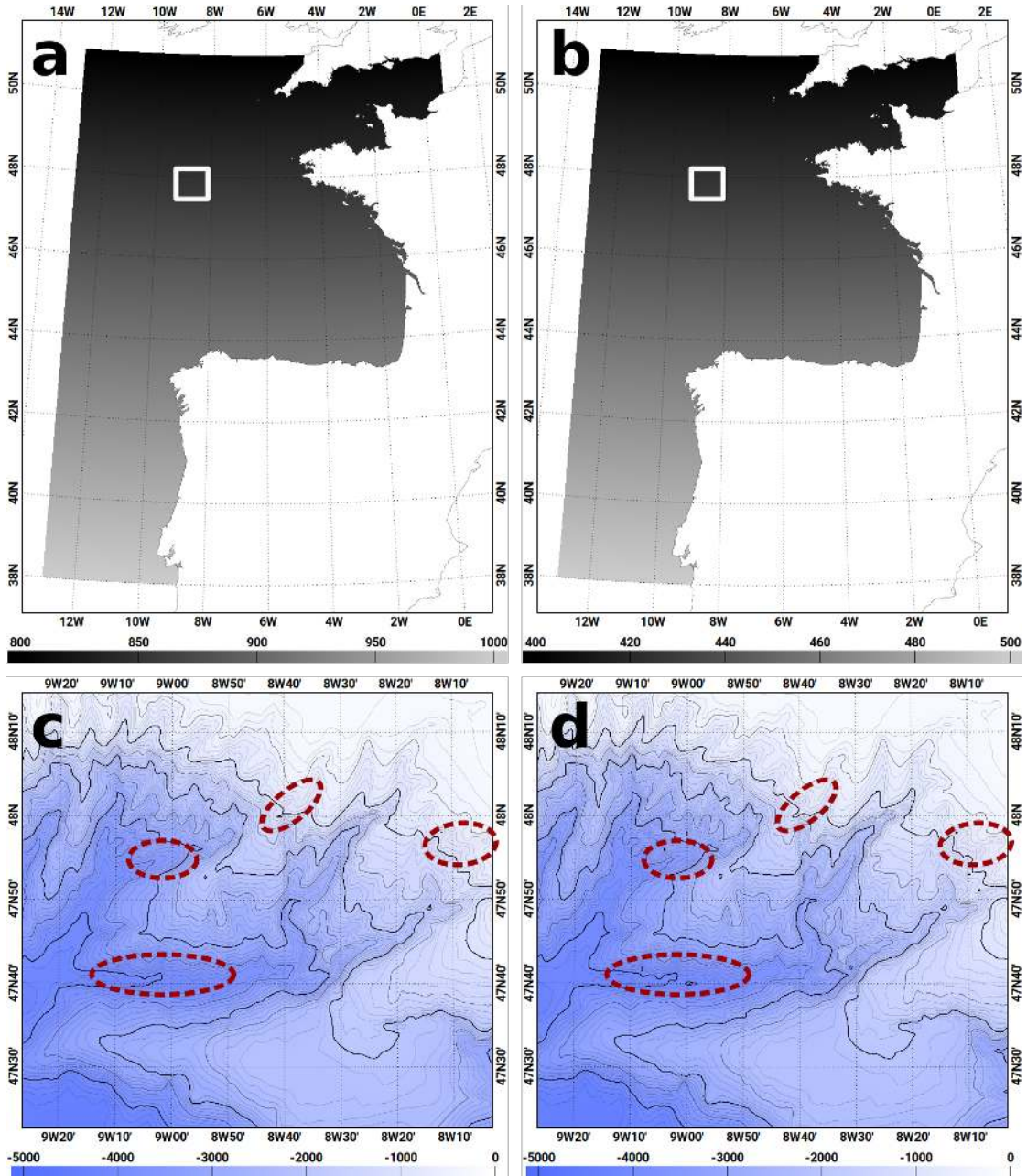


FIGURE 3.1 – Résolution des configurations BOBIBE avec (a) une grille à 1000 *m* et (b) une grille à 500 *m* et (c-d) détail de la bathymétrie du banc de la Petite Sole. Le carré banc indique la localisation du détail de bathymétrie. Les zones en pointillés rouges soulignent quelques zones où la bathymétrie change d'une configuration à l'autre.

3.2.2 Caractéristiques du modèle

Le modèle SYMPHONIE résouds les équations 3D du mouvement sur une grille C pour une meilleure stabilité des schémas numériques (Marsaleix et al., 2006, 2008, 2009) . Ce modèle utilise des niveaux verticaux à quasi-effondrement (Dukhovskoy et al., 2009). Cette méthode est à mi-chemin entre des niveaux strictement horizontaux qui s'effondrent lorsqu'ils rencontrent une pente bathymétrique et des niveaux sigma qui suivent la bathymétrie. Ainsi les niveaux se déforment et remontent dans une moindre mesure à l'approche d'une pente bathymétrique. Cette méthode améliore la stabilité des schéma numériques en permettant un effondrement moins brutal des niveaux verticaux tout en évitant les forts gradients au sein d'une couche que provoque les niveaux sigma.

Cette configuration s'appuie sur les résultats de Pairaud et al. (2008) et Pairaud et al. (2010) ayant déjà réalisés une simulation régionale de la marée interne dans le Golfe de Gascogne avec SYMPHONIE. De la même manière, la marée simulée est extraite de la simulation par une analyse harmonique. Le signal de marée interne est ensuite séparé de la marée barotrope en projetant les résultats sur les différents modes verticaux selon la méthode décrite par Nugroho (2017) et présentée dans le chapitre B.

Depuis ces premiers travaux, l'implémentation de la marée barotrope dans le modèle a été améliorée grâce aux travaux de Toublanc et al. (2018). La marée barotrope est forcée sur les frontières océaniques de la grille en utilisant l'atlas de marée FES2014b (Lyard et al., 2021). Cinq harmoniques de marée ont été choisies pour ce forçage : M2, S2, N2, K1, O1 (Fig. 3.2). Ce choix est motivé par la possibilité de les séparer facilement avec une analyse harmonique sur 1 mois de simulation. La durée de simulation est donc fixée à un mois et demi pour écarter les 15 premiers jours afin de ne considérer que la simulation à l'équilibre. Cette méthode permet d'obtenir des résultats spectraux pour les harmoniques de marée majeurs avec un temps de calcul raisonnable (5h pour la résolution à 1 km et 13h pour la résolution à 500 m).

Après les premiers tests, certaines zones du plateau continental soumises à de fort courants de marée barotrope montrent une absence totale de propagation de la marée interne. Cette anomalie est provoquée par une absence de stratification causée par un trop fort mélange (Fig. 3.3b,c). Puisque le modèle n'est pas forcé avec les conditions atmosphériques, qui permettent de générer une stratification de surface, la marée mélange la colonne d'eau sans résistance. Dans les zones où la marée barotrope est très importante comme à l'entrée de la Manche, la colonne d'eau est alors entièrement mélangée, inhibant la propagation de la marée interne.

Pour pallier cette anomalie, un rappel vers la stratification de référence s'appliquant à tout le domaine est ajouté au modèle. Le rappel est ajouté aux équations de température et salinité de la façon suivante :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \dots + \lambda^R \bar{X} \quad (3.1)$$

où X est la température ou la salinité, λ^R la fréquence de rappel et \bar{X} l'intensité du rappel. Ce rappel ne doit pas être trop intense ou trop fréquent sous peine d'affecter les oscillations de la densité causée par la marée interne, limitant sa génération et sa propagation. Ainsi, \bar{X} est calculé à partir de la variable à basse fréquence et non pas instantanée :

$$\frac{\partial \bar{X}}{\partial t} = \lambda^{LF} (X_{\text{ref}} - X - \bar{X}) \quad (3.2)$$

où X_{ref} correspond à valeur de référence, X la valeur instantanée et λ^{LF} l'échelle des basses fréquences souhaitée.

Dans notre cas, λ^R est fixé à 2 jours et λ^{LF} est fixé à 10 jours. Cela permet aux champs de température et salinité de pouvoir être déformés par la marée interne, et donc de permettre

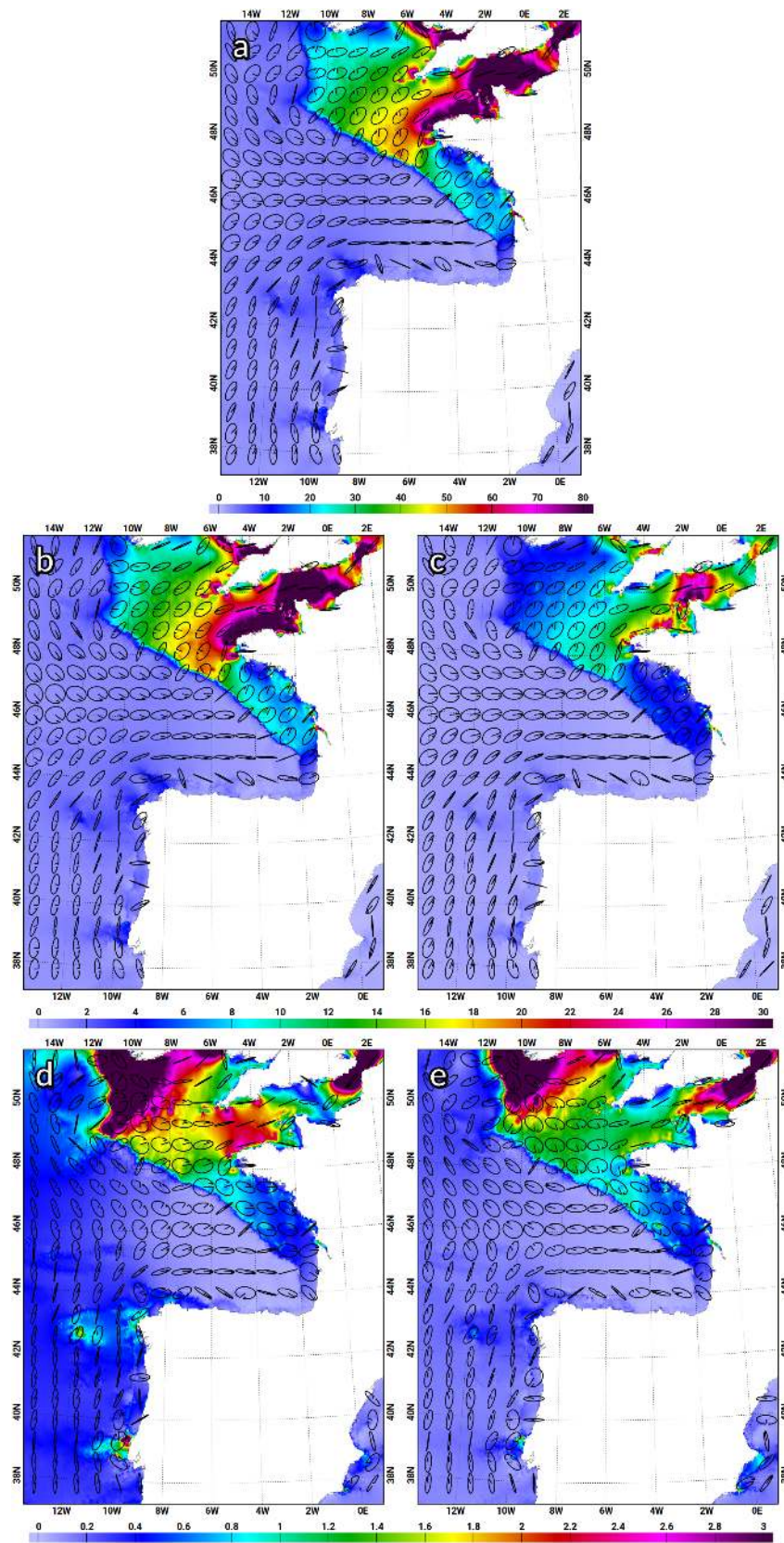


FIGURE 3.2 – Amplitude (couleurs, en $cm.s^{-1}$) et ellipses des courant de la marée barotrope issu de l’atlas FES2014b pour les harmoniques de marée (a) M2, (b) S2, (c) N2, (d) K1, (e) O1.

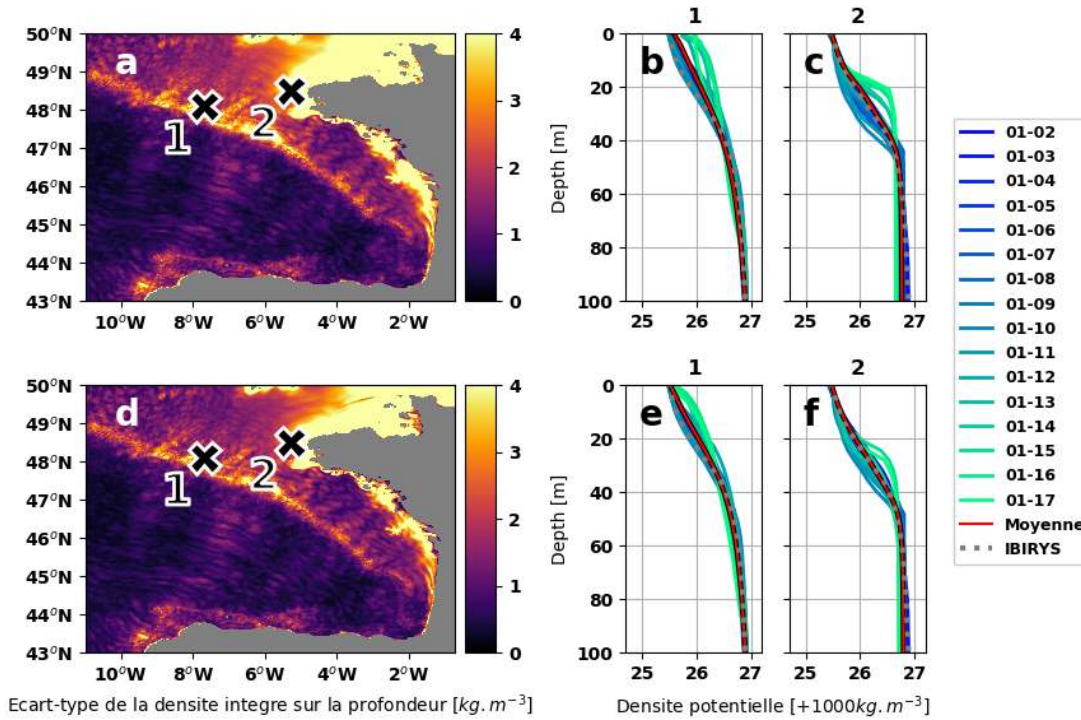


FIGURE 3.3 – (a,d) Écart-type de la densité intégré sur la profondeur et (b,c,e,f) évolution de deux profils de densité au cours des 15 premiers jours de la simulation. La simulation a été effectuée (a-c) sans rappel et (d-f) avec rappel vers le profil de densité de référence (ligne rouge). La ligne en pointillée gris illustre le profil moyen sur les 15 premiers jours de la simulation.

sa propagation, tout en prévenant le mélange à long terme (Fig. 3.3b). Ce rappel à l'avantage d'assurer une stratification constante tout le long de la simulation. Les modes verticaux étant calculés à partir de la densité moyenne sur la période de l'analyse harmonique, ceux-ci peuvent perdre de leur représentativité si la stratification change beaucoup au cours de la simulation. Cette méthode permet de s'assurer que la stratification de référence est maintenue tout au long de la simulation, produisant une la marée interne représentative de cette stratification de référence. Ainsi, ces simulations se rapprochent de ce qu'auraient été les simulations spectrales 3D avec le modèle T-UGOm. À l'avenir, ces simulations pourront donc servir de référence dans le développement de modélisations spectrales 3D.

3.2.3 Choix de la stratification

Dans le cadre du projet COCTO, deux années ont été envisagées pour réaliser une simulation réaliste d'un an : 2017 et 2018. Les stratifications qui ont pris place pendant ces deux années ont donc été étudiées pour choisir l'année la plus pertinente pour la modélisation de la marée interne. Les champs de densité de IBIRYS12¹ (nommée IBIRYS à l'avenir) ont été utilisés avec la même méthodologie de classification que dans le chapitre 2. IBIRYS est une réanalyse de simulations réalistes du modèle NEMO avec une résolution à $1/12^\circ$. La plupart des mesures de température, de salinité, d'élévation de l'océan ont été intégrées aux résultats de la simulation pour la rendre la plus proche possible de l'état de l'océan. Les deux années 2017 et 2018 ont été extraites selon des moyennes journalières. La méthodologie de la méthode de classification est strictement la même, les profils stables et définis jusqu'à 4000 m sont répartis en 6 clusters selon la méthode

1. https://resources.marine.copernicus.eu/?option=com_csw&view=details&product_id=IBI-MULTIYEAR_PHY_005_002; visité le 2021-07-10.

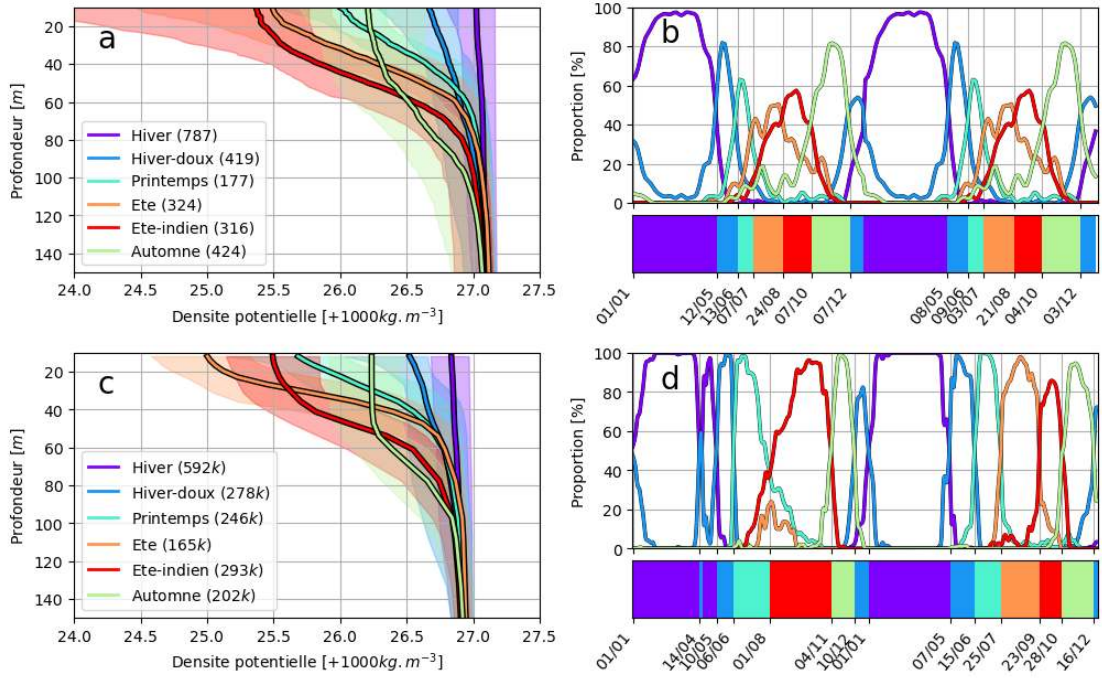


FIGURE 3.4 – (a,c) Profils médians et (b,d) distribution temporelle des 6 clusters de profils de densité du Golfe de Gascogne issus de (a,b) IBIRYS et (c,d) CORA V4.3. La règle de couleur indique le cluster majoritaire. Pour la distribution temporelle des clusters de CORA V4.3 (b), une année type est calculée à partir de l'ensemble des années puis reproduite sur deux ans pour la comparaison avec les deux années 2017-2018 des clusters de IBIRYS (d).

de Ward (Ward, 1961) en considérant les 16 plus proches voisins.

Pour comparer les clusters de IBIRYS, propres aux années 2017 et 2018, à la situation moyenne du domaine, les clusters du chapitre 2 sont utilisés. Ils sont réalisés à partir de la base de données CORA V4.3 (nommée CORA à l'avenir) rassemblant des données entre 1980 et 2015. La figure 3.4 illustre les différences entre les deux jeux de clusters. Les clusters sont dénommés selon les saisons auxquels ils s'expriment : Hiver, Hiver-doux, Printemps, Été, Été-indien, Automne. Les profils médians de IBIRYS pour Hiver et Hiver-doux sont quasiment identiques à ceux de CORA (Fig. 3.4a,c). Pour les autres saisons, IBIRYS montrent des profils médians plus stratifiés, avec une densité de surface plus faible et un pycnocline plus profonde. Notamment, le cluster Printemps de IBIRYS se situe entre les clusters Printemps et Été de CORA. Ces observations indiquent que les années 2017 et 2018 ont été plus chaudes que l'état moyen sur le domaine. Avec de telles conditions, la génération de marée interne du printemps à l'automne devrait être renforcée par rapport à l'état moyen. Les profils médians de IBIRYS présentent des cas de stratification plus contrastés que ceux de CORA et forment donc un ensemble complet pour étudier leurs impacts sur la marée interne.

La répartition temporelle des clusters permet d'évaluer l'enchaînement des stratifications sur tout le domaine (Fig. 3.4b,d). Les répartitions temporelles des IBIRYS sont moins diversifiées que celles de CORA car ces dernières présentent une multitude d'années dont les successions saisonnières sont différentes. D'ailleurs, la répartition temporelle des clusters de IBIRYS est très différente entre 2017 et 2018. En 2017, on peut observer un épisode de stratification précoce vers le 14 avril. Ensuite, trois clusters s'expriment en même (Printemps, Été et Été-indien) au 1^{er} août et le cluster Été ne dépasse pas 20% des profils. En 2018, les périodes de transition entre les clusters sont très courtes. La totalité des clusters s'expriment avec plus de 80% des profils une fois dans l'année, attestant que l'homogénéité des stratifications dans le bassin. Cela met en

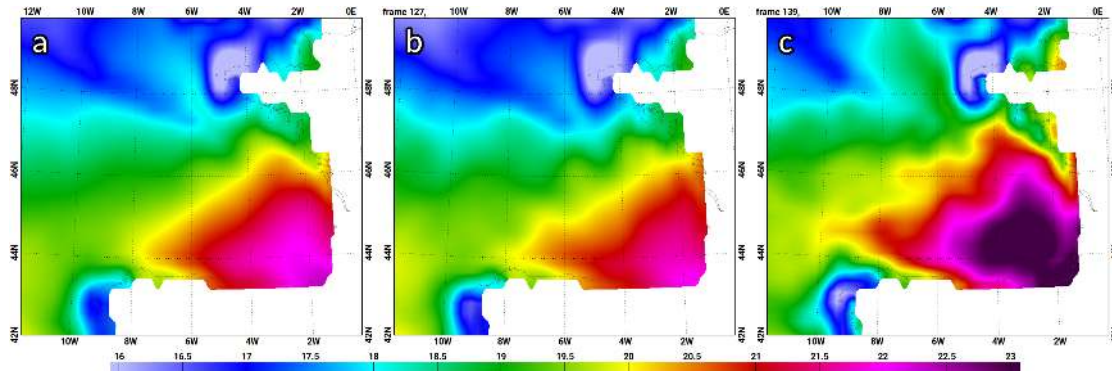


FIGURE 3.5 – Température de surface en juillet (a) moyenné entre 2007-2018, (b) en 2017 et (c) en 2018. Données OSTIA issus des données satellitaires et *in situ* : https://resources.marine.copernicus.eu/?option=com_csw&view=details&product_id=SST_GLO_SST_L4_NRT_OBSERVATIONS_010_001 .

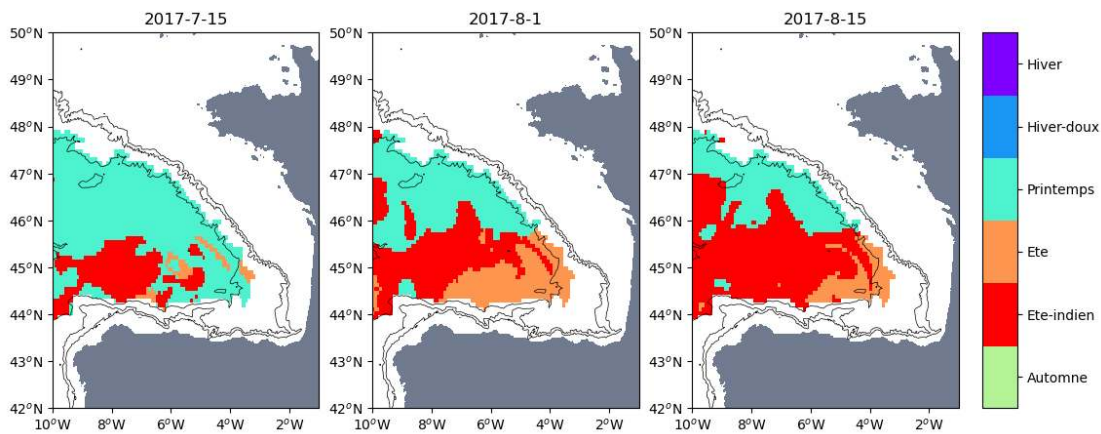


FIGURE 3.6 – Répartition spatiale des clusters issus de IBIRYS pendant 1 mois de l'été 2017.

relief que l'année 2018 présente un été avec une densité de surface très faible (cluster Été) dû à un fort réchauffement de la surface. Ceci est confirmé par les données de température de surface (Fig. 3.5).

Les profils médians décrits dans la figure 3.4c sont utilisés comme profils de référence pour le forçage du modèle SYMPHONIE et sont appliqués uniformément sur tout le domaine. Ainsi, une simulation est réalisée pour chaque cluster, permettant d'avoir un aperçu de la variabilité saisonnière de la marée interne liée aux conditions de stratification dans le Golfe de Gascogne.

D'un point de vue de la marée interne, la succession de stratification de 2018 est bien plus facile à interpréter que celle de 2017. Les stratifications sont bien définies temporellement et homogènes sur le domaine en 2018 alors qu'en 2017 elles sont hétérogènes sur le domaine pendant plus d'un mois (Fig. 3.6). Dans l'objectif futur de réaliser une simulation réaliste d'un an, l'année 2018 permettra d'obtenir des analyses harmoniques saisonnières basées sur les périodes de définition des clusters. De plus, la stratification uniforme du bassin de la simulation réaliste sur l'année 2018 sera cohérente avec la stratification uniforme des simulations semies-réalistes. La comparaison entre ces simulations permettra alors d'identifier clairement l'impact de la circulation, sans front de stratification.

3.3 Résultats

12 simulations ont été réalisées pour obtenir les caractéristiques de la marée interne dans chaque cas de stratification et pour les deux grilles à 1 km et 500 m de résolution. Comme la méthode de séparation de la marée barotrope et de la marée interne nécessite une analyse harmonique, les résultats illustrent une période de marée une fois le régime d'onde interne installé et non pas son évolution au cours du temps. Même si les simulations réalisées sont en 3D, nous nous concentrerons sur la description de la signature de surface de la marée interne comme pointés par les objectifs de la thèse.

Dans un premier temps, les différents sites de génération et de dissipation ainsi que la propagation de la marée interne seront présentés. Ensuite, la variabilité saisonnière sera détaillée pour chaque cas de stratification. Finalement, l'impact de la résolution sur les résultats sera détaillé en comparant les deux grilles.

Pour aider la description des résultats, la carte du Golfe de Gascogne avec la dénomination des différents reliefs est rappelée dans la figure 3.7.

3.3.1 Sites de générations et propagation

Pour cette partie, seuls les résultats de la simulation à 1 km de résolution avec la stratification été-indien sont présentés. Cette stratification est choisie parce qu'elle permet la propagation de la marée interne sur le plateau continental avec une amplitude des modes élevés (>3) très faible (Barbot et al., 2021 ; chapitre 2). Ainsi, cette simulation possède un signal de marée interne assez simple mais complet comparé aux autres stratifications.

Bilan énergétique

Le bilan d'énergie de la marée interne s'exprime de la façon suivante (Buijsman et al., 2017, Tchilibou et al., 2020) :

$$\nabla_h \cdot \mathbf{F}_{BC} D_{BC} - P_{BC} = 0 \quad (3.3)$$

avec $\nabla_h \cdot \mathbf{F}_{BC}$ la divergence du flux d'énergie barocline, D_{BC} la dissipation de l'énergie barocline et P_{BC} la production de marée interne.

Le terme de production de la marée interne correspond à la quantité d'énergie de la marée barotrope qui est consommée pour produire la marée barocline, nommée aussi terme de conversion. Il s'exprime en $W.m^{-2}$ et il est calculé de la façon suivante :

$$P_{BC} = \nabla_h \cdot \left\langle p_{BC}^b \mathbf{V}_{BT}^b \right\rangle \quad (3.4)$$

où p_{BC}^b est la pression barocline au fond et \mathbf{V}_{BT}^b est le vecteur des vitesses barotrope au fond. Les variables p , u et v sont des variables complexes caractérisant les harmoniques de marée. Le produit de la pression et de la vitesse est moyenné sur un cycle de marée (symboles $\langle \rangle$) pour obtenir le le taux de conversion moyen associé à l'harmonique de marée considéré. En utilisant la formulation complexe, la moyenne sur un cycle de marée s'exprime par la partie réelle du produit de pression et du conjugué de la vitesse divisé par 2 :

$$\langle p\mathbf{V} \rangle = \frac{\Re(p\mathbf{V}^*)}{2} \quad (3.5)$$

Le flux d'énergie barocline correspond à la propagation de la marée interne, il s'exprime en

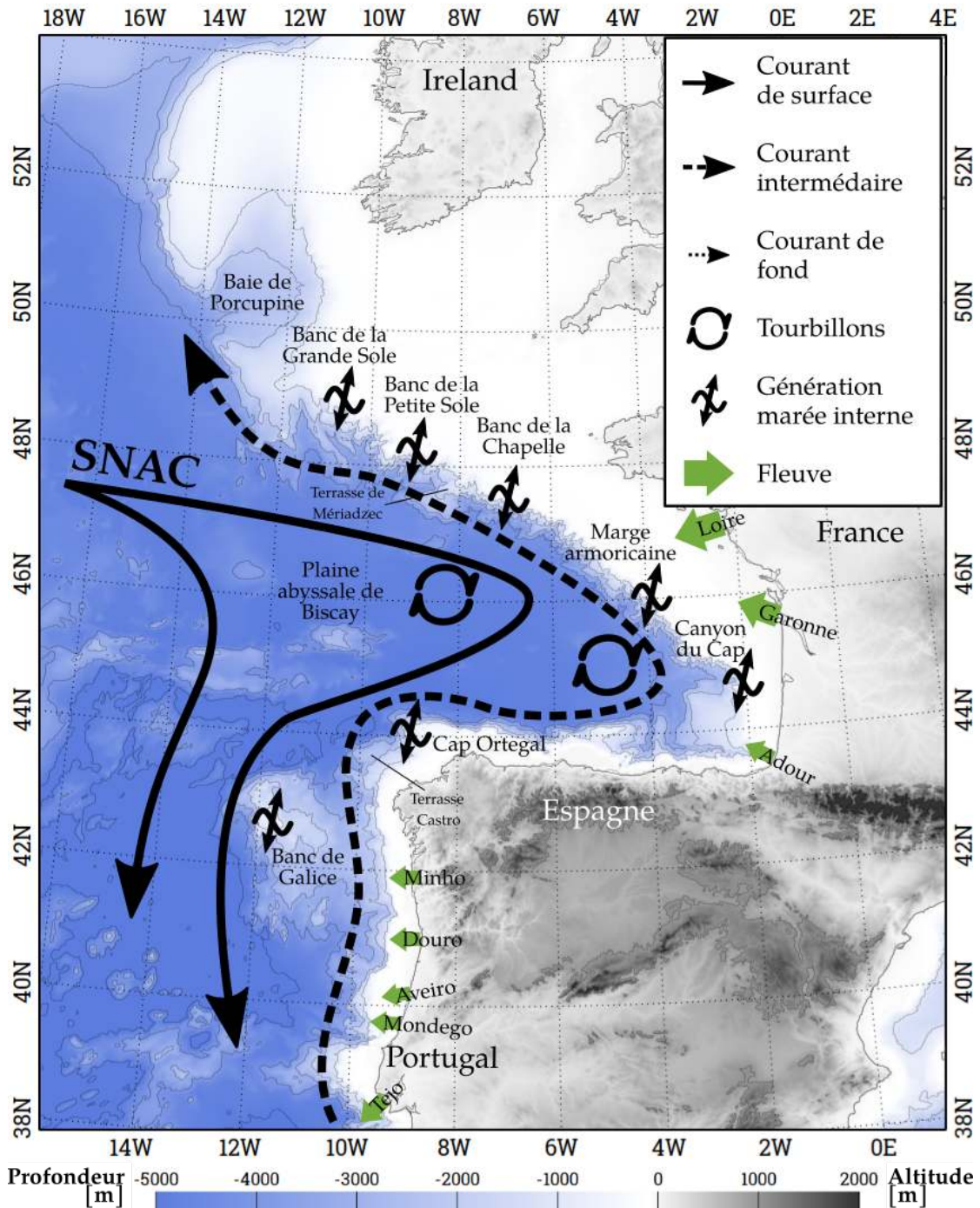


FIGURE 3.7 – Bathymétrie et processus de circulation dans le Golfe de Gascogne.

$W.m^{-1}$, est calculé de la façon suivante :

$$\mathbf{F}_{BC} = \int_H^0 \langle p_{BC} \mathbf{V}_{BC} \rangle dz \quad (3.6)$$

où \mathbf{V}_{BC} est le vecteur de la vitesse barocline. Les flux de la plaine abyssale sont bien plus importants que ceux du plateau continental. Cette différence s'explique en partie car la marée interne est plus fortement dissipée sur le plateau continental car les ondes internes interagissent plus souvent avec le fond de l'océan (Buijsman et al., 2016). De plus, même si les vitesses baroclines sont similaires entre les deux profondeurs, l'amplitude de la variation de pression barocline est nettement affectée (200 Pa sur la zone abyssale et 50 Pa sur le plateau continental). Cela est dû aux échelles spatiales des ondes internes liées à la profondeur : par exemple, le mode 1 possède une longueur d'onde d'environ 150 km par grande profondeur alors qu'il passe à environ 50 km par faible profondeur. Les oscillations verticales des ondes internes sont donc bien plus contraintes dans des zones de faible profondeur expliquant la grande différence des valeurs de flux intégrés. Ainsi, pour observer la propagation de la marée interne indépendamment des effets liés à la profondeur, le flux total (intégré sur la profondeur) est divisé par la profondeur pour obtenir le flux moyen dans la colonne d'eau.

La dissipation de l'énergie barocline est obtenue à partir de ces deux flux en utilisant l'équation 3.3 :

$$D_{BC} = P_{BC} - \nabla_h \cdot \mathbf{F}_{BC} \quad (3.7)$$

Le terme de conversion étant étroitement lié au flux barotrope franchissant le talus continental, celui-ci est présenté dans la figure 3.8. Les variables du bilan d'énergie sont ensuite illustrées dans la figure 3.9 pour M2, l'harmonique de marée la plus importante sur le bassin. Les sites de génération se trouvent le long du talus continental sur la quasi-totalité du Golfe de Gascogne à l'exception de la partie est du bassin, en face du plateau landais et de la côte basque où la génération est moindre (Fig. 3.9a). Cela est dû au flux barotrope de marée qui longe le talus continental et qui ne le franchit que dans des zones précises (Fig. 3.8). Les flux d'énergie barocline (total et moyen) soulignent les zones de génération principales, responsables du signal dominant de marée interne dans le Golfe de Gascogne. La zone de génération principale du bassin est le banc de La Chapelle (Fig. 3.9c). La marge armoricaine plus à l'est et les Bancs de la Petite Sole plus à l'ouest sont des zones de génération secondaire mais qui participent également à la propagation de la marée interne dans la plaine abyssale. Sur le plateau continental, de nombreux sites de générations sont visibles et dont des flux moyens associés sont tous d'intensité similaire (Fig. 3.9d). Sur le plateau nord, on retrouve les sites mentionnés plus haut (bancs de la Petite Sole, bancs de La Chapelle et la marge armoricaine) mais aussi sur le banc de la Grande Sole et entre la marge armoricaine et le banc de La Chapelle. Le flux moyen permet également de distinguer plusieurs sites de génération au sein d'une même zone. Le banc de la Petite Sole en possède deux et le banc de La Chapelle en possède trois. Sur le plateau sud, six zones de génération sont visibles. Ces zones de génération ne semblent pas associées à une propagation vers la plaine abyssale. Cependant, le flux total dans la zone abyssale est très perturbé indiquant probablement l'influence de ces générations secondaires sur la génération principale (Fig. 3.9d).

Les autres harmoniques semi-diurnes simulées (S2 et N2) ont des signatures très similaires à celle de M2 avec des amplitudes nettement inférieures. Le flux barotrope de marée indique les mêmes zones de franchissement du talus continental (Fig. 3.10a,b). La seule différence notable observée est le faible flux total de S2 au large du talus continental portugais par rapport à M2 et N2. Nous reviendrons sur cette différence en s'intéressant à la dissipation de la marée interne. Les harmoniques diurnes simulées (K1 et O1) sont bien différentes des harmoniques semi-diurnes.

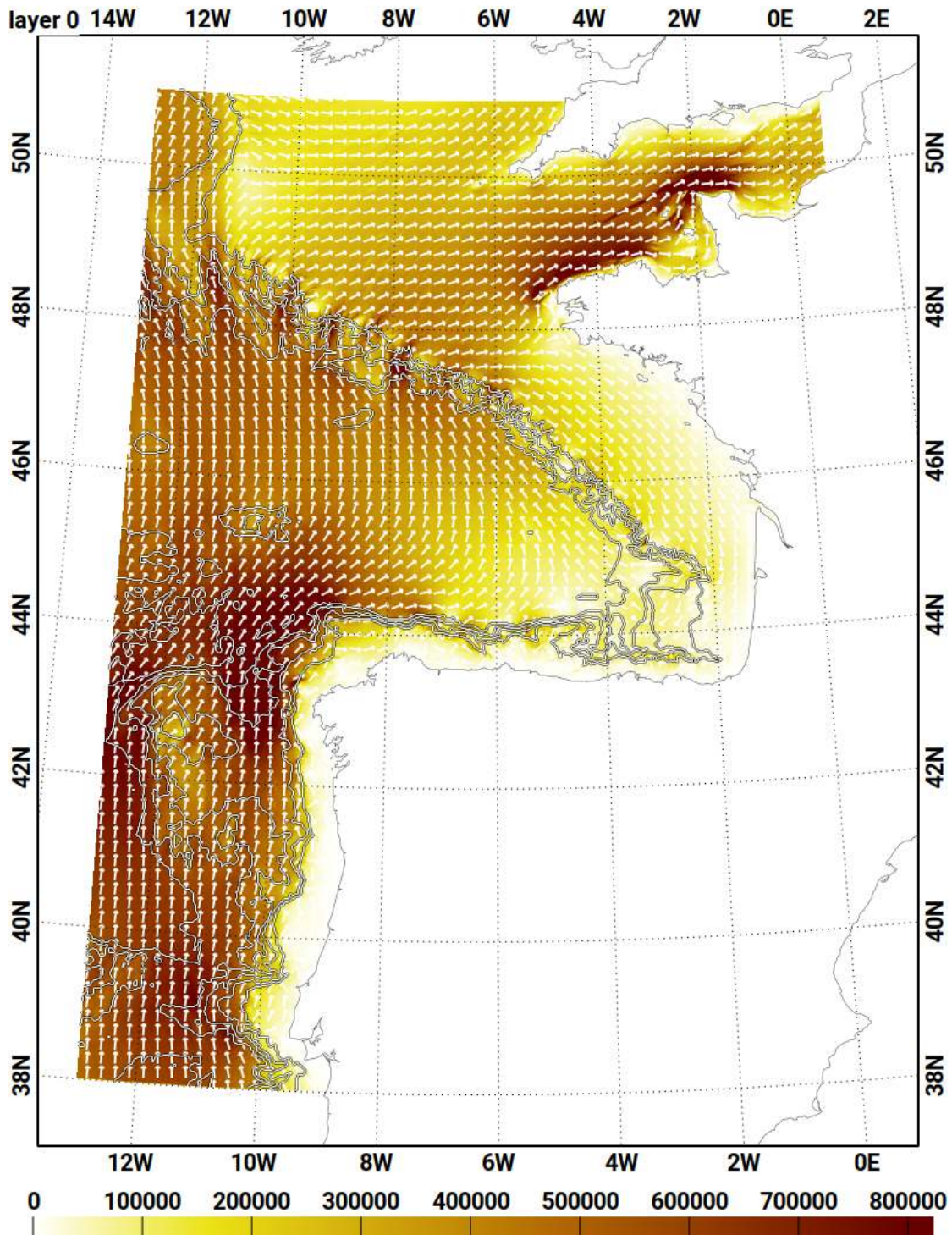


FIGURE 3.8 – Flux barotrope intégré sur la verticale ($W.m^{-2}$) pour l'harmonique M2.

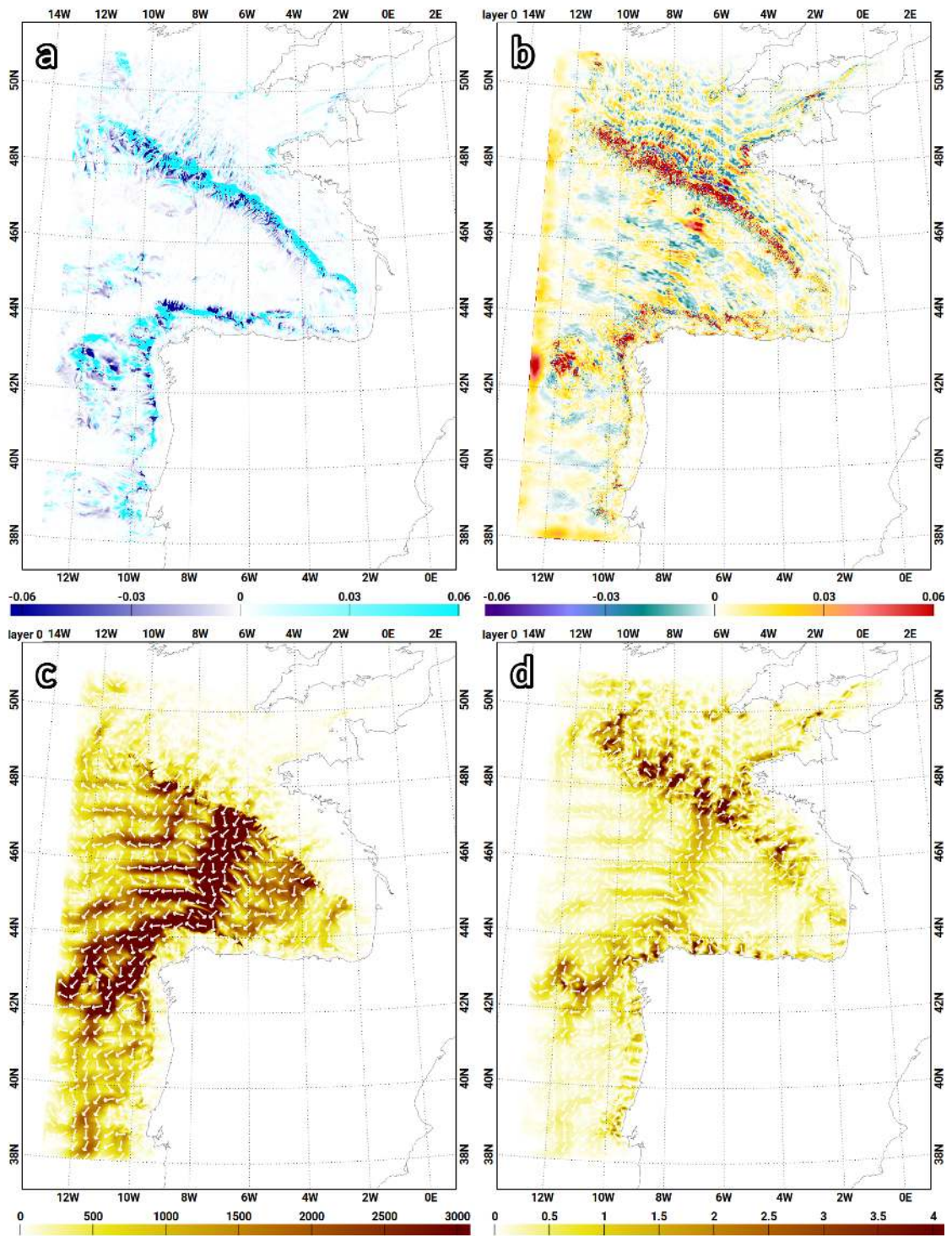


FIGURE 3.9 – Bilan d'énergie de la marée interne pour l'harmonique M2 : (a) terme de conversion du barotrope vers le barocline ($W.m^{-2}$), (b) dissipation du barocline ($W.m^{-2}$), (c) flux barocline intégré sur la verticale ($W.m^{-1}$) et (d) flux barocline moyen sur la verticale ($W.m^{-2}$).

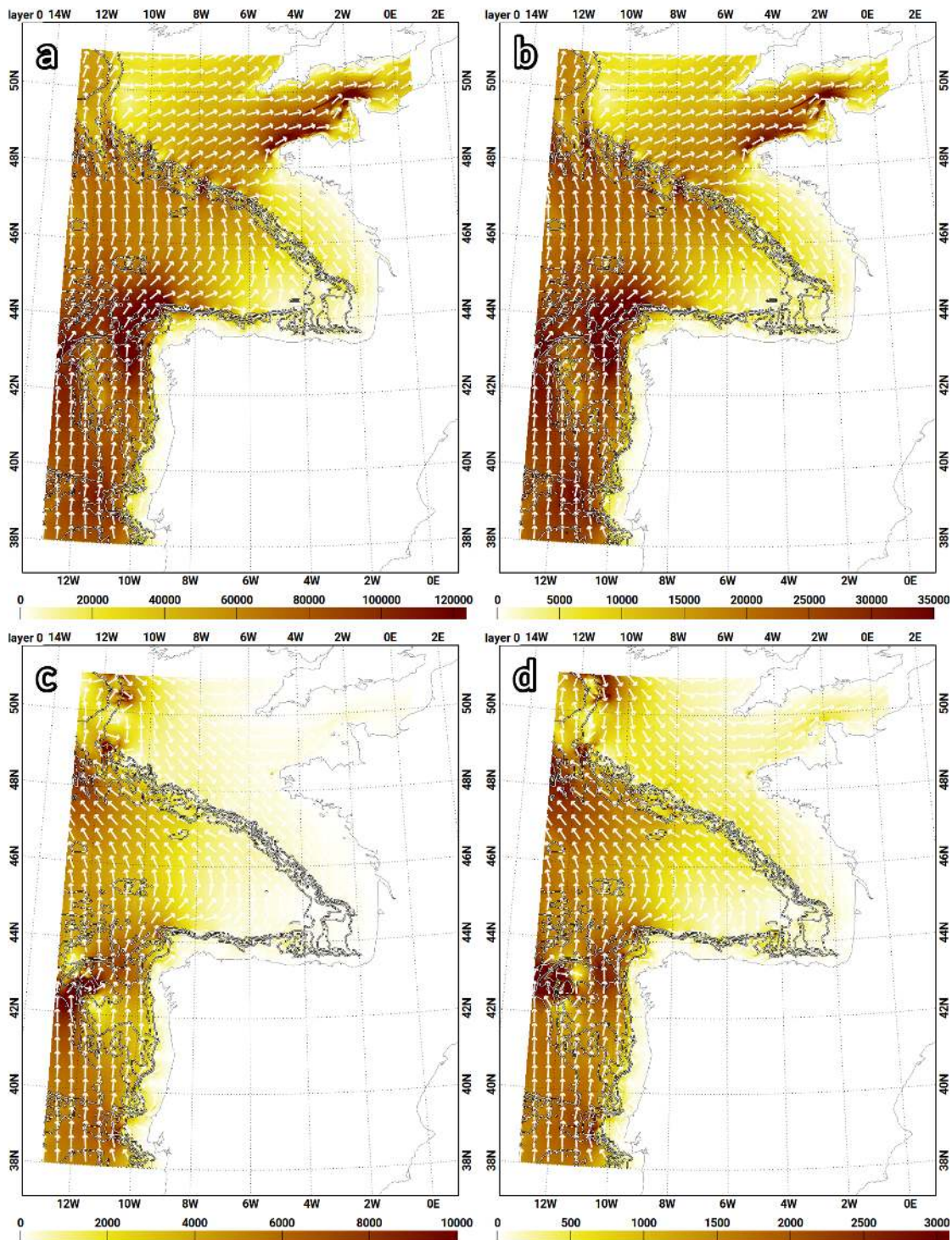


FIGURE 3.10 – Flux barotrope intégré sur la verticale ($W.m^{-2}$) pour les harmoniques (a) S2, (b) N2, (c) K1 et (d) O1.

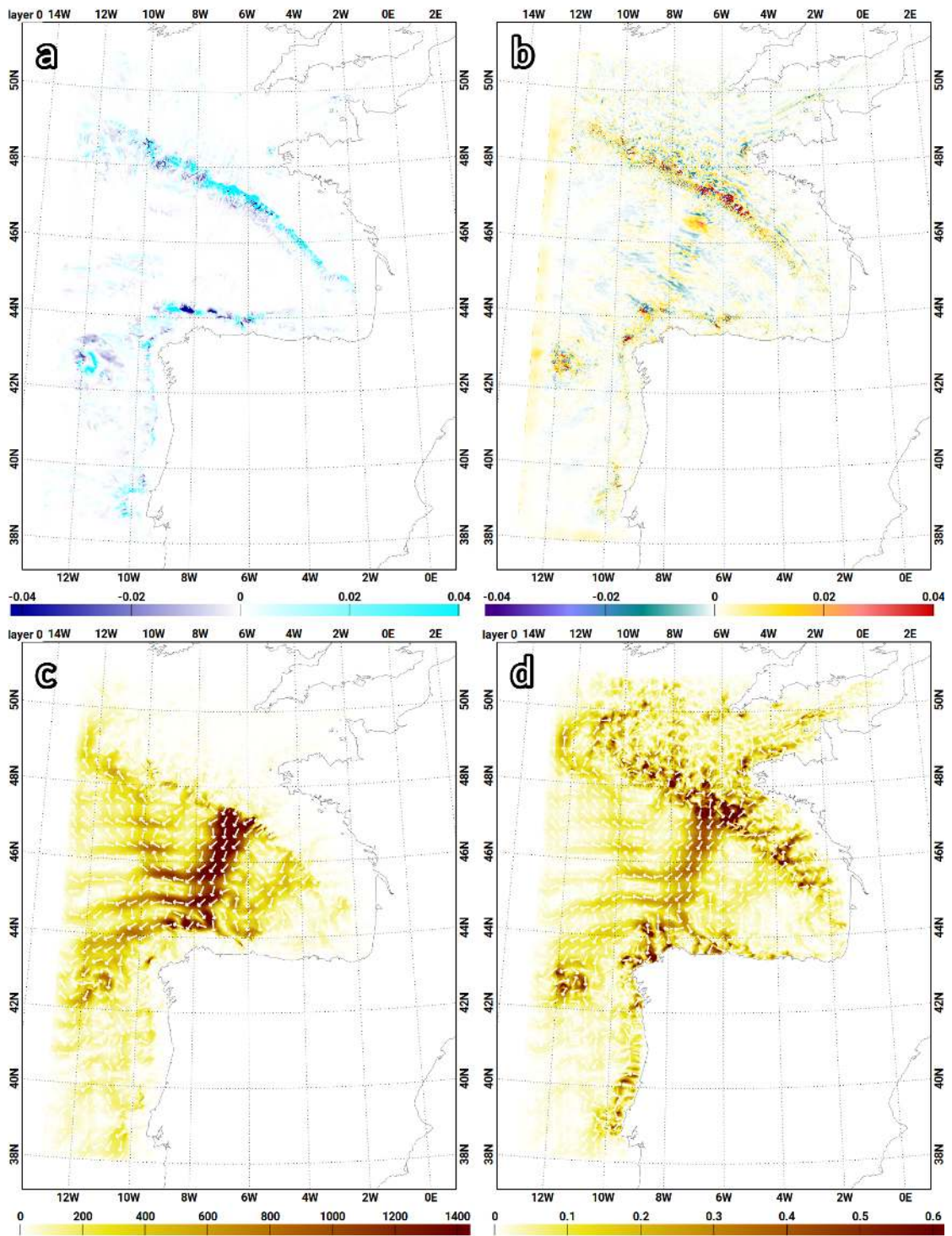


FIGURE 3.11 – Bilan d'énergie de la marée interne pour l'harmonique S2 : (a) terme de conversion du barotrope vers le barocline ($W.m^{-2}$), (b) dissipation du barocline ($W.m^{-2}$), (c) flux barocline intégré sur la verticale ($W.m^{-1}$) et (d) flux barocline moyen sur la verticale ($W.m^{-2}$).

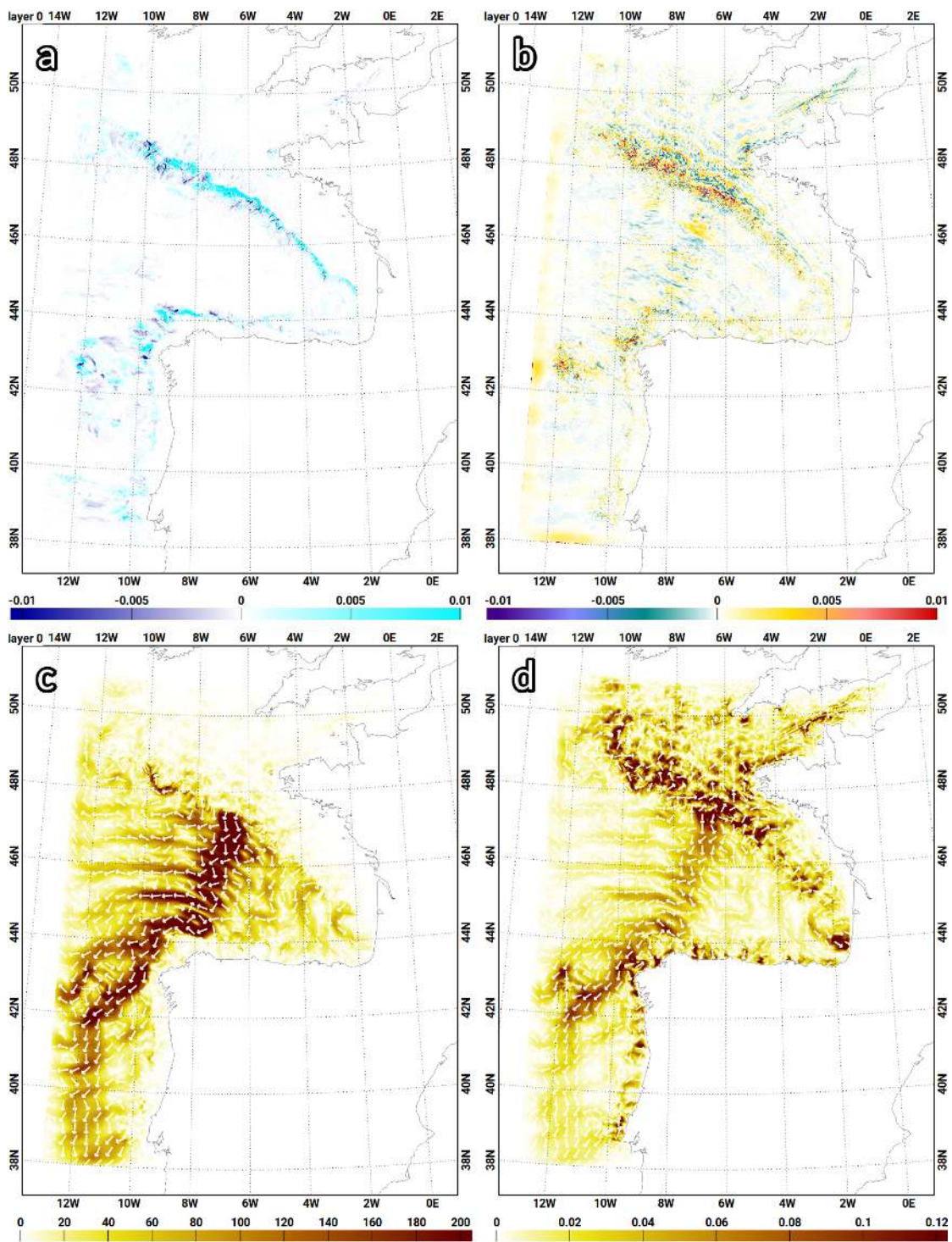


FIGURE 3.12 – Bilan d'énergie de la marée interne pour l'harmonique N2 : (a) terme de conversion du barotrope vers le barocline ($W.m^{-2}$), (b) dissipation du barocline ($W.m^{-2}$), (c) flux barocline intégré sur la verticale ($W.m^{-1}$) et (d) flux barocline moyen sur la verticale ($W.m^{-2}$).

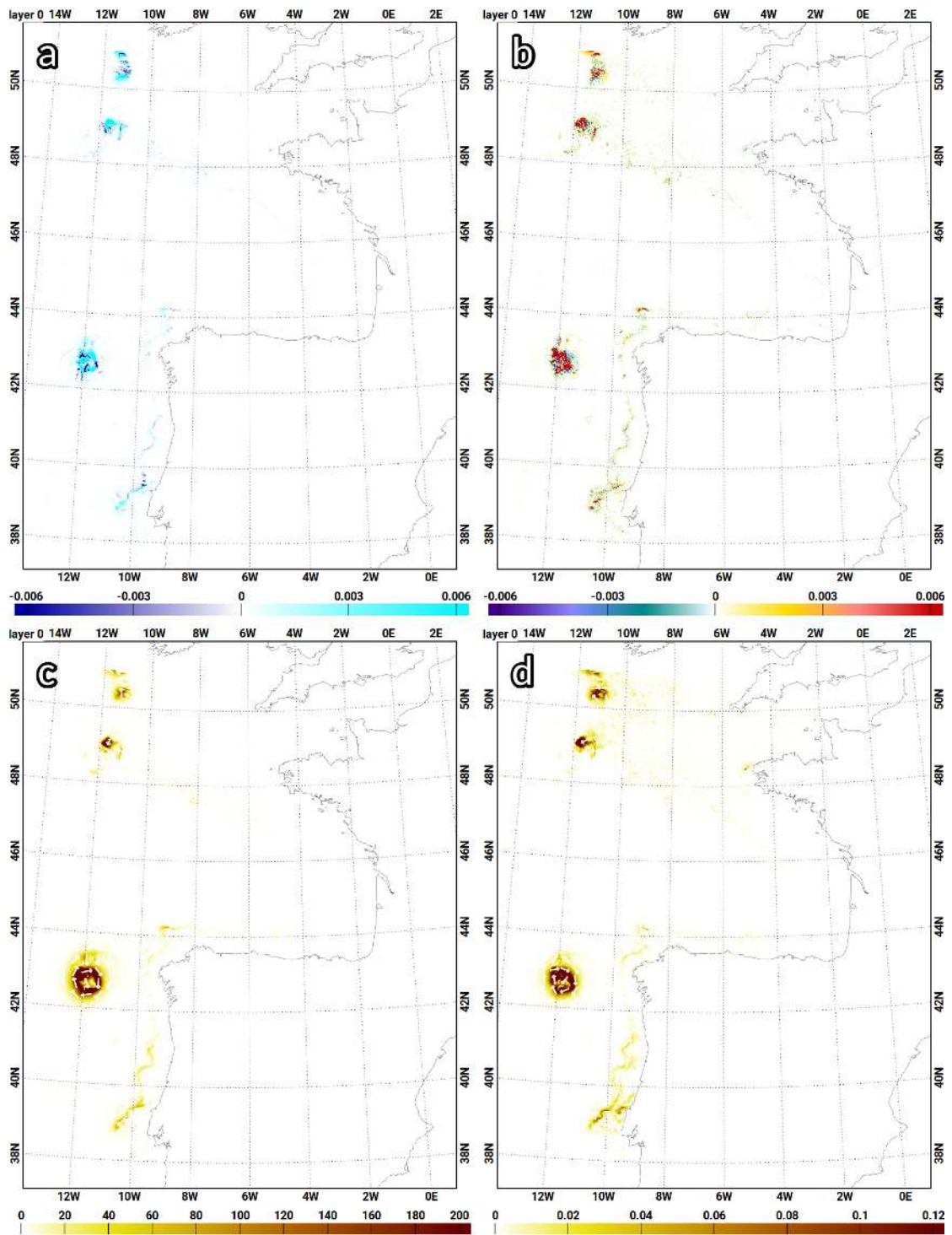


FIGURE 3.13 – Bilan d'énergie de la marée interne pour l'harmonique K1 : (a) terme de conversion du barotrope vers le barocline ($W.m^{-2}$), (b) dissipation du barocline ($W.m^{-2}$), (c) flux barocline intégré sur la verticale ($W.m^{-1}$) et (d) flux barocline moyen sur la verticale ($W.m^{-2}$).

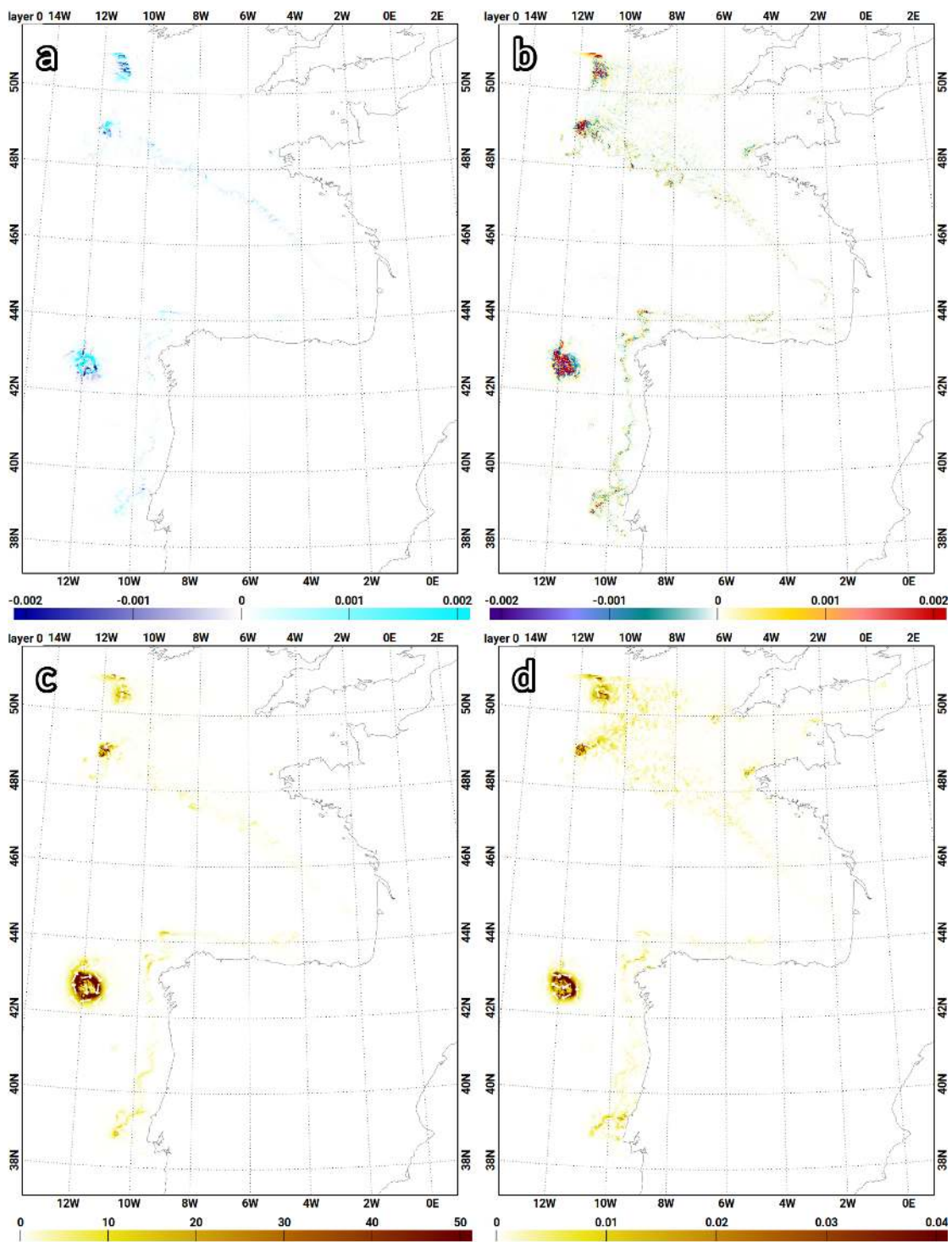


FIGURE 3.14 – Bilan d'énergie de la marée interne pour l'harmonique O1 : (a) terme de conversion du barotrope vers le barocline ($W.m^{-2}$), (b) dissipation du barocline ($W.m^{-2}$), (c) flux barocline intégré sur la verticale ($W.m^{-1}$) et (d) flux barocline moyen sur la verticale ($W.m^{-2}$).

Avec une fréquence autour de $24h$, les harmoniques diurnes ont une latitude critique ($f = \omega$) autour de 30° de latitude. Pour les latitudes au-dessus de cette latitude critique, les ondes internes réagissent comme des ondes de Kelvin et sont piégées autour des structures topographiques comme les monts sous-marins ou des îles (Wunsch, 1975, Masunaga et al., 2017). C'est exactement ce que nous pouvons observer au niveau du banc de Galice où les flux d'énergie tournent autour du mont-sous-marins (Fig. 3.13c,d et 3.14c,d). La baie de Porcupine est aussi une zone où le flux barotrope diurne franchit le talus continental (Fig. 3.10c,d), générant une marée interne qui se dissipe localement (Fig. 3.13 et 3.14).

Le terme de conversion est parfois négatif sur certaines zones du talus, notamment au niveau de la Galice et sur le banc de La Chapelle (Fig. 3.9a). Dans ces zones, l'énergie de la marée barocline est convertie vers la marée barotrope par des interactions avec le fond. Ceci peut être interprété comme des zones où la marée interne perd son énergie au profit de la marée barotrope suite à un obstacle topographique. Théoriquement, les zones où ces interactions sont les plus fortes sont celles où la pente du talus est égale à la pente du faisceau d'onde de la marée interne (Cacchione et al., 2002). Dans un tel cas de figure, la propagation de la marée interne est perpendiculaire à la pente et donc complètement amortie et dissipée. Ces zones du talus sont appelées pentes critiques. Cette dissipation s'accompagne éventuellement d'une remise en suspension des sédiments qui sera explorée plus en détails dans le chapitre 5.

Les pentes critiques se trouvent sur presque tous les talus du Golfe de Gascogne (Fig. 3.15). Ce qui différencie les zones de forte dissipation c'est la présence d'un flux de marée interne ou non. La marée interne dissipée peut avoir deux origines, soit elle est générée localement, soit elle provient d'une source distante. Les zones du banc de La Chapelle et du talus de la Galice sont détaillées pour essayer de déterminer l'origine de la marée interne dissipée.

La marée interne générée au niveau du banc de La Chapelle peut être séparée en trois sites : à l'ouest vers $6.8^\circ W$, au centre vers $6.2^\circ W$ et à l'est vers $5.8^\circ W$ (Fig. 3.16c,e). À l'ouest, la propagation est dirigée vers le sud, au centre vers le sud-sud-ouest et à l'est vers l'ouest-sud-ouest (flèches de la figure 3.16a). Les zones à l'ouest et à l'est montrent des générations de marée interne selon M2 et S2 alors que la zone centrale montre une génération de marée interne uniquement pour M2. Le site central ne propage que très peu vers la plaine abyssale, une grande partie de la marée interne générée est directement convertie vers le barotrope au niveau de la pente du talus. Pour mieux comprendre la dissipation sur le talus de la Galice, la propagation de la marée interne doit être détaillée. La direction générale du flux observé au centre du bassin, vers le sud-ouest, ne correspond pas directement avec la direction observée sur l'un des sites de génération du banc de La Chapelle. La direction du flux semble correspondre à la combinaison des deux sites de générations ouest et est (flèche noire sur la figure 3.9a). En supposant que la marée interne générée sur les deux sites ait des retard de phase différent en un même endroit, l'interaction des deux signaux de marée interne serait décalée dans l'espace. Ce décalage pourrait se traduire par une alternance des directions du flux de marée interne, tantôt selon la direction de l'un des sites et tantôt par la direction de l'autre. Cela pourrait alors expliquer les ondulations, voir les méandres, que décrit le flux d'énergie au centre du bassin.

Les zones de conversion vers la barotrope sur le talus de la Galice correspondent bien avec l'arrivée du flux de marée interne sur le talus (flèches bleu marine sur la figure 3.16b). Trois zones de génération sont identifiées : à l'ouest vers $7.7^\circ W$, au centre vers $7.3^\circ W$ et à l'est vers $6.7^\circ W$ (Fig. 3.16d,f). Seule la zone à l'est montre une génération de marée interne selon M2 et S2, les autres zones sont dominées par M2. Au centre et à l'est, la marée interne générée ne se propage que sur le plateau. Deux phénomènes semblent ici à l'œuvre : la marée interne générée localement est en grande partie convertie vers le barotrope sur la pente du talus, ensuite, la marée interne provenant du nord étant très importante, elle masque le flux partant des zones

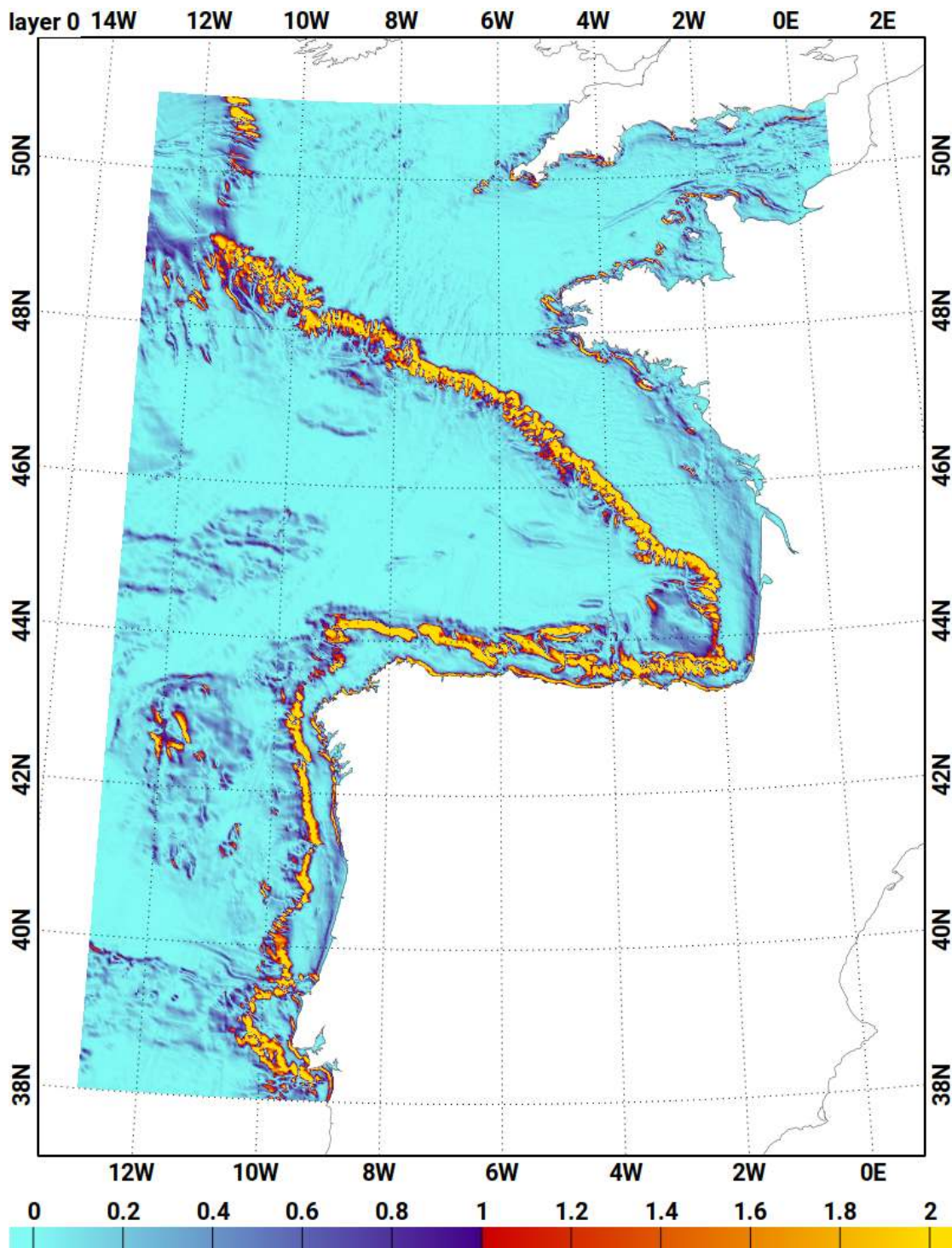


FIGURE 3.15 – Pente critique du Golfe de Gascogne pour une marée semi-diurne et une stratification estivale.

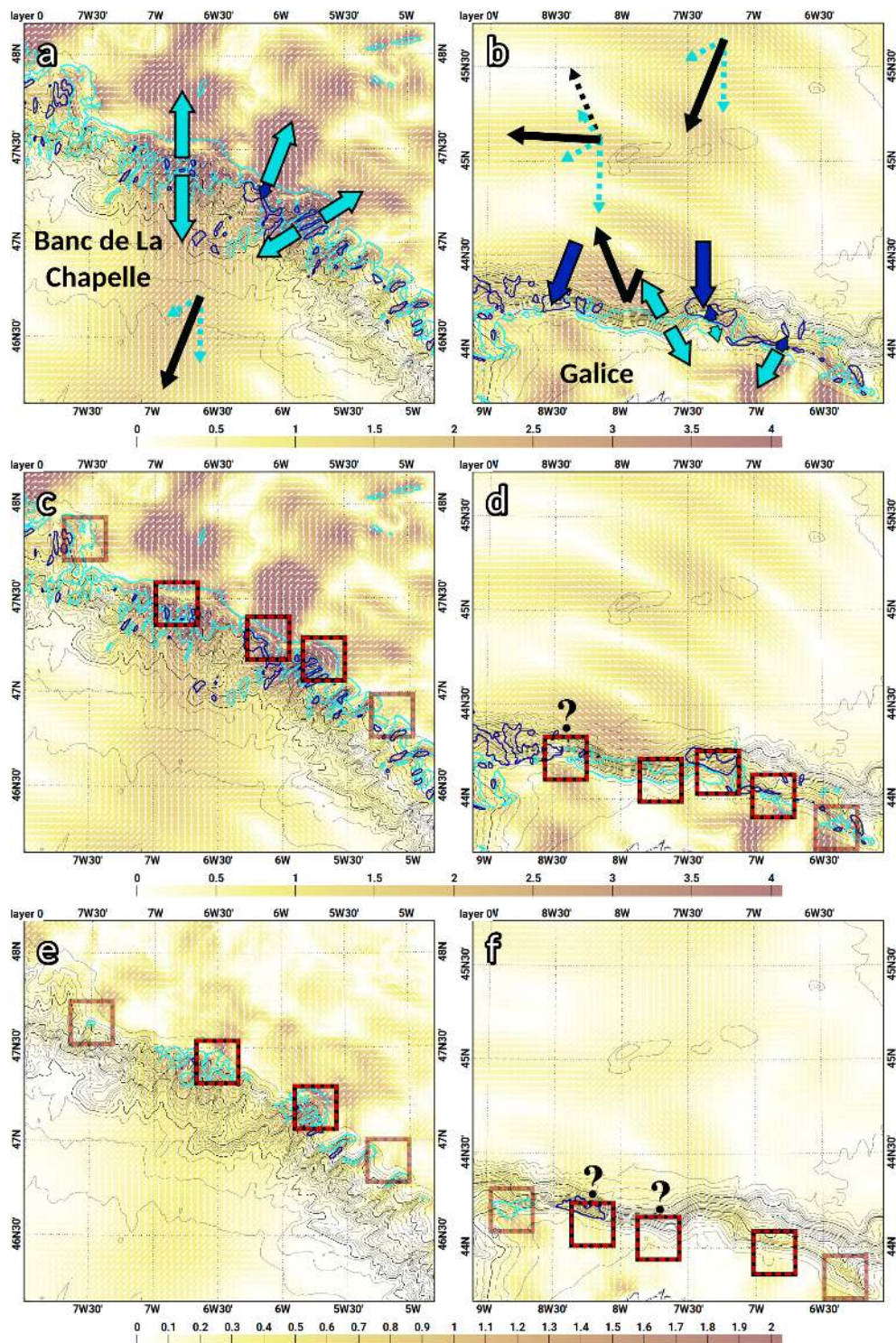


FIGURE 3.16 – Flux d'énergie moyen pour (a,b) la somme des harmoniques de marée - M2, S2, N2, K1, O1 - (c,d) M2 et (e,f) S2 pour (gauche) le banc de La Chapelle et (droite) le talus de Galice. Les contours et les flèches en cyan désignent les zones de conversion du barotrope vers le barocline et en bleu marine les zones de conversion du barocline vers le barotrope. Les flèches en pointillés illustrent les différents sites de génération influencerait la marée interne en un point, leur combinaison est illustrée par les flèches noires. Les boîtes rouges et noires indiquent les zones de génération identifiée ou supposée (avec "?").

de génération locales. À l'ouest, la marée interne générée semble se propager sur le plateau et dans la plaine abyssale où elle se dirige vers le nord-ouest. Tout à l'ouest du talus de la Galice, vers 8.5°W , on note une zone de forte conversion vers le barotrope sûrement dû à la marée interne provenant du nord avec également une possible génération locale selon M2. Cette zone du bassin est extrêmement complexe à interpréter car elle est influencée par de nombreuses zones de génération.

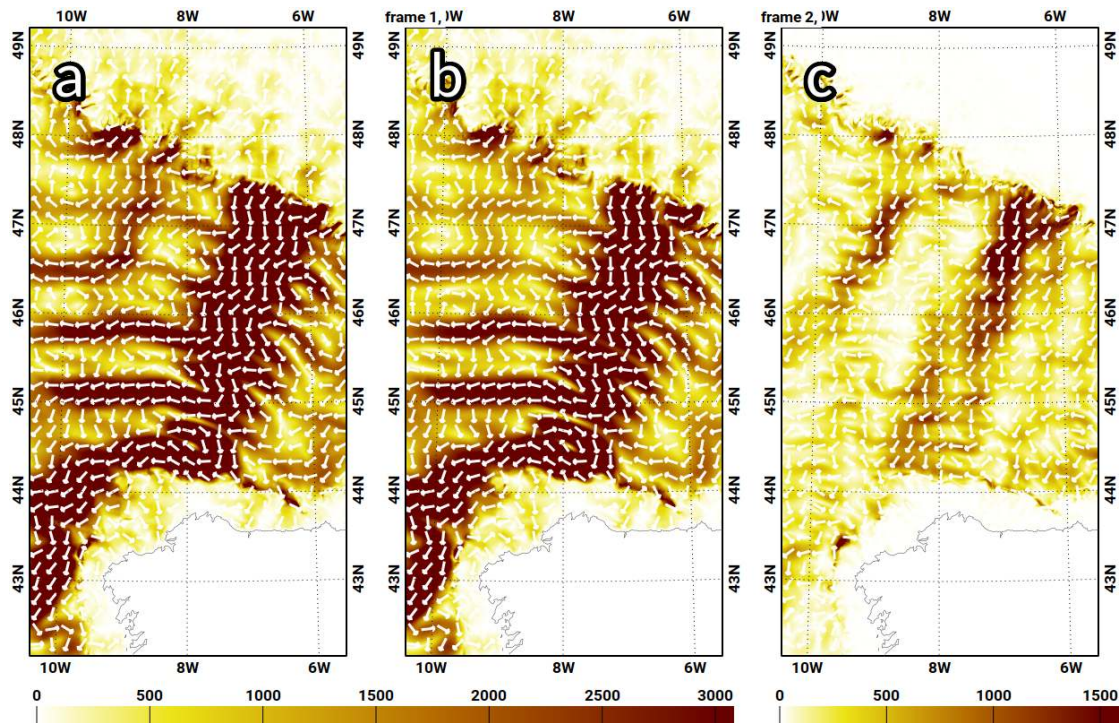


FIGURE 3.17 – Flux d'énergie intégré sur la profondeur séparé pour (a) la somme des modes baroclines, (b) le mode 1 et (c) le mode 2.

La zone plus à l'ouest du bassin comporte une signature très particulière du flux total avec des filaments d'énergie dirigés vers l'ouest et séparés à intervalle régulier, d'environ 80 km (Fig. 3.17a). Cette signature est complexe à expliquer, pour le moment deux hypothèses sont proposées. Soit ce signal est dû à des interactions entre les modes baroclines de la marée interne, soit à des interactions entre les différents sites de générations. La figure 3.17 détaille l'impact des modes 1 et 2 sur le flux d'énergie total. Le signal recherché étant déjà présent dans le mode 1, cela signifie que l'interaction est plutôt due aux différents sites de génération qu'à l'expression des différents modes. De plus, le flux du mode 2 présente des oscillations plus légères et reste plutôt rectiligne au centre du bassin. Les échelles spatiales réduites du mode 2 font que celui-ci est plus facilement dissipé et se propage moins loin que le mode 1. Ainsi, la totalité de l'énergie du mode 2 est dissipée en arrivant sur le talus de la Galice et la marée interne générée localement n'est pas assez importante pour que le mode 2 se propage jusqu'au centre du bassin. Ce diagnostic met en lumière l'importance de la réflexion de la marée interne dans la formation de ces filaments. La génération au niveau du talus de la Galice n'est pas nulle pour autant car on remarque que le flux du mode 2 oscille plus au sud de la latitude 45.5°N que au nord de celle-ci, tout comme le mode 1.

En additionnant les différents apports de chaque zone de génération ainsi que la réflexion de la marée interne provenant du nord sur le talus de la Galice, la direction résultante semble conforme à la direction des filaments (flèches pointillées et noires sur la figure 3.16b). Ainsi, l'hypothèse que les différentes zones de génération s'additionnent en faisant osciller le flux d'énergie

par déphasage semble plausible. Cette méthodologie est très grossière mais permet d'avoir une idée générale de l'hypothèse à valider.

Variables d'état

Pour approfondir l'analyse de la propagation de la marée interne, il faut s'intéresser directement aux variables d'état. L'amplitude des variables d'état met en évidence l'importance des différents sites de génération. Le retard de phase des variables d'état permet de décrire la propagation de la marée interne. Pour simplifier la démarche, nous nous concentrerons sur l'harmonique M2 et le premier mode barocline qui représente déjà la complexité de propagation de la marée interne dans le bassin. Le signal contenu dans les modes barocline plus élevé est très sensible à la saisonnalité comme expliqué par Barbot et al. (2021, chapitre 2). Les autres modes seront donc décrits dans la section 3.3.3, dédiée à la saisonnalité.

La figure 3.18 présente les signaux des trois variables d'état pour le mode 1 : le déplacement des couches verticales, s'apparentant à l'oscillation de la pression, ainsi que les vitesses zonales et méridiennes. L'amplitude des déplacements verticaux met en évidence les différents sites de générations mentionnés plus haut (Fig. 3.18a). Le long de la propagation principale entre le banc de La Chapelle et la Galice, l'amplitude n'est pas constante. Dans un cas académique où un seul site de génération est simulé, l'amplitude de chaque modes est constant le long de la propagation de la marée interne Barbot et al. (2021, chapitre 2). C'est alors, l'interaction entre les différents modes et leur différentes échelles spatiales qui produit une modulation dans l'amplitude de la marée interne. Dans le cas de BOBIBE, le mode 1 présente déjà une modulation de son amplitude. Ainsi, cette modulation d'amplitude atteste de l'interaction entre la marée interne provenant de plusieurs sites de générations plutôt qu'une interaction entre différents modes. De plus, l'amplitude est plus forte aux abords de la Galice qu'au milieu du bassin, ce qui témoigne de l'addition de l'amplitude de la marée interne provenant du banc de La Chapelle et celle qui est générée sur le talus de la Galice. L'amplitude des déplacements verticaux porte la même signature des filaments à l'ouest de la propagation principale.

La phase des déplacements verticaux est strictement croissante depuis le banc de La Chapelle vers le sud-ouest, attestant que la propagation principale se fait bien dans ce sens. Cependant, la phase n'est pas linéaire comme le serait la phase d'une onde propagative comme la marée interne (transect 1, Fig. 3.19 haut). Ces oscillations de la phase caractérisent l'interaction entre deux ondes propagatives, d'amplitudes différentes, formant une onde stationnaire ainsi qu'une onde propagative, résidu de la propagation de l'onde avec la plus forte amplitude. Ceci signifie que la propagation de la marée interne depuis le banc de La Chapelle est perturbée par une autre propagation de marée interne dans le sens opposé, depuis la Galice et dont l'amplitude est plus faible.

Sur le transect 2 à partir de la Galice vers le banc de la Petite Sole, la phase des déplacements verticaux est d'abord croissante avec une oscillation, puis nulle, puis décroissante avec des oscillations. La propagation générale de la marée interne se fait donc vers le nord-ouest proche de la Galice mais plutôt dans le sens inverse à partir du milieu du bassin. Ainsi, sur le nord du transect la marée interne générée sur le banc de la Petite Sole domine le signal alors qu'au sud la réflexion et/ou la génération du talus de la Galice domine de signal. La propagation d'une marée interne à partir de la Galice est donc bien confirmée mais ne domine le signal générale de la marée interne que localement. Sur le reste du bassin, les propagations de marée interne depuis le talus continental au nord du bassin sont plus importantes mais garde tout de même une trace d'une propagation depuis le sud du bassin.

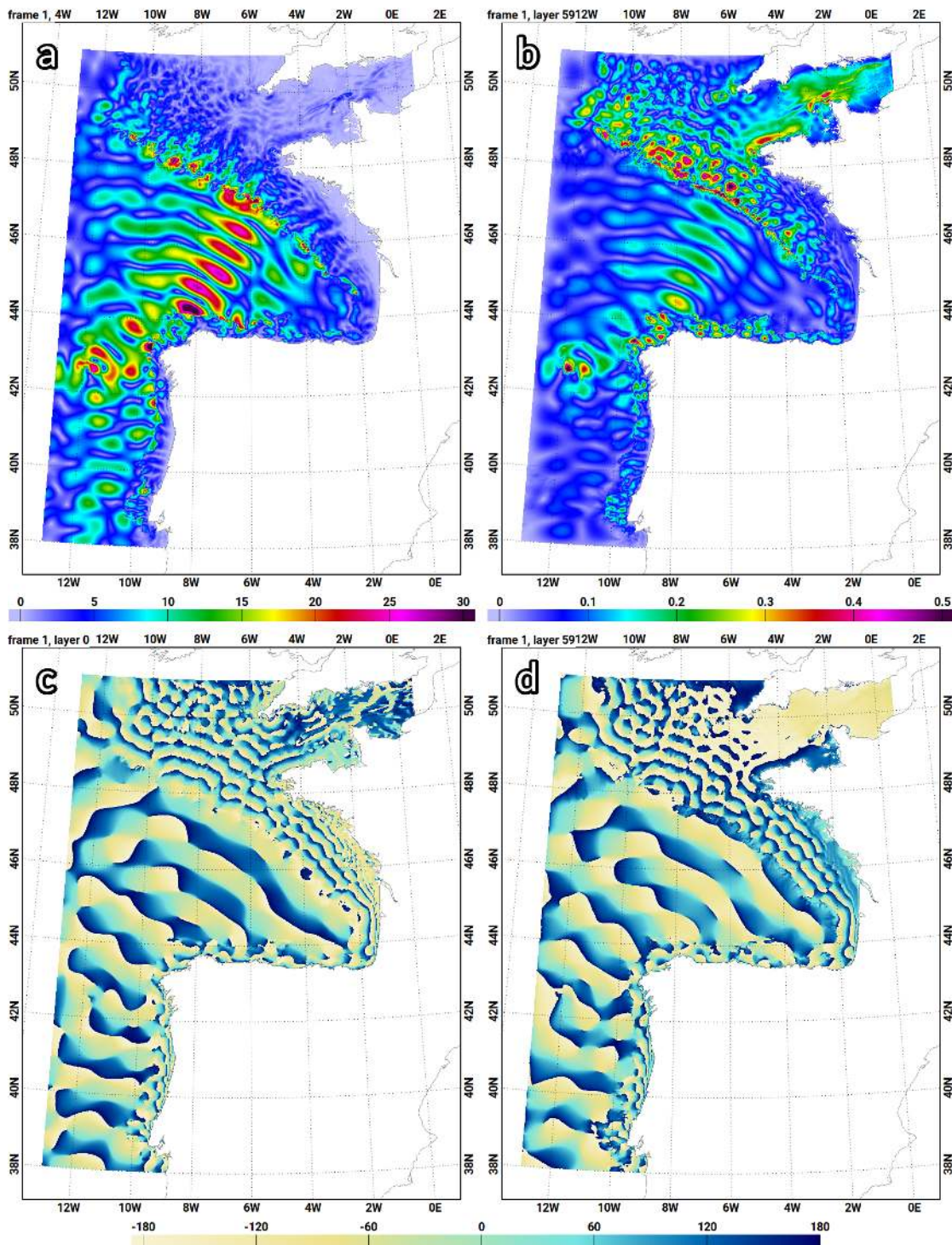


FIGURE 3.18 – (a,b) Amplitude et (c,d) retard de phase en surface (a,c) du déplacement vertical des couches en mm et des (b,d) vitesses en $m.s^{-1}$ pour le premier mode barocline des modes verticaux. L'amplitude des vitesses correspond à la norme des vitesses zonales et méridiennes alors que la phase des vitesses correspond à la phase des vitesses zonales.

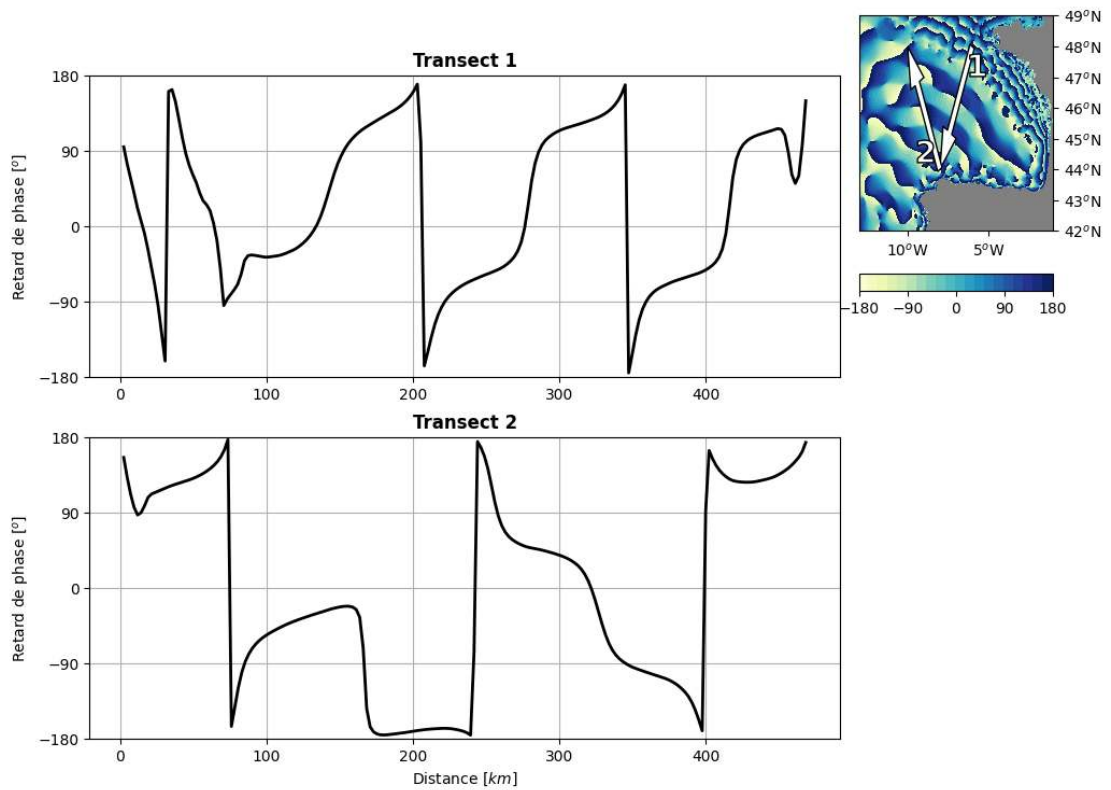


FIGURE 3.19 – Valeur de la phase du premier mode barocline le long de deux transects. Le transect 1 (haut) cible la propagation du banc de La Chapelle vers le sud-ouest et le transect 2 (bas) cible la réflexion de cette propagation, la production du talus de la Galice et la propagation du banc de la Petite Sole.

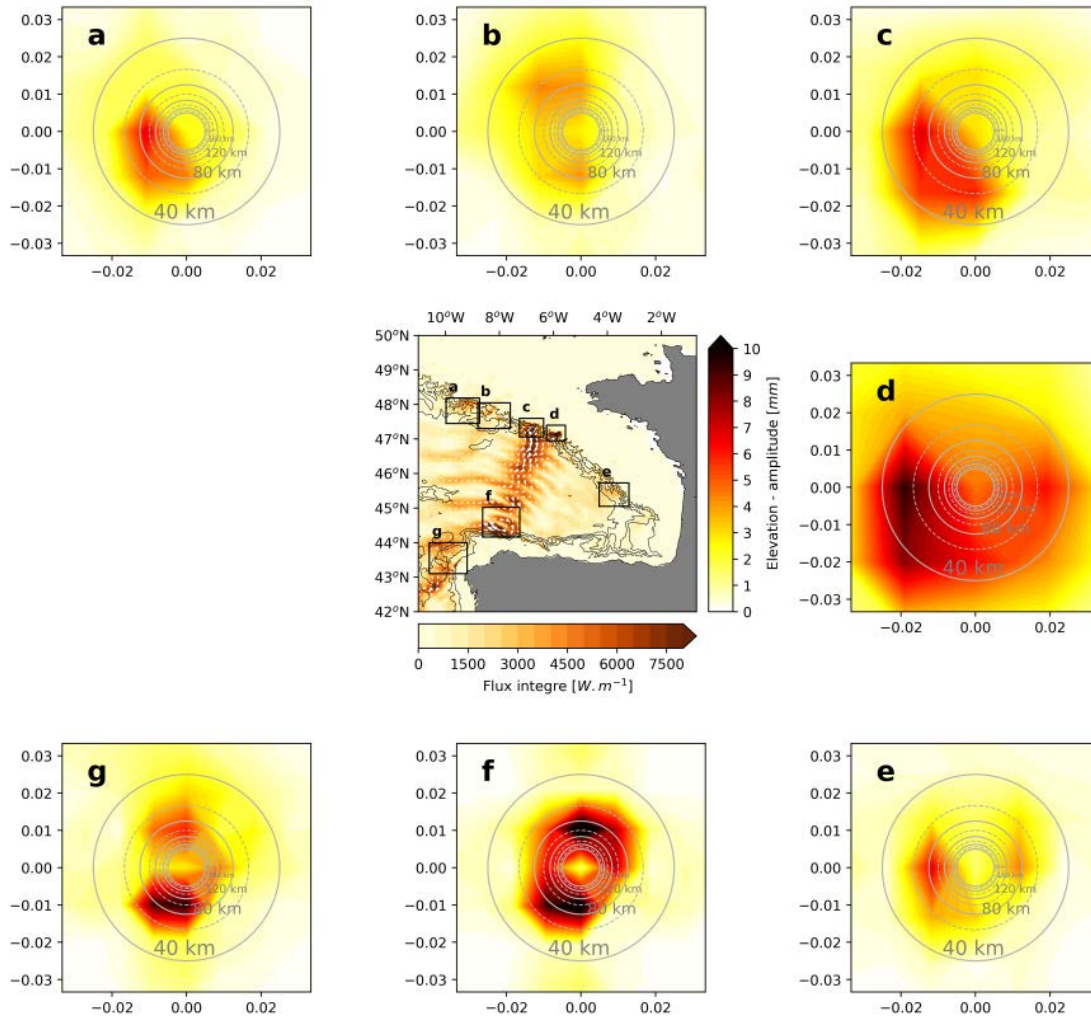


FIGURE 3.20 – FFT 2D sur les différents sites de générations : (a) banc de la Grande Sole, (b) banc de la Petite Sole, (c) banc de La Chapelle, (d) marge armoricaine, (e) zone de réflexion, (f) talus de Galice et (g) talus de La Coruña.

Spectres spatiaux

Pour détailler encore plus la propagation de la marée interne, des analyses spectrales en deux dimensions sont menées sur le champ complexe des déplacements verticaux. Cette approche permet de séparer les différents signaux présents dans une même zone en leur associant une amplitude et une direction de propagation. Pour ce faire, une FFT 2D (*Fast Fourier Transform* - Transformation de Fourier rapide) est utilisée.

Premièrement, les azimuts de la propagation des différents sites de génération sont caractérisés en réalisant une analyse spectrale sur de petites zones contenant uniquement une zone de génération. Les zones utilisées pour la FFT sont propres à une seule zone de génération obligeant à réduire la taille de ces zones. Cela altère grandement la résolution du spectre au niveau des grandes longueurs d'onde et donc les azimuts ne sont pas très précis. Cependant ces résultats permettent de mettre en évidence les directions dominantes de propagation au niveau des sites de génération.

Le banc de la Petite Sole est composé de deux zones de générations. Sur la première, plus à l'ouest (Fig. 3.20 a), la propagation est orientée vers l'ouest et le sud-ouest. Sur la seconde, plus à l'est (Fig. 3.20 b), la propagation vers la plaine abyssale est orientée vers le sud. Cependant

le signal dominant de cette zone est orienté vers le nord-ouest. Comme la zone sur le plateau n'est que très peu représentée sur la zone de calcul, il ne peut pas s'agir d'une propagation sur le plateau. Ce signal est dû à un autre site de génération dans la zone et situé à $8^{\circ}\text{W}-47.5^{\circ}\text{N}$ sur la face sud-est de la terrasse de Mériadzec, sur la limite sud de la zone considérée (Fig. 3.7 et 3.20, zone **b**). Cette génération se fait principalement sur la terrasse avec une orientation nord-ouest qui perd rapidement en intensité en approchant du site de génération principale située à $8.2^{\circ}\text{W}-47.8^{\circ}\text{N}$.

Le banc de La Chapelle est lui aussi composé de deux zones de générations. Sur la première, plus à l'ouest (Fig. 3.20 c), la propagation est orientée de façon très large entre l'ouest et le sud. Sur la seconde, plus à l'est (Fig. 3.20 d), la propagation est orientée entre l'ouest et le sud-ouest. Cette zone est particulièrement bruitée à cause du domaine très réduit utilisé pour le calcul. Le signal vers l'est semble être dû à cette mauvaise résolution.

Sur la marge armoricaine (Fig. 3.20 e), la propagation est orientée principalement vers l'ouest avec un faible signal vers l'est. Ce signal secondaire pourrait être associé avec la propagation sur le plateau continental.

Sur le talus nord de la Galice (Fig. 3.20 f), les amplitudes extraites de la FFT sont plus importantes que sur les autres zones. La propagation est orientée à la fois vers le nord ainsi que vers le sud et le sud-ouest. Le second signal provient clairement de la propagation de marée interne depuis le banc de La Chapelle. Le premier signal témoigne de la réflexion de cette propagation et/ou de la génération locale de marée interne. Même si l'azimut n'est pas très précis, le fait que le signal de réflexion ne soit pas orienté vers le nord-ouest semble argumenter en faveur d'une génération locale plutôt qu'une réflexion.

Finalement, sur le talus de La Coruña (Fig. 3.20 g), la propagation est orientée principalement vers le sud avec un faible signal vers le nord. Ces deux signaux sont associés à la même zone de génération située sur la face sud de la terrasse Castro où le relief canalise la génération de la marée interne.

La propagation au centre du bassin est étudiée selon trois zones abyssales. La large couverture de ces zones permet d'avoir une résolution acceptable pour avoir un ordre de grandeur des longueurs d'ondes dominantes ainsi que des azimuts fiables.

Sur la zone de propagation entre le banc de La Chapelle et la Galice (Fig. 3.21 b), les signaux principaux se trouvent dans l'axe, dans les deux sens opposés.

Sur la zone où se trouvent les filaments du flux total (Fig. 3.21 a), la FFT 2D met en évidence que la propagation de la marée interne ne se fait pas vers l'ouest mais selon deux directions principales : le nord-nord-ouest et le sud-sud-ouest. Ces signaux correspondent respectivement à la réflexion et/ou génération de talus de la Galice ainsi qu'à la génération du banc de la Petite Sole. Un signal secondaire est orienté vers le nord-nord-est. Il pourrait provenir de la génération sur le banc de Galice, le mont sous-marin se trouvant à $11.5^{\circ}\text{W}-43^{\circ}\text{N}$.

Sur la zone de propagation de la marge armoricaine (Fig. 3.21 c), le signal principal est orienté vers le sud-ouest. Cependant de multiples signaux secondaires attestent d'une propagation de la marée interne vers le nord-est. Ces signaux seraient associés aux générations le long du talus espagnol notamment vers 6.4°W , 5.9°W et 5.1°W . Ces signaux étant assez faibles, ils étaient complètement masqués dans les valeurs du flux total. Le flux total de cette zone a, effectivement, une forme sinueuse similaire au flux entre le banc de La Chapelle et la Galice.

Résumé

La marée interne du Golfe de Gascogne est très complexe avec de nombreuses zones de génération face à face dû à la forme très particulière du bassin. Les zones de génération principale se trouvent le long du talus nord et se propagent vers le sud-ouest. Le long du talus sud se

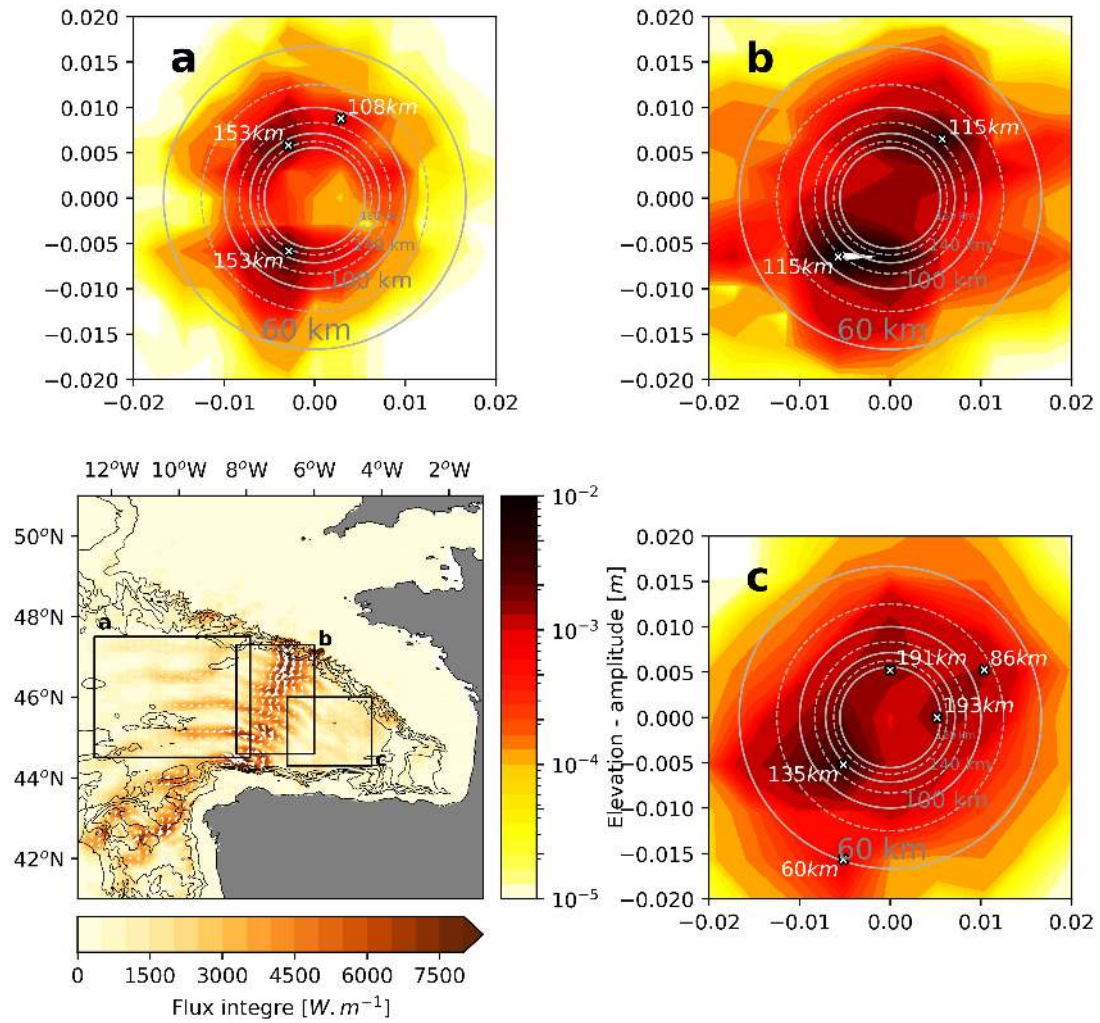


FIGURE 3.21 – FFT 2D sur (a) la zone des filaments, (b) la zone de la propagation principale et (c) sur la zone de propagation de la marge armoricaine. Les croix indiquent les maximums locaux du spectre et la longueur d'onde associée.

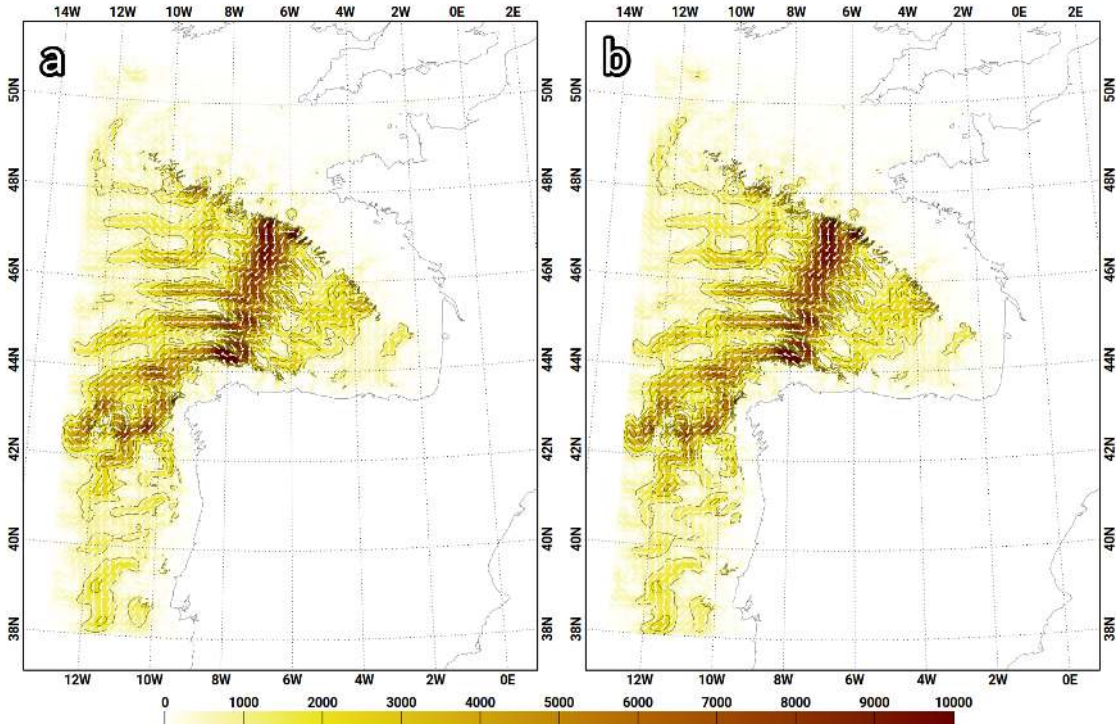


FIGURE 3.22 – Somme des flux d'énergie intégré sur la verticale des trois composantes semi-diurnes M2, S2 et N2 pour (a) la grille à 1000 m et (b) la grille à 500 m.

trouvent des zones de générations secondaires dont la propagation est masquée par les plus fortes propagations provenant du nord. Ces propagations vers le nord-est, visibles en réalisant des FFT 2D sur la zone, semblent responsable de la forme sinueuse (voir en méandres) des flux d'énergie de la marée interne. Des tests analytiques ou idéalisés mettant en œuvre 2 ou trois sites de génération face à face avec en présence de zone de réflexion permettrait de vérifier cette hypothèse. Cela permettrait de mieux comprendre la géométrie de la marée interne dans ce bassin très complexe.

3.3.2 Impact de la résolution

Comme pour la description de la marée interne, l'impact de la résolution est caractérisé par rapport aux flux d'énergie puis aux variables d'état.

Bilan énergétique

Dans cette section, nous cherchons à quantifier l'impact général de la résolution sur la modélisation de la marée interne. Pour cela les flux ne sont pas détaillés par harmoniques de marée mais en faisant la somme des flux des harmoniques semi-diurnes qui contiennent la majorité de l'énergie de la marée interne. Au premier ordre, les flux d'énergie totaux (Fig. 3.22) ne semblent pas différent entre les deux résolutions traduisant d'aucun site de génération notable supplémentaire avec l'augmentation de la résolution.

Cependant, la différence entre l'amplitude des flux d'énergie totaux des deux résolutions relève quelques différences notables (Fig. 3.23). La différence entre les deux grilles est calculée pour chaque pixel affiché à partir de l'interpolation bi-linéaire des deux grilles en ce point. La propagation sur la plaine abyssale montre des différences de l'ordre de $\pm 800 \text{ W.m}^{-2}$ ce qui représente 10% de la valeur du flux. La propagation sur le plateau montre des différences de l'ordre de $\pm 100 \text{ W.m}^{-2}$ ce qui représente jusqu'à 40% de la valeur du flux.

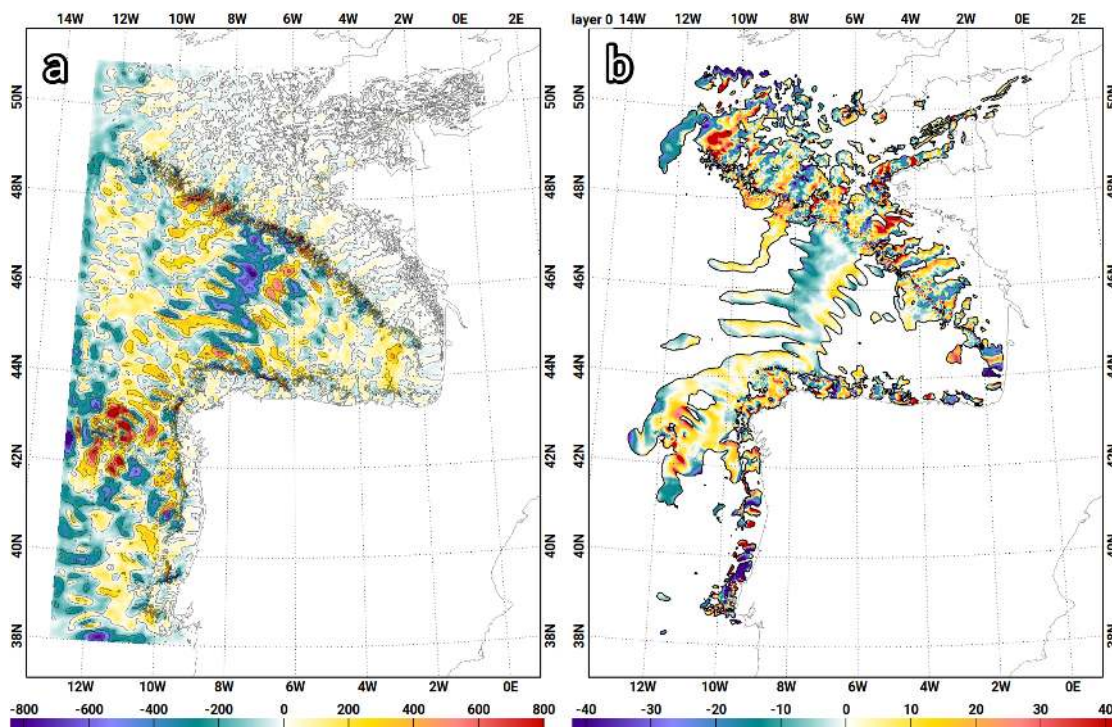


FIGURE 3.23 – Différence de l’amplitude de la somme des flux d’énergie intégré sur la verticale des trois composantes semi-diurnes M2, S2 et N2 entre les grilles à 1000 m et à 500 m . La différence est exprimé (a) en $W.m^{-1}$ et (b) en pourcentage de la somme du flux de la grille à 500 m . Pour (b) la différence est exprimée uniquement là où le flux moyen est supérieur à 0.5 $W.m^{-2}$.

Comme la résolution a surtout un impact sur la précision de la bathymétrie, c’est au niveau des talus continentaux et des zones de génération que la différence est la plus importante. Le détails de la bathymétrie des zones de génération influence le terme de conversion de la marée barotrope en marée barocline. Ainsi chaque zone de génération principale est détaillée. En considérant que les résultats de la grille à 500 m sont les plus fiables car mieux résolus, les résultats sont décrits de façon à estimer si les flux sont sur-estimés ou sous-estimés avec une grille à 1000 m .

Sur le banc de la Petite Sole (Fig. 3.24a), les flux vers la plaine abyssale sont sur-estimés alors que les flux sur le plateau sont sous-estimés. Cela signifie que la grille à 1000 m ne répartit pas correctement l’énergie de génération de la marée interne entre le plateau et la plaine abyssale.

Sur le banc de La Chapelle (Fig. 3.24b), la propagation depuis les sites de génération au centre ($6.5^{\circ}W$) et à l’est ($5.7^{\circ}W$) semblent sous-estimés tant sur la plaine abyssale que sur le plateau. Cela signifie que la génération de marée interne est sous-estimée sur ces sites. Au niveau du site de génération à l’ouest ($7^{\circ}W$), la propagation sur le plateau est sur-estimée au détriment de la propagation vers la plaine abyssale.

Sur le talus nord de la Galice (Fig. 3.24c), la génération de marée interne à l’ouest ($7.5^{\circ}W$) est légèrement sous estimée. Mais c’est surtout à l’est (de $6.5^{\circ}W$ à $7.2^{\circ}W$) que les flux longeant le talus sont nettement sous-estimés. La différence entre les deux grilles est de l’ordre de 4000 $W.m^{-1}$. Cela pourrait signifier que le flux provenant du nord serait moins converti vers la barotrope lorsqu’il rencontre le talus ($7.3^{\circ}W$) et une plus grande partie du flux longerait le talus dans le cas d’une meilleure résolution. Cependant, le terme de conversion entre la marée barocline et la marée barotrope indiquent une conversion vers le barotrope supérieure sur la grille à 500 m . Cette grande différence entre les flux des deux grille est due à une légère différence de la position

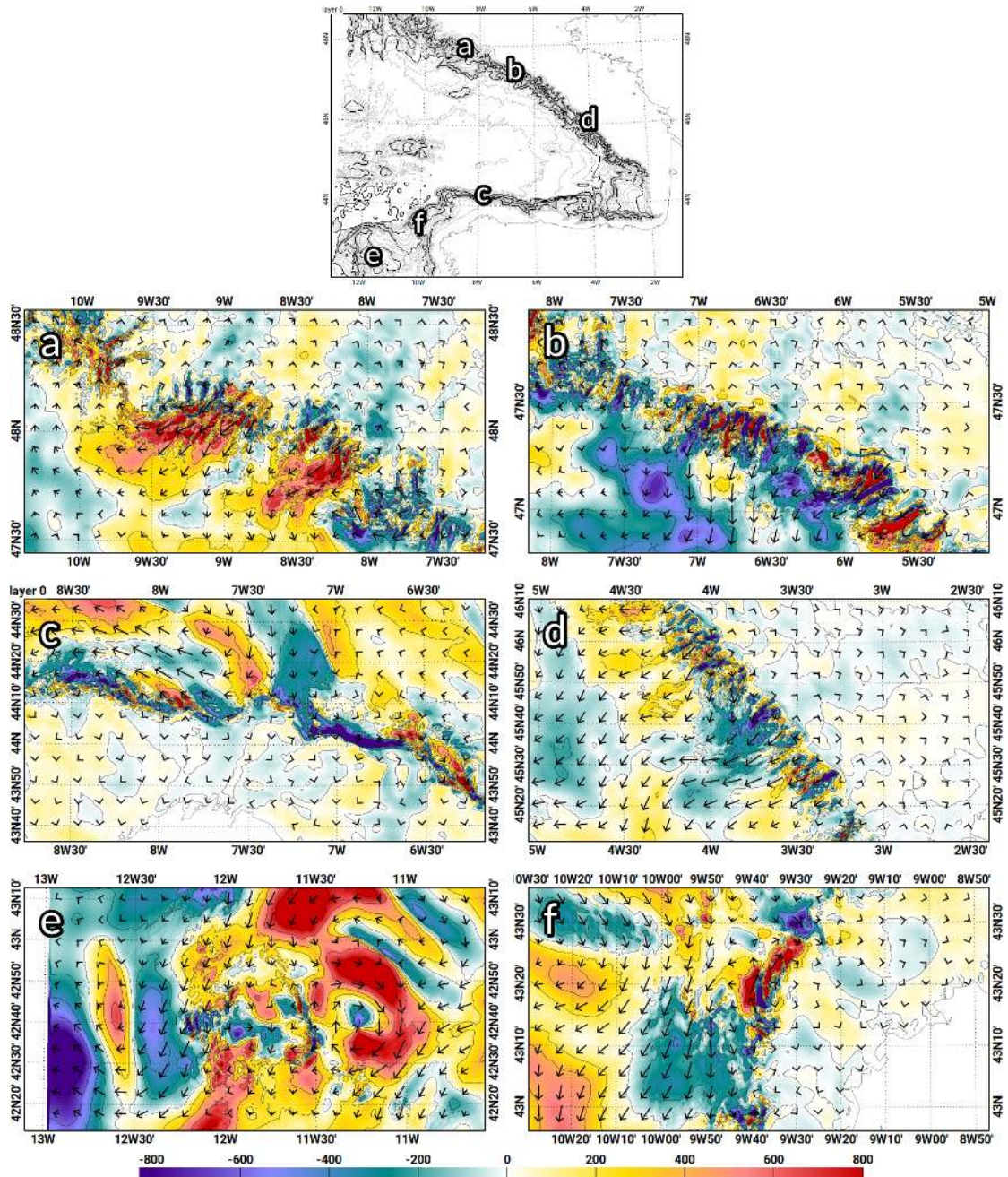


FIGURE 3.24 – Différence de l'amplitude des flux d'énergie intégrés sur la verticale entre les grilles à 1000 m et à 500 m ($W.m^{-1}$) pour la somme des trois composantes semi-diurnes M2, S2 et N2. Six zones de générations sont ciblées : (a) le banc de la Petite Sole (b) le banc de La Chapelle, (c) la talus nord de la Galice (d) la marge armoricaine, (e) le mont sous-marins du banc de Galice et (f) le talus de La Coruña. Les vecteurs représentent le flux de la grille à 500 m , l'intensité maximum visible sur (b) est de 8000 $W.m^{-1}$.

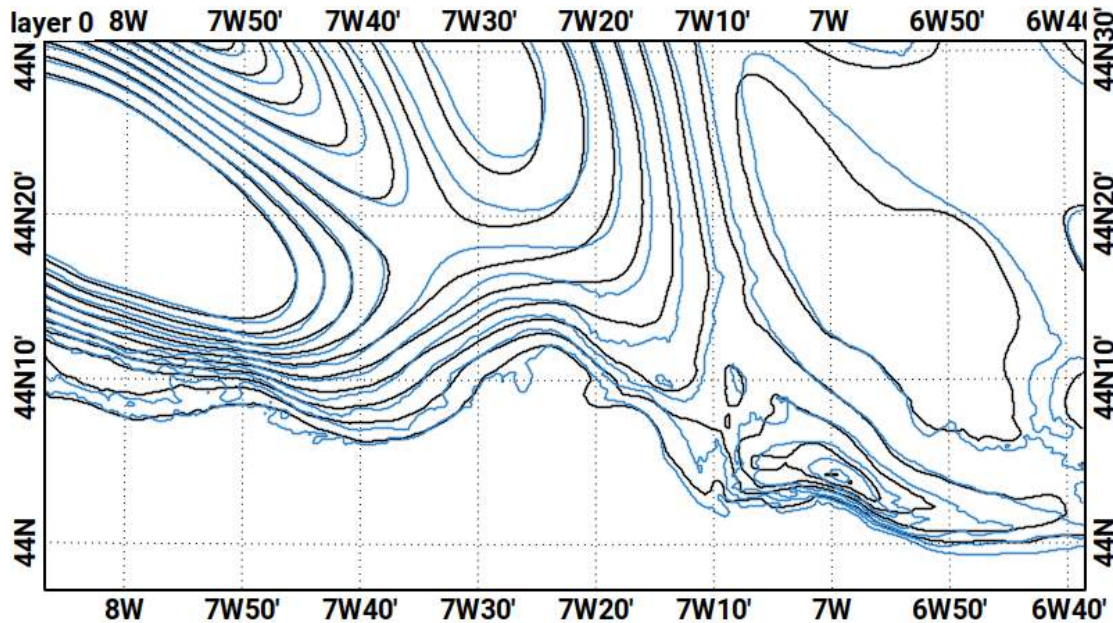


FIGURE 3.25 – Isolignes de la somme des flux d'énergie intégrés sur la verticale des trois composantes semi-diurnes M2, S2 et N2 pour les grilles (noir) à 1000 m et (bleu) à 500 m . Les isolignes sont tracées de 0 à 10000 $W.m^{-1}$ tous les 1000 $W.m^{-1}$.

du cœur du méandre arrivant sur le talus, décalé de vers l'est ($<0.1^\circ$) sur la grille à 500 m (Fig. 3.25). Vu l'importance des flux dans cette zone, même un léger décalage peut avoir un grand impact sur la différence des flux.

Sur la marge armoricaine (Fig. 3.24d), la génération de marée interne est légèrement sous-estimée.

Sur le banc de Galice (Fig. 3.24e), les flux sont globalement sur-estimés sauf sur la façade ouest où les flux sont sous-estimés. Comme les flux de cette zone correspondent aux flux générés dans le Golfe de Gascogne et non pas par la génération locale de marée interne, une sur-estimation de ces flux peut correspondre à une sous-estimation de la génération locale de marée interne. Cela concorde avec la façade ouest où la génération est moins altérée par les flux provenant du Golfe de Gascogne et indiquant une sous-estimation de la génération de marée interne.

Sur le talus de La Coruña (Fig. 3.24f), le flux vers le nord-est est sur-estimé par rapport au flux vers le sud-ouest qui est sous-estimé. Cela signifie que la répartition de l'énergie de génération de la marée interne est mal répartie de part et d'autre de la génération.

Tous ces constats montrent que le bilan énergétique de la marée interne sur les zones de génération change avec la résolution horizontale. Niwa and Hibiya (2014) faisaient déjà ce constat en faisant varier la résolution de simulations globales. Ils ont montré que le terme de conversion du barotrope vers le barocline augmente avec une meilleure résolution entre $1/5^\circ$ ($\sim 19 km$) et $1/15^\circ$ ($\sim 6 km$). Notre approche régionale est très différente de leur approche globale et nous permet de différencier l'impact sur chaque zone de génération. Ainsi, l'augmentation de résolution entre 1 km et 500 m augmente le terme de conversion vers le barocline pour certain site de génération mais surtout modifie le rapport entre l'énergie de la marée interne qui se propage sur le plateau continental et dans la plaine abyssale.

Variables d'état

L'impact de la résolution est aussi constaté sur les champs de surface des déplacements verticaux et des vitesses. La zone de la Galice est d'abord utilisée pour observer les différences

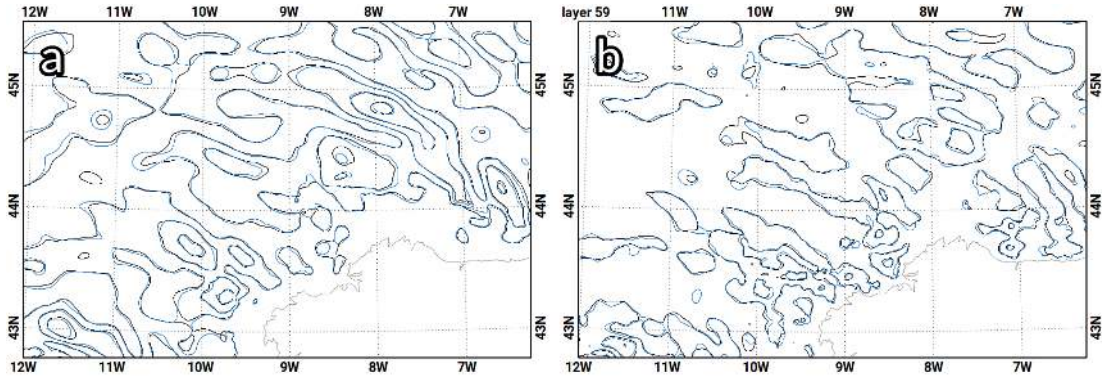


FIGURE 3.26 – Isolignes de l’amplitude (a) des déplacements verticaux et (b) de la norme de la vitesse en surface de l’harmonique M2 pour une grille à (noir) à 1000 m et (bleu) à 500 m . Les isolignes des déplacements verticaux sont tracées tous les centimètres et les isolignes de la norme de la vitesse sont tracées tous les 0.1 $m.s^{-1}$.

spatiales des variables états. Cette zone étant soumise à l’influence de nombreux sites de génération différentes, c’est une zone particulièrement indiquée pour observer la sensibilité de la marée interne. D’après les isolignes de l’amplitude de ces deux variables d’état (Fig. 3.26), les structures de la marée interne restent inchangées entre les deux résolutions.

Pour approfondir la comparaison, une section est réalisée au niveau de la propagation de la marge armoricaine. D’après le bilan énergétique (3.24d), la génération de marée interne est plus importante sur la grille à 500 m que sur la grille à 1000 m dans cette zone. Avec une génération de marée interne supérieure, l’amplitude des variables d’état devrait l’être également. La figure 3.27 illustre l’amplitude et la phase des variables d’état le long de la propagation de la marge armoricaine. L’amplitude des variables d’état est effectivement plus importante autour de la zone de génération, mais cela s’inverse après environ 100 km en direction de la plaine abyssale. Néanmoins, les phases sont quasiment identiques et les structures de la marée interne sont similaires pour les deux résolutions. La différence d’élévation est de 4 mm maximum, ce qui est bien en deçà de la précision des altimètres.

Résumé

L’augmentation de résolution modifie l’intensité de la génération de la marée interne ainsi que la répartition de cette génération entre le plateau et la plaine abyssale. Cependant, cela ne modifie pas les structures de la marée interne simulées. Même si une résolution de 500 m permet, à priori, une meilleure quantification de la génération de la marée interne, une résolution à 1000 m est déjà suffisante pour la compréhension de celle-ci sur le domaine. La propagation de la marée interne pourrait être grandement affectée si une meilleure résolution permettait de résoudre un nouveau site de génération majeur. Dans l’étude globale de Niwa and Hibiya (2014), c’est sûrement ce qui cause l’augmentation exponentielle du terme de conversion avec la résolution. Dans le cas de nos deux résolutions, les sites de générations majeurs restent les mêmes, induisant une propagation de la marée interne très similaire. Ainsi, il semblerait que la tendance exponentielle proposée par Niwa and Hibiya (2014) arrive à un plateau pour une résolution inférieure au kilomètre mais cela reste à confirmer en reprenant une méthodologie identique et en essayant avec une résolution à 250 m .

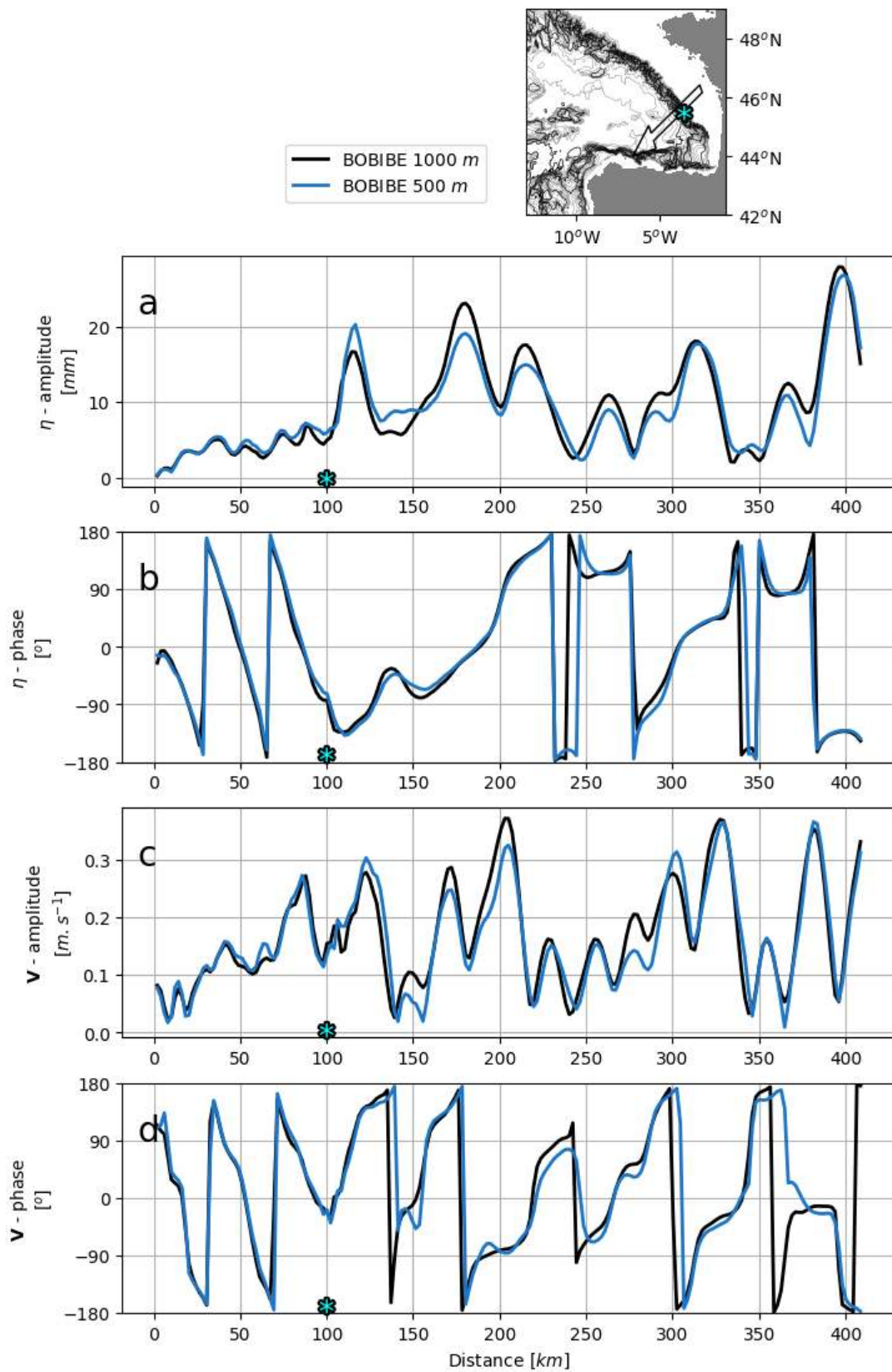


FIGURE 3.27 – Somme des modes barocline de l’harmonique M2 pour (a) les déplacements verticaux et (b) la norme de la vitesse en surface le long de la propagation de la marge armoricaine. Les valeurs de la grille à 1000 m sont représentées en noir et ceux de la grille à 500 m en bleu. La croix rouge indique la zone de génération de la marée interne.

3.3.3 Variabilité saisonnière

La variabilité saisonnière est étudiée sur la base de six profils de densité, caractéristiques de l'année 2018 : Hiver, Hiver-doux, Printemps, Été, Été-indien et Automne (les majuscules sont conservées pour faire la différence entre le nom des stratifications et les saisons). L'étude de l'évolution saisonnière de la marée interne est principalement motivée par les observations altimétriques de SWOT. Ainsi, l'élévation de la surface est le paramètre principal qui sera étudié.

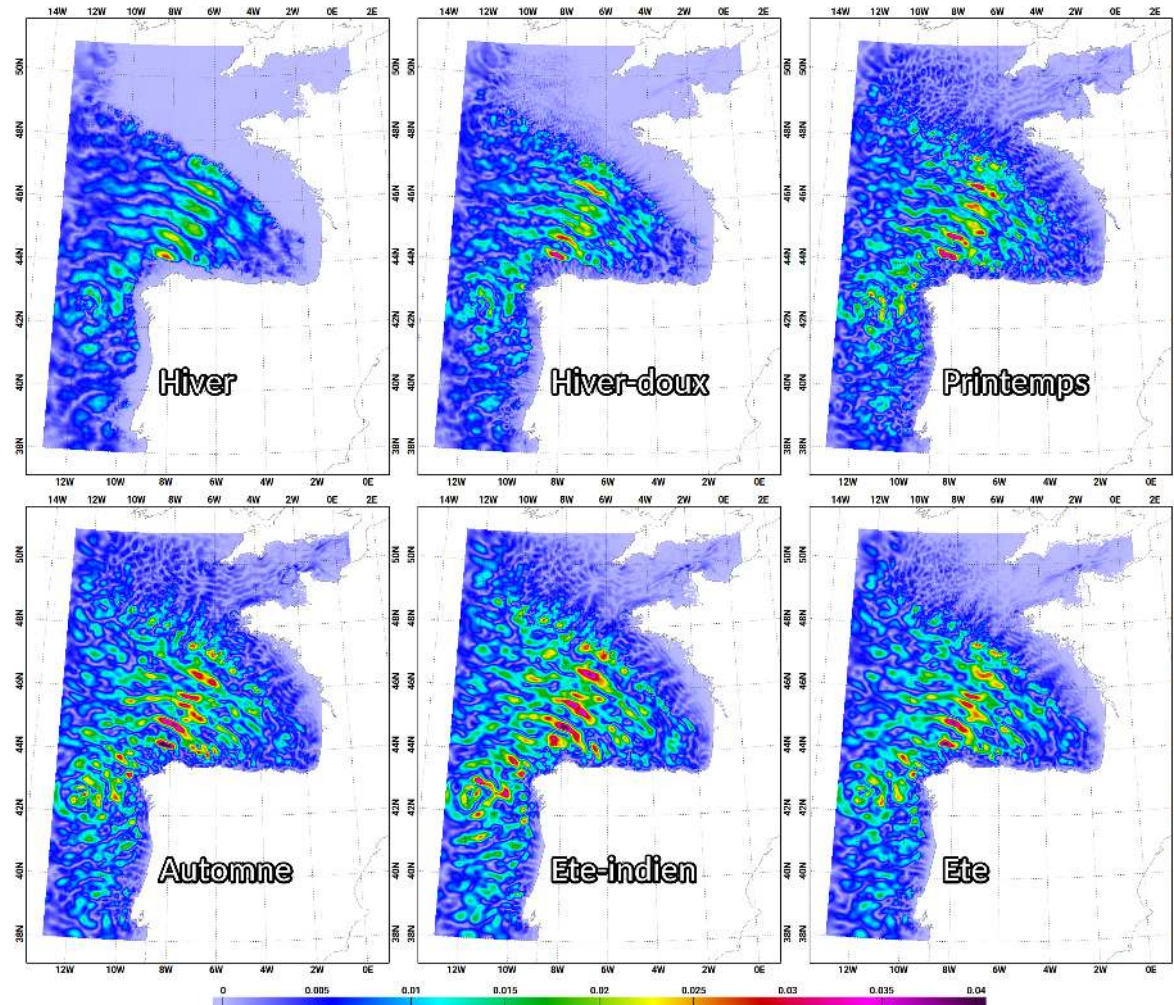


FIGURE 3.28 – Amplitude des déplacements verticaux en surface (en m) de l’harmonique M2 pour la somme des modes baroclines selon les 6 stratifications étudiées.

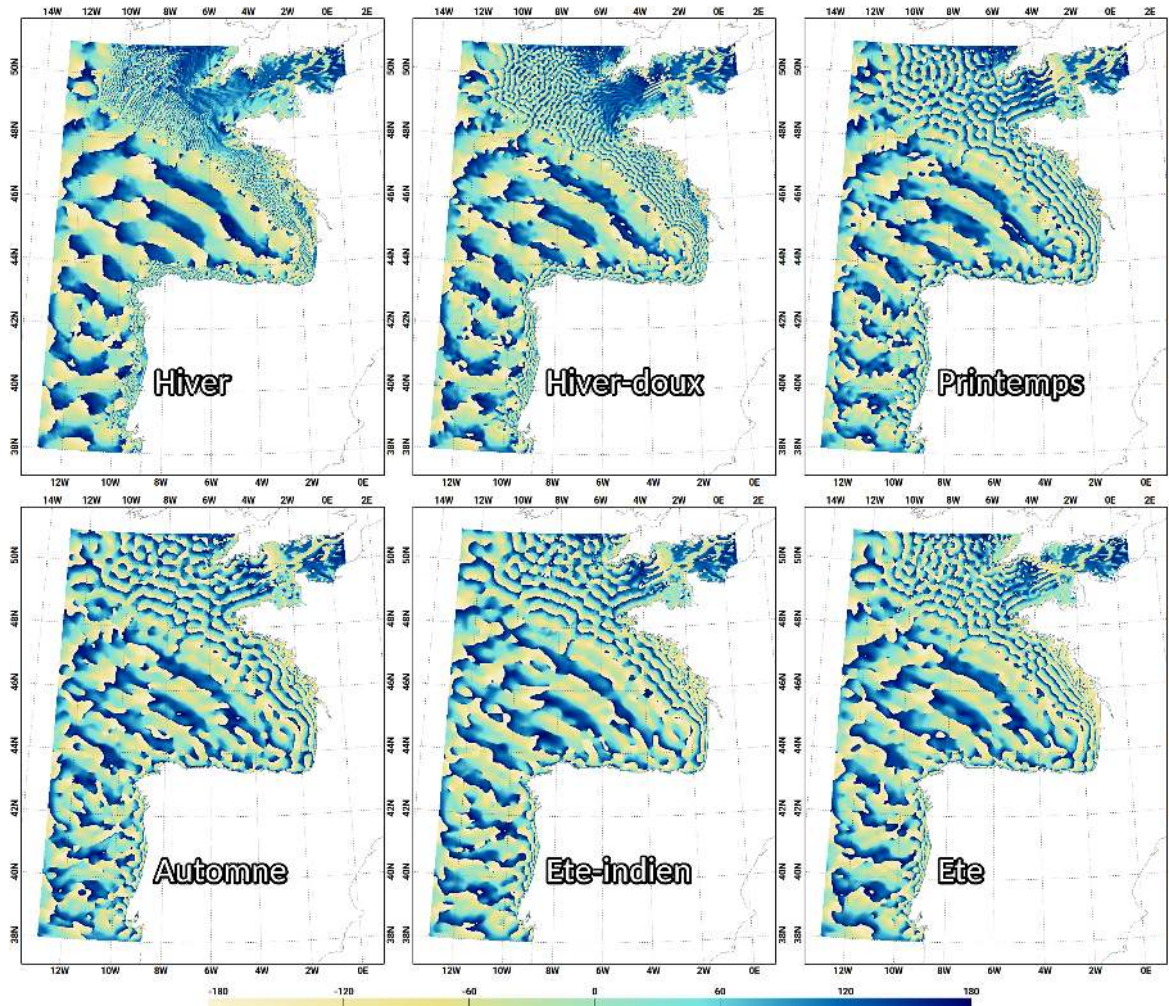


FIGURE 3.29 – Retard de phase des déplacements verticaux en surface (en degrés) de l’harmonique M2 pour la somme des modes baroclines selon les 6 stratifications étudiées.

La figure 3.28 illustre l'amplitude et la figure 3.29 la phase de l'élévation de surface pour les six stratifications. Nous pouvons noter deux différences principales. La première concerne la propagation sur le plateau qui ne se produit qu'à partir de la stratification Printemps. La stratification Hiver est nulle entre la surface et 200 *m*, la marée interne ne peut donc pas se propager sur le plateau. La stratification Hiver-doux possède, elle, une légère stratification entre la surface et 200 *m*. Mais cette légère stratification génère une marée interne peu énergétique qui est rapidement dissipée sur le plateau. On remarque d'ailleurs de faibles amplitudes le long du talus nord. Les autres stratifications permettent une génération suffisante pour propager la marée interne sur le plateau, s'illustrant avec une phase bien plus structurée. À noter que les phases sur le plateau pour les stratifications Printemps et Été semblent montrer des longueurs d'onde plus courtes que pour les stratifications Été-indien et Automne. Cette différence indiquerait une plus grande amplitude des modes 3 et supérieurs pour ces stratifications.

La seconde différence se porte sur la complexité de l'amplitude et de la phase sur la plaine abyssale. Alors que les structures de marée interne pour la stratification Hiver sont plutôt simples et sont proches des structures du premier mode barocline (Fig. 3.19). La signature de surface des autres stratifications est beaucoup plus complexe.

Ces deux remarques vont dans le même sens que les conclusions de Barbot et al. (2021, chapitre 2) à partir des simulations idéalisées :

- l'amplitude des modes verticaux supérieurs à 1 augmente avec l'intensité de la stratification en surface
- l'amplitude du mode 1 augmente avec la profondeur de la pycnocline au détriment de l'amplitude du mode 2
- les longueurs d'onde des modes verticaux 1 et 2 augmentent avec la profondeur de la pycnocline

Ainsi, l'étude préliminaire avec l'utilisation de simulations idéalisées facilite la compréhension de la complexité de la marée interne en trois dimensions.

Dans un premier temps, les modes verticaux baroclines sont présentés pour tous les cas de stratification. Les modes verticaux étant construits sur la base de la stratification et de la profondeur, ils sont communs à toutes les harmoniques de marée et permettent de décrire l'impact général de la stratification sur la répartition verticale de l'énergie de la marée interne. Cette approche met en évidence que le mode 1 n'est que très peu, voire pas, affecté par la variabilité de la stratification (Fig. 3.30b,c). Le mode 1 se construit sur la stratification la plus profonde. Dans le Golfe de Gascogne une pycnocline est présente à 1000 *m* de profondeur et est constant sur l'année, expliquant pourquoi le mode 1 n'est pas affecté par la saisonnalité.

Le mode 2 pour η et w est légèrement affecté par la saisonnalité avec la stratification Été-indien plus forte en surface (Fig. 3.30b). Pour u , v et p , l'impact de la stratification est plus net en surface (Fig. 3.30c) avec des coefficients modaux plus importants lorsque la densité de surface est faible et la pycnocline de sub-surface est profonde : Hiver, Hiver-doux, Printemps, Automne, Été et Été-indien.

Le mode 3 pour η et w montre des coefficients modaux plus importants pour Printemps, Été puis Automne (Fig. 3.30b). Printemps et Été sont caractérisés par une forte stratification en surface (Fig. 3.30a), ce qui pourrait expliquer pourquoi le mode 3 est plus important pour ces saisons. Par contre Automne a une stratification de surface quasi-nulle et est caractérisé par une pycnocline de sub-surface à 70 *m*. Pour u , v et p , la différence des coefficients modaux entre les stratifications est plus nette : Printemps et Été ont les coefficients plus élevés et Été-indien et Automne ont des coefficients similaires. Les structures verticales des modes pour η et w ne semblent pas complètement adaptées à la surface car tous les modes y sont imposés à zéro (structurellement) ce qui réduit le contraste entre les stratifications.

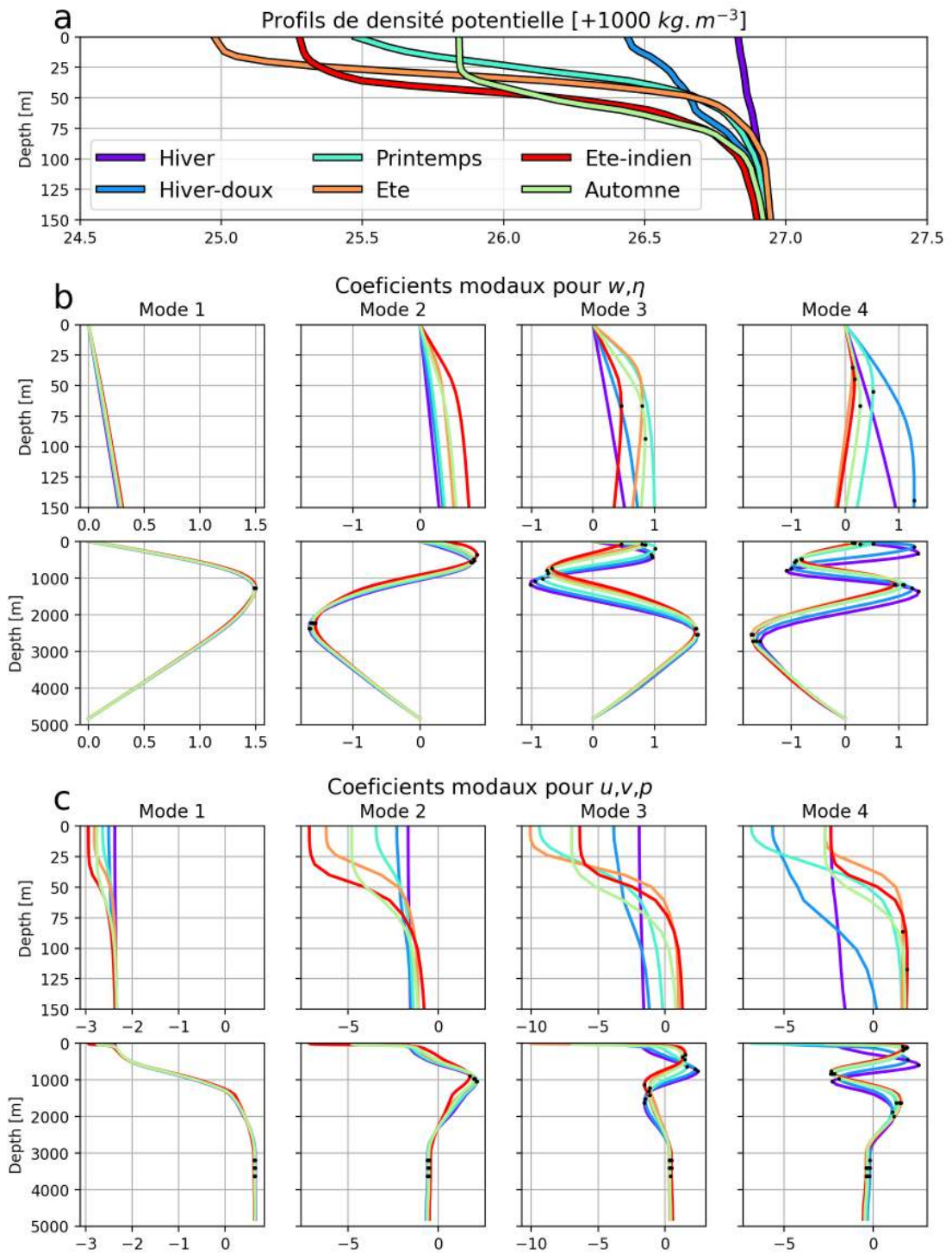


FIGURE 3.30 – (a) Profils de densité et structures verticales des modes barocline de 1 à 4 pour (b) les modes du déplacement vertical des couches η et la vitesse verticale w ainsi que pour (c) les modes de la pression p et la vitesse horizontale u, v . Les points noirs indiquent la position des maximums locaux le long de la structure verticale des modes.

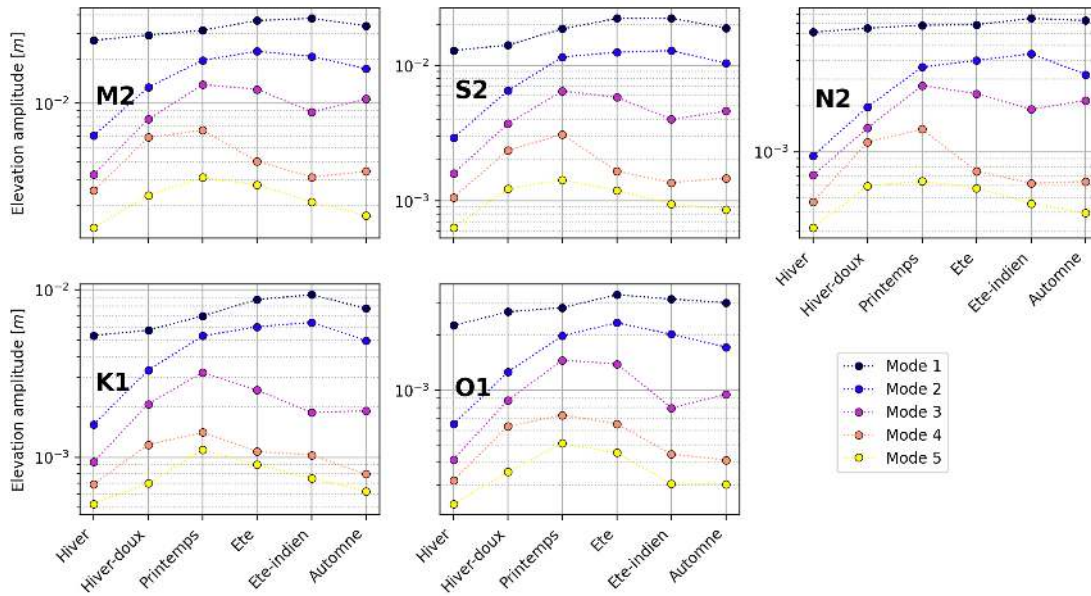


FIGURE 3.31 – Amplitudes maximum des déplacements verticaux en surface (en m) proche du site de génération du banc de La Chapelle. Le maximum d’amplitude correspond au 99.99% percentile sur l’ensemble du domaine. L’amplitude est détaillée selon les 5 premiers modes verticaux baroclines (couleurs), les 6 stratifications (axe des abscisses) et les 5 harmoniques de marée (panels).

Le mode 4 est très faible pour la majorité des stratifications à l’exception de Hiver-doux et Printemps. Cela correspond à l’impact de la stratification la plus proche de la surface, uniquement en place dans ces deux stratifications.

Ces constats sont en accord avec les résultats de Barbot et al. (2021), présentés dans le chapitre 2. Dans un second temps, l’évolution des caractéristiques de la marée interne est représentée pour toutes les harmoniques de marée à travers l’amplitude des déplacements verticaux de surface. Pour considérer l’amplitude liée à la génération de marée interne, le maximum de l’amplitude est étudié plutôt que sa moyenne. Le maximum est calculé comme le 99.99 percentile des valeurs sur l’ensemble du domaine afin d’éviter les valeurs extrêmes. Cette méthode permet d’avoir une vision d’ensemble de la variabilité saisonnière de la marée interne pour toutes les harmoniques de marée et indépendamment des zones de génération.

Les amplitudes des cinq premiers modes verticaux baroclines sont illustrées dans la figure 3.31. Une tendance décrite par la structure verticale des modes se retrouve sur l’amplitude des déplacements de surface. Les modes 2, 3 et 4 sont les plus affectés par la variabilité de la stratification. Entre Hiver et Printemps, ces modes augmentent tous en amplitude, puis pendant Été et Été-indien, l’amplitude diminue pour les modes 3 et 4. Cette dynamique saisonnière des modes verticaux en surface est similaire aux résultats Barbot et al. (2021), présentés dans le chapitre 2. Les simulations idéalisées COMODO, utilisées alors, n’ont pas des amplitudes réalistes car le forçage de la marée barotrope était fixé arbitrairement. Les simulations BOBIBE montrent une amplitude de l’élévation de surface avec 1 cm de moins que les simulations COMODO pour les modes 1 et 2. La variabilité saisonnière du mode 1 est plus importante et celle du mode 2 légèrement moins importante dans les simulations BOBIBE que COMODO. Les modes 3, 4 et 5 sont, eux, identiques entre les simulations BOBIBE et COMODO.

Les harmoniques de marée M2, S2, N2 et K1 montrent des amplitudes de l’ordre du centimètre au moins une fois au cours de l’année et sont donc toutes les quatre à considérer pour l’étude de la marée interne dans le Golfe de Gascogne (Fig. 3.31). À noter que l’amplitude maxi-

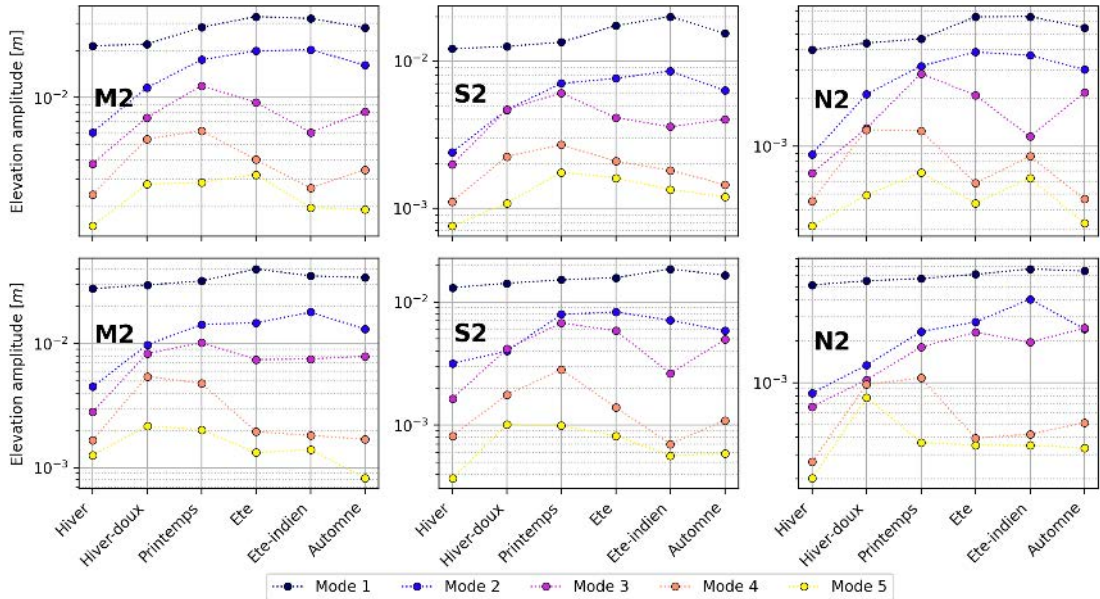


FIGURE 3.32 – Amplitude des déplacements verticaux en surface (en m) proche des sites de génération (en haut) du banc de La Chapelle (en $6.91^{\circ}W-47.31^{\circ}N$) et (en bas) du talus de Galice (en $8.06^{\circ}W-44.24^{\circ}N$). L’amplitude est détaillée selon les 5 premiers modes verticaux baroclines (couleurs), les 6 stratifications (axe des abscisses) et les 3 harmoniques de marée semi-diurnes (panels).

Le maximum de $K1$ est supérieure à l’amplitude maximum de $N2$. Comme vu précédemment, la marée interne de $K1$ forme des ondes de Kelvin piégées sur les structures topographiques (Fig. 3.13), à la différence de $N2$ donc la propagation est proche de celle de $M2$ (Fig. 3.12). Le fait que le maximum d’amplitude de $K1$ soit supérieur à celui de $N2$ n’est donc valable que pour les zones de génération de marée interne de $K1$. Ainsi, $K1$ ne doit pas être négligé lorsqu’il s’agit d’étudier des zones de génération où cette harmonie s’exprime, comme au niveau du banc de Galice.

La variabilité saisonnière est maintenant détaillée pour chaque zone de génération. Ici, l’amplitude en un même point est utilisée pour tous cas de stratification. Ce point est choisi comme étant le point où l’amplitude de la marée interne est la plus forte et le plus près de la zone de génération considérée. La figure 3.32 illustre la variabilité saisonnière du banc de La Chapelle ($6.91^{\circ}W-47.31^{\circ}N$) et du talus de Galice ($8.06^{\circ}W-44.24^{\circ}N$). On retrouve la tendance décrite mais certaines spécificités différencient les deux sites. Le banc de La Chapelle montre une variabilité du mode 1 plus importante que sur le talus de Galice, traduisant une plus grande variabilité totale. Le cas de stratification Été-indien est celui qui différencie le plus les deux zones de génération pour les modes 2, 3 et 4. Pour $M2$ et $N2$, le mode 3 est aussi important pour Été-indien que pour Été et Automne sur le talus de Galice alors qu’il est minimum sur le banc de La Chapelle. À l’inverse, pour $S2$, le mode 3 est stable pendant Été-indien sur le banc de La Chapelle alors qu’il est minimum sur le talus de Galice.

Le banc de Galice est une zone de génération particulière car sa topographie permet une génération de marée interne pour les harmoniques diurnes. En représentant les amplitudes des déplacements verticaux de surface (Fig. 3.33), on remarque que $K1$ est aussi importante que $S2$ et que $O1$ est comparable à $N2$. Cette zone est donc bien responsable des amplitudes maximales comparables entre $N2$ et $K1$ observées dans la figure 3.31. La propagation de marée interne liée aux harmoniques diurnes se limitant au mont sous-marin, ces harmoniques peuvent être négligées dans les corrections altimétriques. Cependant, l’intensité de génération de marée interne des harmoniques diurnes ne peut, elle, pas être négligée. Ce résultat peut avoir de l’importance pour

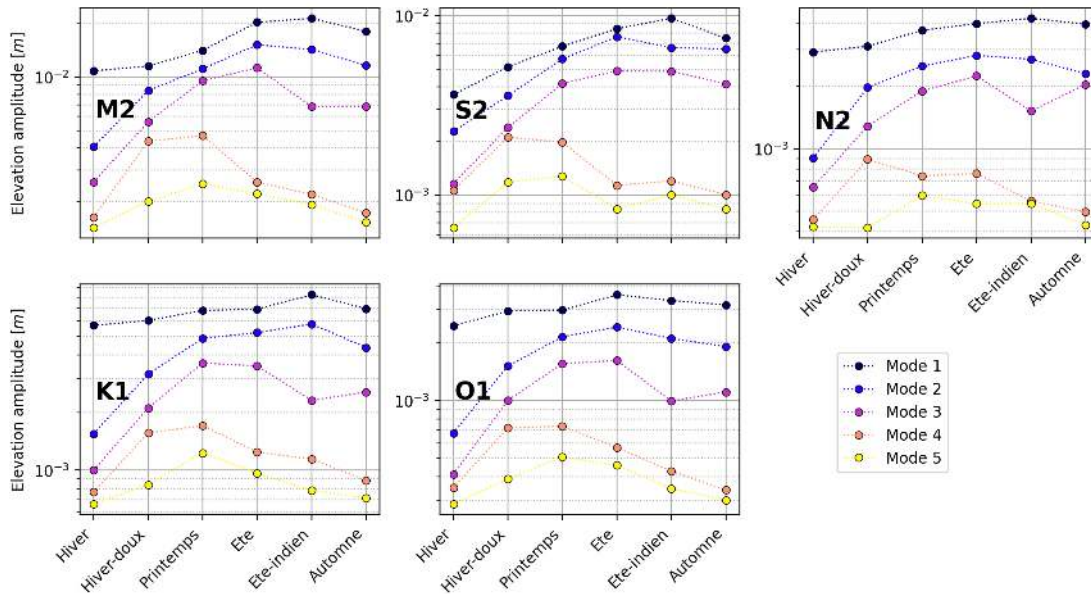


FIGURE 3.33 – Amplitude des déplacements verticaux en surface (en m) proche du site de génération du banc de Galice (en $12.12^{\circ}W-42.77^{\circ}N$). L'amplitude est détaillée selon les 5 premiers modes verticaux baroclines (couleurs), les 6 stratifications (axe des abscisses) et les 5 harmoniques de marées (panels).

la compréhension de la cascade d'énergie entre les phénomènes de grande échelle et de petite échelle. La génération de marée interne consomme l'énergie provenant de la marée barotrope, donc l'intensité de la marée barotrope diminue au niveau des sites de génération de marée interne. Omettre la génération selon les harmoniques diurnes entraîne alors une sur-estimation de la marée barotrope. Cette remarque est aussi valable pour l'étude de la remise en suspension des sédiments par la marée interne où les harmoniques diurnes peuvent participer à la friction au fond (*cf.* chapitre 5). Or, l'atlas de marée interne HRET V8.1 (Zaron, 2019) ne fait pourtant pas état d'une marée interne selon K1 au niveau du banc de Galice car celui-ci est basée sur le signal harmonique de la marée interne le long des traces altimétriques. Signal qui est, effectivement, inexistant pour la marée interne diurne au-delà de la latitude critique vu que celle-ci ne se propage pas.

3.4 Conclusions

Les différentes expériences de modélisation semi-réaliste de la marée interne dans le Golfe de Gascogne nous ont permis de préciser la géométrie que la marée interne dans le bassin, sa dépendance à la résolution ainsi que sa saisonnalité. Si le gain de résolution entre une grille $1000\ m$ et une grille à $500\ m$ permet de mieux décrire la génération de la marée interne et la répartition de l'énergie entre la propagation sur le plateau continental et celle dans la plaine abyssale, la propagation générale de la marée interne n'est pas significativement affectée. Le banc de La Chapelle est la zone de génération principale avec un flux d'énergie associé très important. Mais la zone du talus continental au nord de la Galice est la zone du Golfe de Gascogne qui possède les plus grandes amplitudes et les flux les plus forts. La marée interne de cette zone regroupe les ondes internes de marée provenant du banc de La Chapelle, celles d'une génération locale et celles d'une potentielle réflexion sur le talus expliquant des valeurs extrêmes. Cette multitude d'ondes internes de marée, se propageant dans des sens différents avec des retards de phase différents, pourraient expliquer à la fois les fortes amplitudes mais aussi les méandres que

forment les flux d'énergies.

Ces expériences de modélisations ont été construites afin de remplacer une modélisation spectrale 3D comme T-UGOm aurait pu le faire sans les contraintes de dimensionnement numériques. Ce choix nous oblige à travailler à partir des champs complexes issus de l'analyse harmonique, facilitant la manipulation des simulations mais ne permettant pas de suivre l'installation du régime de marée interne sur le bassin. Cette phase de spin-up permettrait de mieux séparer la participation des différentes zones de génération aux fortes amplitudes proche de la Galice, et de vérifier la réflexion des ondes internes provenant du banc de La Chapelle. Cela permettrait également de suivre l'évolution de la forme des flux d'énergie en les calculant pour chaque période de marée et alors vérifier l'apparition des méandres et filaments. Ainsi une nouvelle expérience de modélisation pourrait être réalisée en sauvegardant les variables d'états pendant la phase de spin-up, toutes les 30 *min* ou toutes les heures. Pour faciliter le traitement, seule l'harmonique M2 pourrait-être utilisée car c'est le signal dominant et comporte les structures en méandres et filaments à expliquer.

La saisonnalité de la marée interne due à la stratification dans le Golfe de Gascogne change l'amplitude des différents modes verticaux générés et donc les échelles spatiales représentés dans la propagation de la marée interne. La signature de surface de la marée interne évolue alors avec les différents modes verticaux représentés. En hiver, seul le mode 1 est présent. Au printemps, le mode 4 s'ajoute d'abord, suivi du mode 3. En été, les modes 1 et 2 dominent avec des amplitudes quasi-comparables et le mode 3 est très élevé. En automne, l'amplitude de tous les modes baisse conjointement.

Ces conclusions confirment les résultats de Barbot et al. (2021, chapitre 2) en précisant les amplitudes de chaque modes et en montrant que le mode 1 est plus sensible à la saisonnalité que ce que nous pensions. La géométrie de la propagation de la marée interne est, elle, conservée pour toutes les stratifications testées. Ainsi, le découpage saisonnier des séries altimétriques serait envisageable pour essayer d'obtenir le signal saisonnier de la marée interne à partir d'observations en plus de nouvelles simulations qui inclurait une circulation idéalisée ou réaliste.

Chapitre 4

Données altimétriques

Sommaire

4.1	Méthode d'analyse	93
4.1.1	Description des données	93
4.1.2	Séparation de la marée barotrope et barocline	95
4.1.3	Découpages saisonniers	98
4.2	Marée interne saisonnière	104
4.3	Conclusion et perspectives	112

Avec l'objectif initial d'utiliser les données altimétriques pour une assimilation dans des simulations spectrales 3D, les séries temporelles d'élévation de la surface de l'océan (SSH - *Sea Surface Height*) ont été traitées sur la période altimétrique complète puis sur différentes saisons. Cette démarche a d'abord pour but de tester les limites des méthodes d'analyse harmonique pour extraire un signal saisonnier de la marée interne à partir de séries temporelles saisonnières. Ensuite, comme les simulations BOBIBE ne sont pas soumises à l'effet de la circulation océanique, les résultats de l'altimétrie ne peuvent, pour l'instant, pas être utilisés pour une assimilation dans ces simulations car leurs contenus physiques sont différents. Nous proposons donc de faire une simple comparaison dans le but d'évaluer la validité des simulations BOBIBE par rapport à l'altimétrie tout en vérifiant si l'altimétrie montre les mêmes évolutions saisonnières que les simulations. Cette étude est réalisée pour la zone du Golfe de Gascogne, sur laquelle le modèle BOBIBE est défini.

Une première analyse est d'abord détaillée pour la marée interne stationnaire, sans découpage saisonnier de la série temporelle altimétrique. Dans le cas de la marée stationnaire, les résultats peuvent être comparés à la cartographie de la marée interne HRET V8.1 réalisée par Zaron (2019) pour la partie barocline et au modèle global FES2014 (Lyard et al., 2021) pour la partie barotrope. Ces références permettent de déterminer le meilleur filtrage à appliquer pour la séparation entre les parties barotrope et barocline. Finalement le filtrage choisi sera utilisé pour produire le signal de marée interne selon deux découpages saisonniers différents.

4.1 Méthode d'analyse

4.1.1 Description des données

10 traces altimétriques de l'orbite de référence T/P-Jason sont identifiées sur le Golfe de Gascogne (Fig. 4.1). Une série temporelle de SLA (*Sea Level Anomaly*) - anomalie du niveau de la

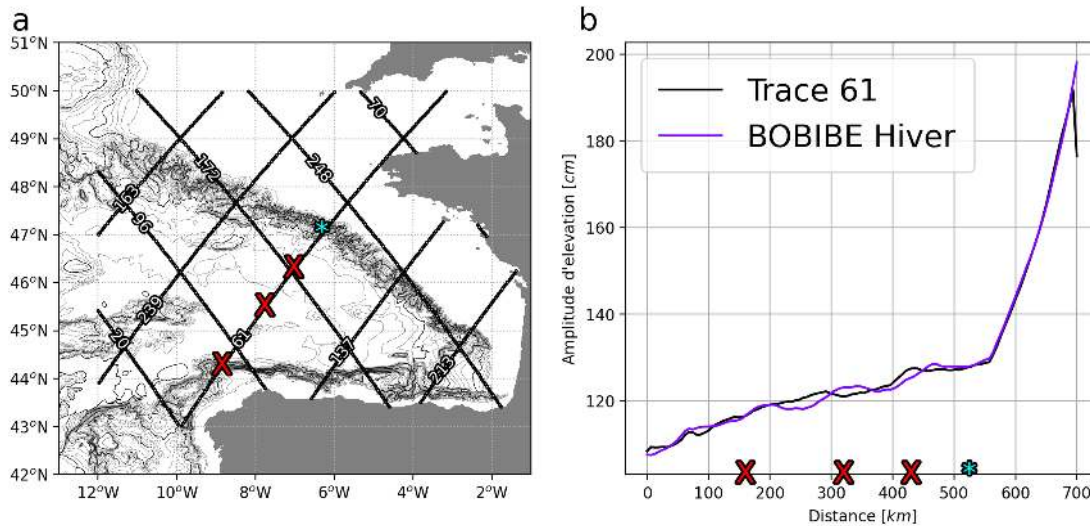


FIGURE 4.1 – (a) Traces altimétriques des séries Topex/Poseidon et Jason-1,2,3 sur le Golfe de Gascogne. (b) Amplitude de la marée M2 le long de la trace 61. Les points sur les traces indiquent les points de mesures pour un échantillonnage à 1 Hz . Les contours noirs représentent la bathymétrie. Les croix rouges indiquent la localisation des zones d'intérêt pour étudier l'efficacité du filtrage. L'étoile cyan indique la localisation de la zone de génération de la marée interne.

mer) est reconstituée en chaque point de ces traces en utilisant la mission Topex/Poseidon (TP) puis les missions Jason 1, 2 et 3 (J1, J2, J3). La série temporelle rassemble ainsi des données du 1^{er} Janvier 1993 au 5 Janvier 2020 avec un pas de temps d'environ 9.9156 jours qui correspond à la répétitivité de l'orbite T/P-Jason. La SLA altimétrique le long de chaque trace est définies par la formule suivante :

$$\text{SLA} = \text{orbite} - \text{range} - \text{corrections instrumentales} - \text{corrections géophysiques} - \text{profils moyens} \quad (4.1)$$

avec l'orbite qui est l'altitude depuis l'ellipsoïde de référence et le range, la distance entre le satellite et la surface de la mer. Les corrections instrumentales comprennent la correction de la troposphère humide, la correction de la troposphère sèche, la correction ionosphérique et la correction du biais de l'état de la mer. Les corrections géophysiques comprennent la correction atmosphérique dynamique (DAC) et les corrections de marée, y compris la marée géocentrique (avec FES2014b, Lyard et al., 2021), la marée terrestre, la marée polaire. Les profils moyens correspondent à l'élévation moyenne sur la série temporelle en 1993 et 2018 en chaque point de mesure qui est recalé sur un positionnement de référence. La base de données altimétriques de référence utilisée est la base de données de CLS/CNES mise à jour avec les dernières versions des différentes corrections et utilisée dans le cadre du projet FES2022.

L'analyse harmonique de la série temporelle permet d'obtenir l'amplitude et le retard de phase de la marée totale (barotrope et barocline) pour 10 harmoniques (M2, S2, N2, K2, 2N2, K1, O1, Q1, Mf et M4). Comme expliqué dans la section 1.2.4, les fréquences de ces harmoniques sont aliasées et nécessitent une longue série temporelle pour être séparées. Généralement, la séparation entre deux harmoniques de marée est évaluée selon le critère de Rayleigh (Cherniawsky et al., 2001). Cette évaluation est donc faite pour chaque paire des harmoniques à extraire. Numériquement, cela revient à sélectionner les paires d'harmoniques dont le coefficient de corrélation est inférieur à 0.3 (Cherniawsky et al., 2001, figure 5). Alors que le critère de Rayleigh qui n'est valable que pour des séries temporelle continue, le coefficient de corrélation est facilement calculable pour tout type de série temporelle, même celles discontinues comme

pour les découpages saisonniers. Cette méthode a été développée pour les mesures altimétriques aux hautes latitudes dont les séries temporelles sont irrégulières à cause de la couverture de la glace saisonnière (Lyard et al., 2021). Ainsi, pour la suite de l'étude, l'évaluation de la séparation des 10 harmoniques de marée (M2, S2, N2, K2, 2N2, K1, O1, Q1, Mf et M4) sera faite à partir de la valeur du coefficient de corrélation. Dans le cas où la valeur du coefficient de corrélation est supérieur à 0.3, l'harmonique secondaire est exclue du spectre de l'analyse harmonique et est estimée à partir de l'admittance des harmoniques calculées, si une relation d'admittance est disponible. Cette méthode diminue de façon très significative les erreurs de l'analyse harmonique, par rapport à l'estimation selon la méthode de Carrère et al. (2004).

4.1.2 Séparation de la marée barotrope et barocline

La marée barocline est séparée de la marée totale en distinguant les grandes longueurs d'onde de la marée barotrope des petites longueurs d'onde de la marée barocline, grâce à l'utilisation d'un filtre passe-bas. Pour que ce filtrage permette d'extraire la marée barocline, il faut que le signal extrait aux grandes longueurs d'ondes soit le plus proche possible de la marée barotrope. Cette méthode fonctionne très bien sur un fond plat car les échelles spatiales de la marée (tant barotrope que barocline) sont stables. Cependant, au niveau du talus continental, les échelles de la marée barotrope sont plus courtes et peuvent s'apparenter à celles de la marée barocline dans le filtrage.

Plusieurs méthodes de filtrage sont donc testées le long d'une trace. La trace 61 (Fig. 4.1) est celle qui est la plus indiquée pour l'étude de la marée interne dans la zone car elle est quasiment alignée sur la propagation de la marée interne générée sur le Banc de La Chapelle jusqu'à la Galice. Comme nous nous trouvons dans le domaine spectral, le filtrage s'applique aux valeurs complexes à travers les parties réelles et imaginaires de chaque harmonique le long de la trace. Pour avoir une comparaison plus précise des différents filtrages, les résultats sont présentés selon les parties réelles et imaginaires plutôt que selon les amplitudes et les phases.

Les différents filtres passe-bas sont comparés aux valeurs de la marée barotrope de référence : l'atlas de marée FES2014b, la marée barotrope de la simulation BOBIBE Hiver (la plus proche du signal stationnaire ; BOBIBE BT) et les données FES2022-alti (Fig. 4.2). L'atlas FES2014b est produit par un modèle de marée avec une assimilation des données altimétriques (Lyard et al., 2021). Les données de FES2022-alti présentées ici correspondent à la marée barotrope issue des données altimétriques pour l'assimilation de données dans l'atlas FES2022 en cours de construction (L. Carrere, communication personnelle).

Ces données sont calculées à partir des harmoniques de marée de la SLA dont la correction de marée barotrope est préalablement retirée. Le signal de la marée interne est corrigé de ces harmoniques avec l'atlas HRET V8.1 (Zaron, 2019). Les courtes longueurs d'onde résiduelles sont ensuite lissées en utilisant un filtre Lanczos (Lanczos and Teichmann, 1957). Ce type de filtre associe une fonction *sinc* à chaque point sur une certaine fenêtre, ce qui permet de fixer une longueur d'onde de filtrage différente pour chaque point. Les longueurs d'onde prescrites pour ce filtrage correspondent aux longueurs d'onde de la marée interne estimée pour l'atlas FES2014b divisées par deux (Fig. 4.2), soit entre 15 km et 90 km sur le bassin en fonction de la profondeur. La taille de la fenêtre correspond à 4 fois la longueur d'onde filtrée. Pour éviter un filtrage déformé au niveau des fortes variations d'amplitude, le filtre est rompu en ces points. Cette méthodologie de filtrage est appelée CLS-Lanczos par la suite. Ces données de marée barotrope FES2022-alti ont été calculées lors du traitement global des données altimétriques dans le cadre du projet FES2022 (L. Carrere, communication personnelle).

La portion de la trace 61 située sur le Golfe de Gascogne, ainsi que la trace correspondante extraite de la simulation BOBIBE hiver, sont aussi filtrées pour séparer les parties barotropes

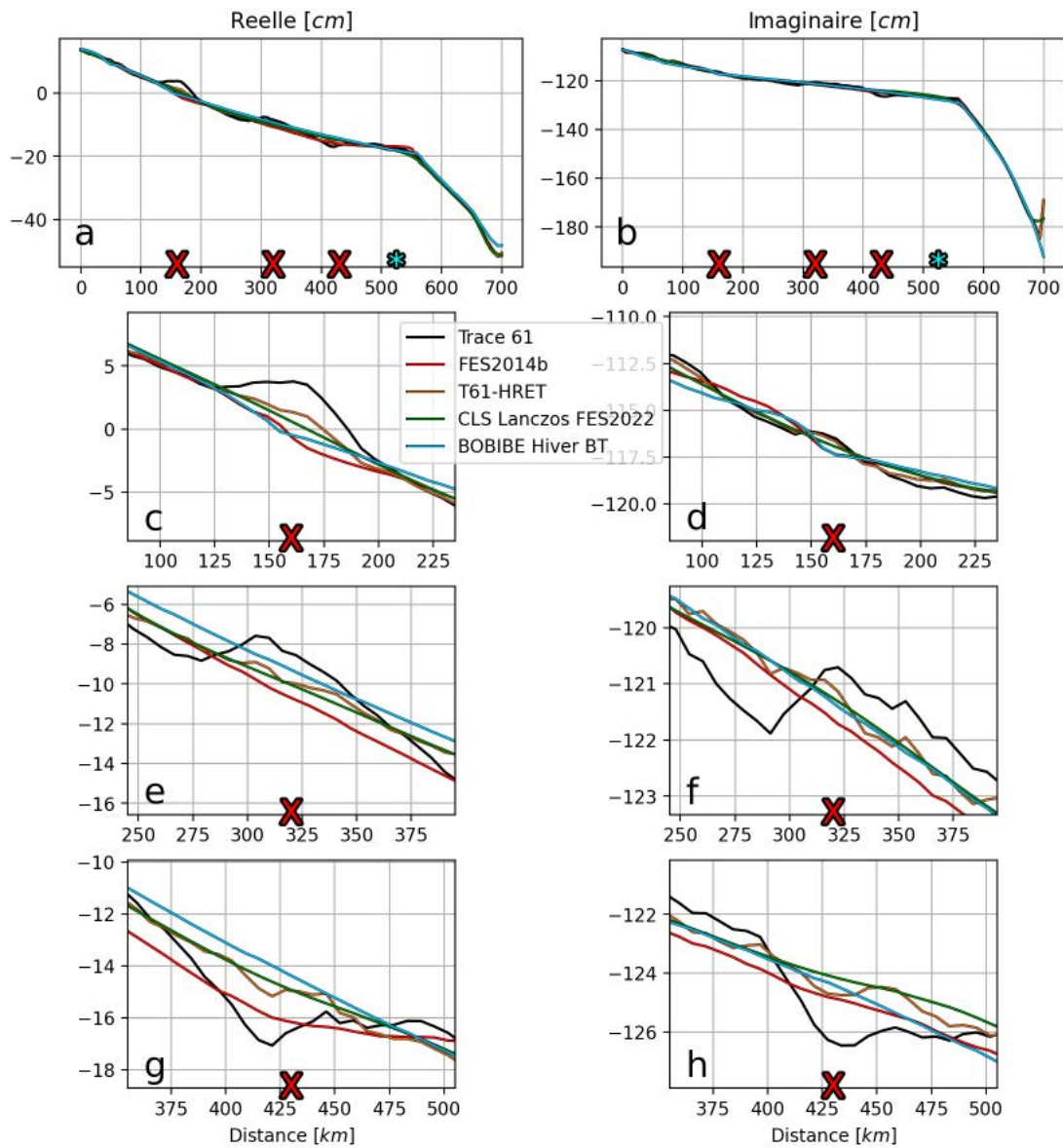


FIGURE 4.2 – (gauche) Partie réelle et (droite) partie imaginaire le long de la trace 61 pour le signal total de la trace altimétrique et les signaux de référence de la marée barotrope M2 : (a,b) sur tout la trace, (c,d) sur la zone du talus de Galice, (e,f) au centre du bassin et (g,h) au niveau du point de croisement.

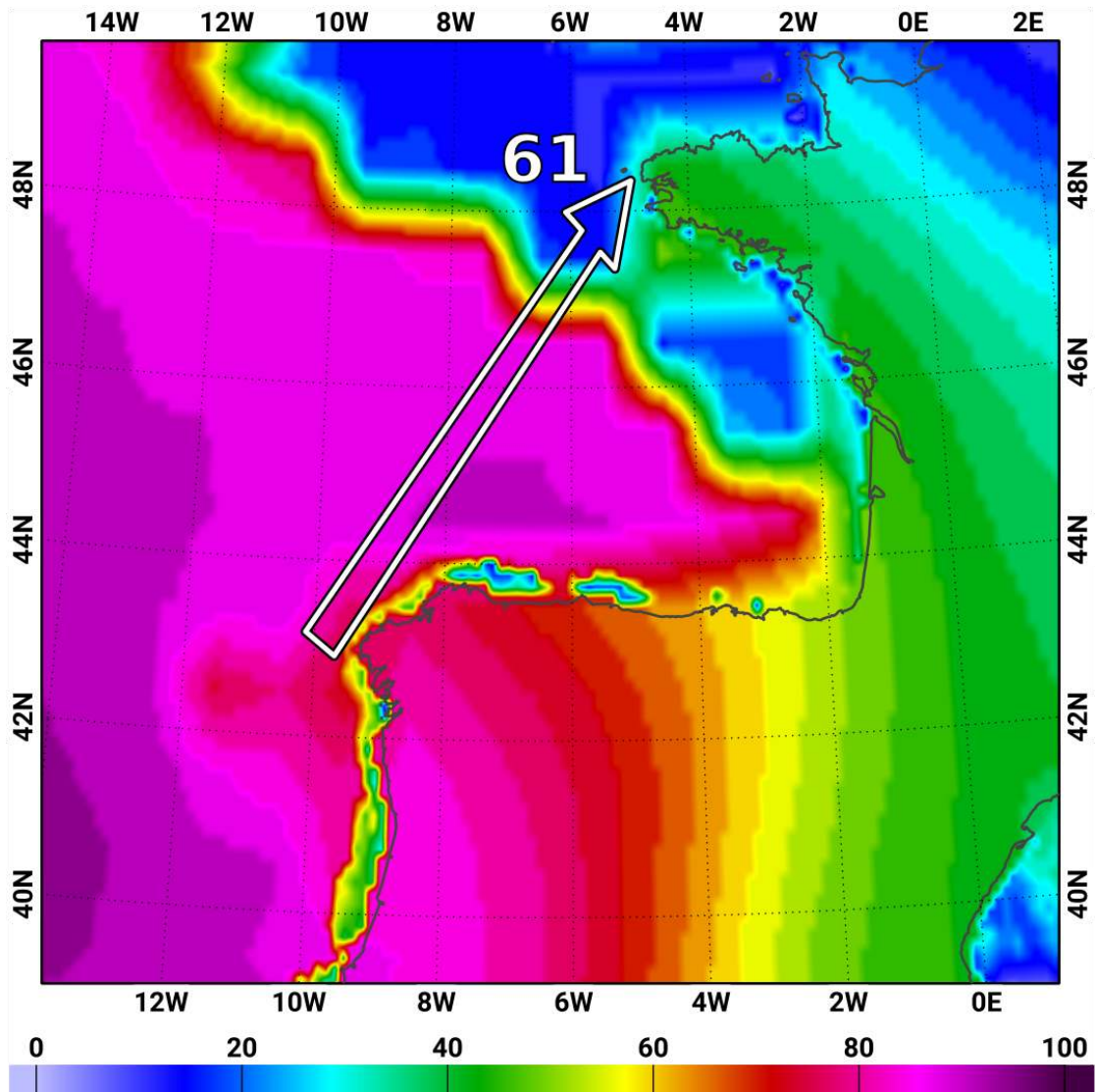


FIGURE 4.3 – Seuil des longueurs d'onde (en km) retirées par le filtre Lanczos dans le traitement de la marée barotrope issues de l'altimétrie pour l'assimilation de données dans l'atlas FES2022 (L. Carrere, communication personnelle).

et baroclines afin d’obtenir une séparation analogue à celle de l’altimétrie. Un filtrage régional de la marée barotrope est appliqué sur l’altimétrie et la simulation selon trois filtres afin de comparer leur performances. Le premier est un filtre Butterworth d’ordre 1, filtrant les longueurs d’onde en deçà de 120 *km*. Le deuxième est la marée barotrope calculée sur cette portion de la trace et lissée en utilisant CLS-Lanczos. Le troisième est la marée barotrope calculée sur cette portion de la trace et corrigée du signal de marée interne avant d’être lissée en utilisant CLS-Lanczos. Ce dernier filtre reprend la méthodologie complète du calcul de FES2022-alti. Pour les simulations BOBIBE, la correction de la marée interne avec HRET n’est pas recommandé car les données altimétriques (dont est issu HRET) diffèrent des données simulées. Cette différence est probablement due à l’impact de la circulation sur la marée interne, présent dans les données altimétriques mais absent des simulations BOBIBE ; ces considérations seront plus amplement discutées après les discussions sur la séparation de la marée interne. La correction préalable de la marée interne des simulations BOBIBE se fait donc avec le mode 1 de ces simulations, permettant de conserver une méthodologie cohérente entre l’altimétrie et les simulations.

D’après les figures 4.4 et 4.5, un unique filtre Butterworth n’est pas adapté pour le filtrage de la marée barotrope le long de la trace. Ces filtres sont trop sensibles à la forte variation d’amplitude au niveau du talus continental (distance de ~ 550 *km*). Si la longueur d’onde filtrée est grande, le filtre s’éloigne des mesures autour de la zone de forte variation. Si la longueur d’onde filtrée est courte, le filtre suit les mesures et retire une partie de la marée interne. Ainsi, aucun compromis acceptable n’a pu être trouvé avec un filtre Butterworth uniforme sur toute la trace.

Lorsque CLS-Lanczos est utilisé sans correction préalable de la marée interne, le filtre qui en résulte est déformé selon le signal du mode 1 de la marée interne notamment au centre du bassin et au niveau du point de croisement (Fig 4.4g,h et Fig. 4.5g,h). Cela signifie que CLS-Lanczos filtre des échelles plus fine que celle du mode 1 et par conséquent s’éloigne de la marée barotrope souhaitée. En retirant préalablement le signal de la marée interne (HRET pour l’altimétrie et mode 1 pour la simulation), les filtres CLS-Lanczos deviennent très proche de FES2022-alti, fournissant donc une bonne estimation de la marée barotrope.

La marée barocline obtenue en retirant les filtres CLS-Lanczos du signal initial est comparée à la marée barocline issue des filtrages avec les marées barotropes de référence (FES2014b, FES2022-alti et BOBIBE BT) ainsi qu’à l’atlas de marée interne HRET. La figure 4.6(a-d) montre que la marée barocline issue de l’altimétrie est très proche du signal de HRET, avec des meilleures performances en utilisant FES2022-alti qu’avec les autres méthodes.

La figure 4.6(e-f) montre très clairement la différence entre la marée barocline de BOBIBE et celle de HRET : d’abord proche au niveau de la zone de génération (étoile cyan), les signaux sont opposés au milieu du bassin (200-300 *km*). Il semblerait que la longueur d’onde de la marée interne contenue dans HRET soit plus large que celle contenue dans BOBIBE. CLS-Lanczos dont le mode 1 est préalablement retiré est la méthode de filtrage qui s’approche le plus de la marée barocline de BOBIBE alors que les autres filtrage ne représentent pas correctement la zone de génération (Fig. 4.6e,g). À noter que l’amplitude de HRET est très faible au niveau de la Galice (0-100 *km*) alors que les différents filtrages (altimétrie et simulation) montrent un signal plus fort.

4.1.3 Découpages saisonniers

À partir de la série temporelle complète, deux découpages saisonniers ont été réalisés : en 4 saisons et en 6 saisons. Ce choix est motivé par rapport aux contraintes de l’analyse harmonique : si les saisons ne contiennent pas assez de données, alors l’analyse n’est pas possible. Avec ce panel de découpage saisonnier, nous pourrions évaluer la sensibilité de l’analyse harmonique aux ca-

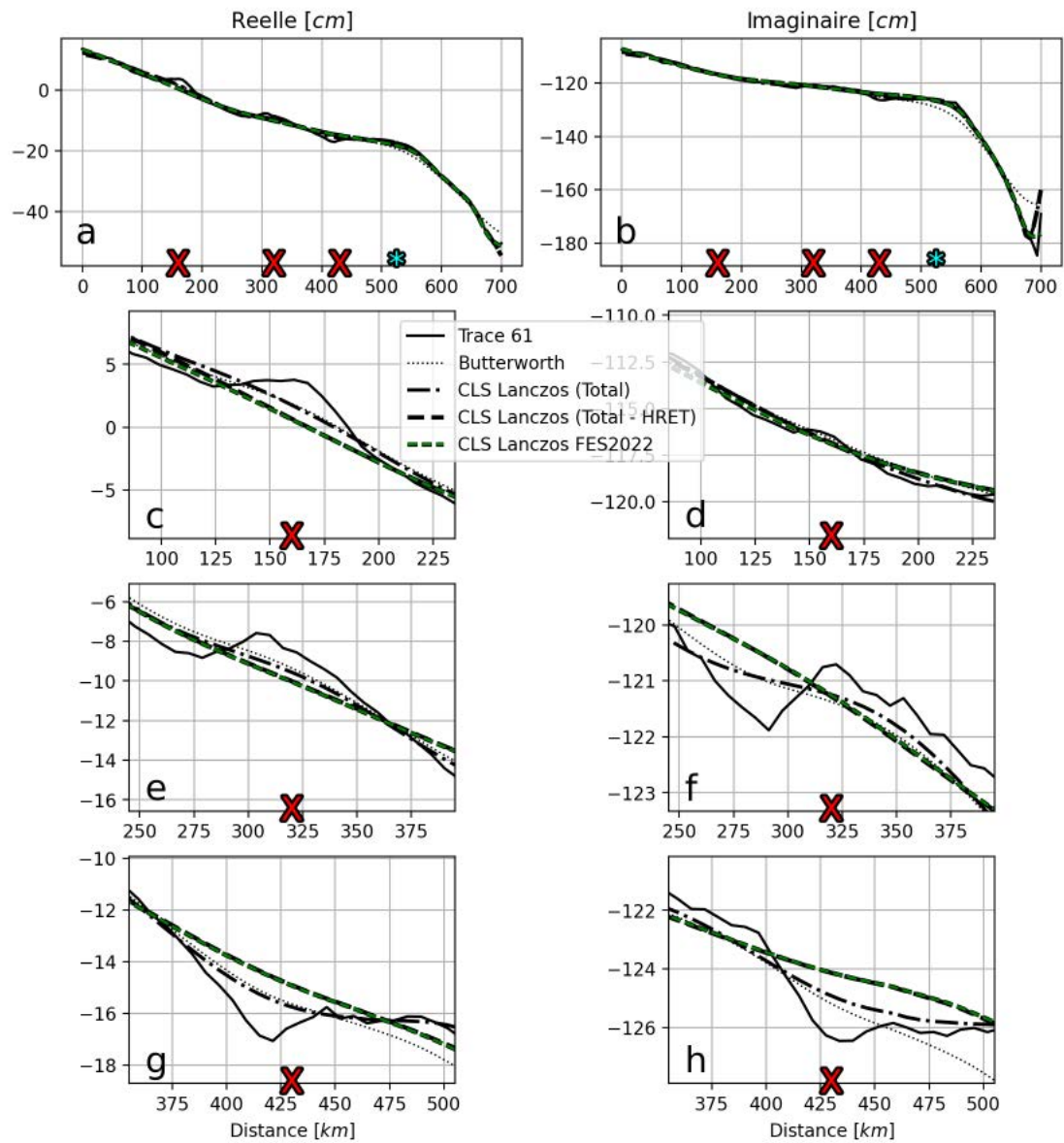


FIGURE 4.4 – (gauche) Partie réelle et (droite) partie imaginaire le long de la trace 61 des filtres approchant la marée barotrope des données altimétriques : (a,b) sur tout la trace, (c,d) sur la zone du talus de Galice, (e,f) au centre du bassin et (g,h) au niveau du point de croisement à la latitude de 46.5°N .

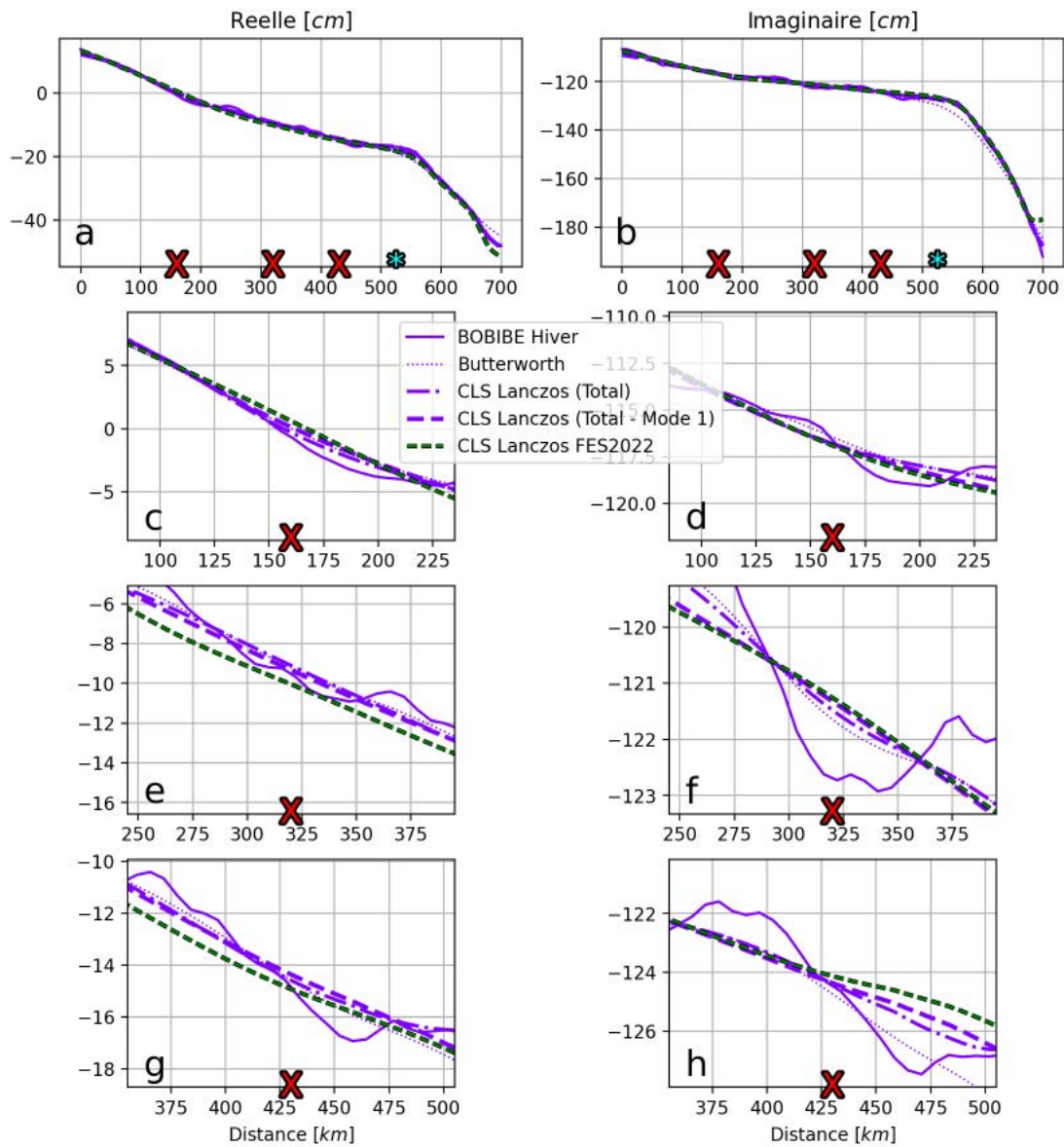


FIGURE 4.5 – (gauche) Partie réelle et (droite) partie imaginaire le long de la trace 61 des filtres approchant la marée barotrope de la simulation BOBIBE Hiver : (a,b) sur toute la trace, (c,d) sur la zone du talus de Galice, (e,f) au centre du bassin et (g,h) au niveau du point de croisement à la latitude de 46.5°N .

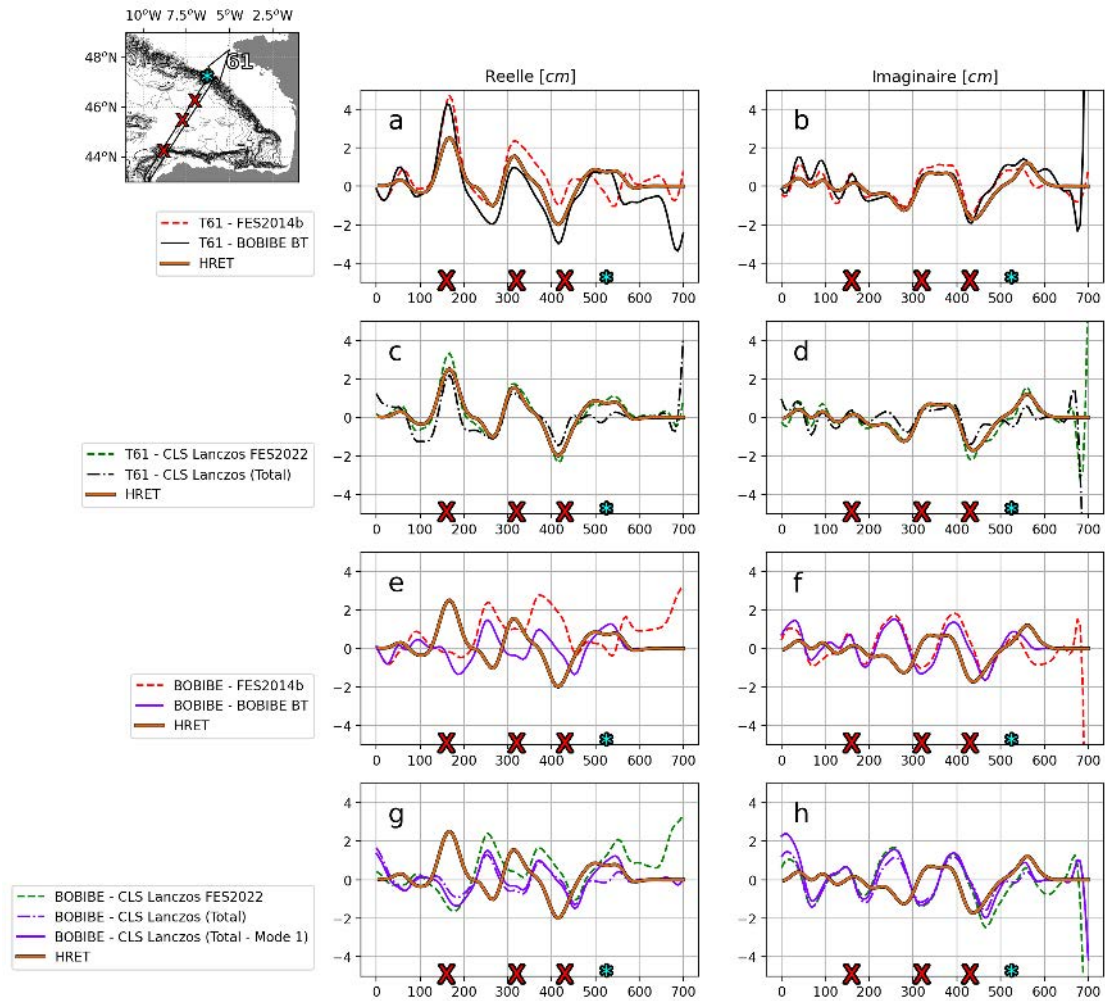


FIGURE 4.6 – (gauche) Partie réelle et (droite) partie imaginaire de la marée barocline le long de la trace 61 pour les différents filtrages : données altimétriques filtrées (a,b) par des modèles et (b,c) par la chaîne de filtrage FES2022; simulation BOBIBE Hiver filtrée (e,f) par des modèles et (g,h) par la chaîne de filtrage FES2022 .

ractéristiques de la saison (durée et homogénéité des stratifications). Ces découpages produisent des séries temporelles intermittentes comportant uniquement la même partie de l’année durant les 27 ans de la série.

Les découpages en 4 et 6 saisons sont basés sur les 6 clusters de CORA V4.3, détaillés en dans le chapitre 2 et la section 3.2.3. Ces clusters étant calculés à partir de mesures *in situ* sur la période 1990-2015, ils décrivent une marée interne plus proche de celle des 27 ans d’altimétrie plutôt que les clusters de IBIRYS qui ne correspondent qu’à une année exceptionnellement chaude (2018). Pour le découpage en 4 saisons, certains clusters ont été fusionnés. Le cluster Hiver-doux, qui s’exprime à la fois avant et après l’hiver, est réparti entre le cluster Printemps et Automne. Ces deux saisons sont alors nommées Printemps étendu et Automne étendu. Les clusters Été et Été-indien sont rassemblés en un seul nommé Été. Les délimitations temporelles de ces 4 saisons sont présentées dans le tableau 4.1.

Plusieurs tests ont été réalisés pour définir le nombre de jours par an minimum qu’une saison pouvait avoir. Actuellement, la longueur de la série temporelle que nous utilisons limite la longueur d’une saison à 64 jours. Cette contrainte ne permet donc pas de traiter la marée interne associée à la stratification Printemps qui ne s’étend que du 2 juin au 16 juillet. Pour étendre le nombre de jours considéré dans chaque saison, les délimitations temporelles se chevauchent et correspondent à la période où le cluster est suffisamment représenté (environ 10% des profils). La seule exception est le cas de Été et Été-indien dont les périodes sont trop similaires sur une moyenne de 27 ans. Donc les périodes de Été et de Été-indien sont volontairement réduites afin d’éviter ce trop fort recouvrement. Les délimitations temporelles du découpage en 6 saisons sont présentées dans le tableau 4.2.

La durée de la saison impacte l’erreur associée à l’analyse harmonique (Tab. 4.1 et 4.2). L’onde S2 est particulièrement impactée et montre une erreur médiane le long de la trace 61 jusqu’à 6.8 *mm* pour la saison Printemps. L’amplitude S2 pour cette saison étant de l’ordre

Saison	Hiver	Printemps étendu	Été	Automne étendu	
Début	01/01	05/05	04/07	30/09	
Fin	13/05	10/07	08/10	31/12	
Jours	132	66	96	74	
Erreur	M2	0.7	1.3	0.9	1.0
[<i>mm</i>]	S2	0.8	4.7	3.6	1.6

TABLE 4.1 – Dates de délimitation et nombre de jours des différentes saisons pour le découpage en 4 saisons. Ces dates sont appliquées de façon équivalente sur toutes les années de la série temporelle. L’erreur indique la médiane de l’erreur de contamination liée à la méthode d’analyse harmonique sur la trace 61 pour chaque harmonique de marée. Pour comparaison, l’amplitude de la marée interne est de l’ordre de 3 *cm*.

Saison	Hiver	Hiver-doux	Printemps	Été	Été-indien	Automne	
Début	27/12	25/04 - 22/11	28/05	22/06	17/08	21/09	
Fin	13/05	23/06 - 14/01	31/07	29/8	28/10	11/12	
Jours	137	59 + 53 = 112	64	68	72	81	
Erreur	M2	0.7	0.8	1.3	1.4	1.2	1.2
[<i>mm</i>]	S2	0.8	5.2	6.8	0.2	3.6	3.0

TABLE 4.2 – Dates de délimitation et nombre des jours des différentes saisons pour le découpage en 6. Ces dates sont appliquées de façon équivalente sur toutes les années de la série temporelle. L’erreur indique la médiane de l’erreur de contamination liée à la méthode d’analyse harmonique sur la trace 61 pour chaque harmonique de marée. Pour comparaison, l’amplitude de la marée interne est de l’ordre de 3 *cm*.

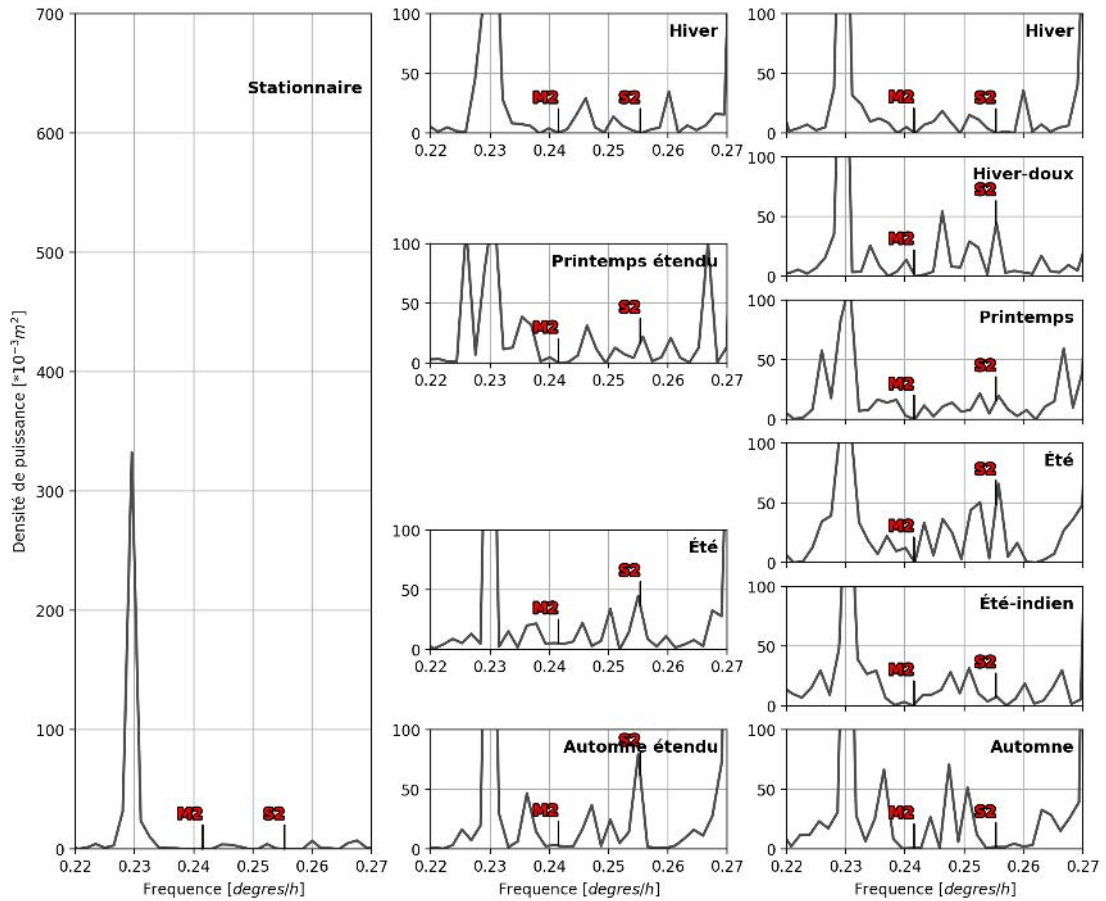


FIGURE 4.7 – Densité de puissance en variance conservée du résidu du signal altimétrique après une analyse spectrale pour les fréquences aliées avoisinant les ondes de marée M2 et S2. (gauche) Signal stationnaire, (centre) signal découpé en 4 saisons et (droite) signal découpé en 6 saisons. Les échelles sont identiques dans tous les graphiques.

de 10 mm, cette erreur représente plus de 50% du signal. Ainsi, l'erreur associée à l'analyse harmonique n'est pas trop grande pour M2, mais reste très importante pour S2 dans 6 des 10 découpages saisonniers.

Un autre enjeu du découpage saisonnier est de savoir si celui-ci permet une bonne séparation des ondes de marée. Dans notre cas, seuls M2 et S2 seront étudiés car ils représentent la majorité de l'amplitude de la marée interne dans le Golfe de Gascogne. Dans le cas de la marée stationnaire, sans découpage saisonnier, il faut au minimum une série temporelle de 3 ans avec l'échantillonnage de T/P-Jason pour arriver à séparer les ondes M2 et S2. Pour donner un ordre de grandeur, cela représente une série temporelle de 110 mesures ; dans le cas de la saison la plus courte, Printemps, les 64 jours par an permettent d'obtenir une série temporelle de 162 mesures. Cependant, l'intermittence d'une série temporelle saisonnière ne permet pas une analyse harmonique aussi propre que pour une série temporelle continue. Pour quantifier la part du signal qui n'est pas résolue par l'analyse harmonique, nous réalisons une FFT (*Fast Fourier Transform*) sur les résidus de l'analyse harmonique. La densité de puissance du spectre est normalisée selon la fréquence afin de conserver la même variance. Pour éviter les signaux altimétriques trop bruités, nous nous plaçons au milieu de la plaine abyssale du Golfe de Gascogne, le long de la trace 61, à 45.5°N.

Lors de l'analyse harmonique, seules la saison Hiver possède assez de mesures pour séparer explicitement les harmoniques S2 et K2. Dans les autres cas, l'harmonique K2 est calculée par

l'analyse harmonique et l'harmonique S2 est estimée par admittance sur la base des ondes M2, N2 et K2. La figure 4.7 illustre la densité de puissance du spectre du résidu de l'analyse harmonique autour des fréquences de M2 et S2. On note que la densité de puissance est non nulle à la fréquence de S2 dans toutes les autres saisons que Hiver, preuve que celle-ci est estimée par admittance et non pas retirée par l'analyse harmonique. Le résidu du signal stationnaire ne possède qu'un seul pic, autour de $0.23 \text{ degrés.h}^{-1}$, qui correspond à l'onde de marée Nu2. L'analyse harmonique ne se concentrant que sur les ondes M2, N2, K2, S2, 2N2, O1, K1, G1, Mf et M4, il est normal que le résidu garde un pic d'énergie à la fréquence de Nu2.

La saison Hiver, la plus longue des saisons, montre un léger pic entre M2 et S2 mais reste globalement avec très peu de signal dans le résidu. Les saisons Printemps étendu, Printemps, Été-indien et Automne permettent une bonne estimation de S2 par admittance alors que les autres saisons n'extraient pas autant de signal. L'onde S2 est fortement influencée par la marée atmosphérique dont l'amplitude est très importante et avec une forte saisonnalité. Le signal de marée océanique est donc très variable à la fréquence S2. Les saisons permettant une bonne estimation de S2 sont probablement celles où la variabilité de S2 est moindre. Les résultats restent tout de même encourageants pour l'onde M2.

Néanmoins, une précision doit être apportée sur les limites de la méthodologie de l'analyse harmonique dans le cas de séries temporelles saisonnières. La FFT est une méthodologie qui permet de traiter des séries continues, la résolution en fréquence du spectre est ainsi liée à la durée et à l'échantillonnage de la série. Or, dans notre cas, le découpage saisonnier implique de grandes discontinuités dans la série temporelle tout en gardant une durée total similaire entre les saisons (environ 27 ans). Ces discontinuités affecte grandement la robustesse de la FFT. Le fait que la durée de toutes les saisons soit similaire implique que l'échelle de fréquence de la FFT est similaire pour toutes les saisons alors que celles-ci possèdent un nombre de mesures très différent. Ainsi la FFT présenté dans la figure 4.7 n'est pas fiable, affectant grandement la diagnostic d'erreur présenté dans les tableaux 4.1 et 4.2. Pour palier à cela, il faudrait envisager de supprimer les périodes vides qui sépare les saisons d'année en année pour obtenir une série temporelle continue fictive, permettant de calculer une FFT fiable.

L'analyse harmonique estimant la valeur des harmoniques de marée est basée sur une méthode de moindres carrés (Ponchaut et al., 2001), permettant le traitement de séries temporelles discontinues. Cependant, le calcul d'erreur de cette méthode n'est pas entièrement fiable pour de tel séries temporelle. Ainsi, les résultats saisonniers de l'altimétrie peuvent être considérés mais avec une grande précaution car nous nous trouvons aux limites de la méthode. Des perspectives pour lever ces limitations seront proposées en conclusion du chapitre.

4.2 Marée interne saisonnière

Nous nous intéressons maintenant aux résultats saisonniers des analyses harmoniques pour l'onde de marée M2 le long de la trace 61 dont la marée barotrope a été corrigée selon la méthode de filtrage de FES2022. Les résultats sont comparés avec la marée interne issue des simulations BOBIBE le long de la même trace.

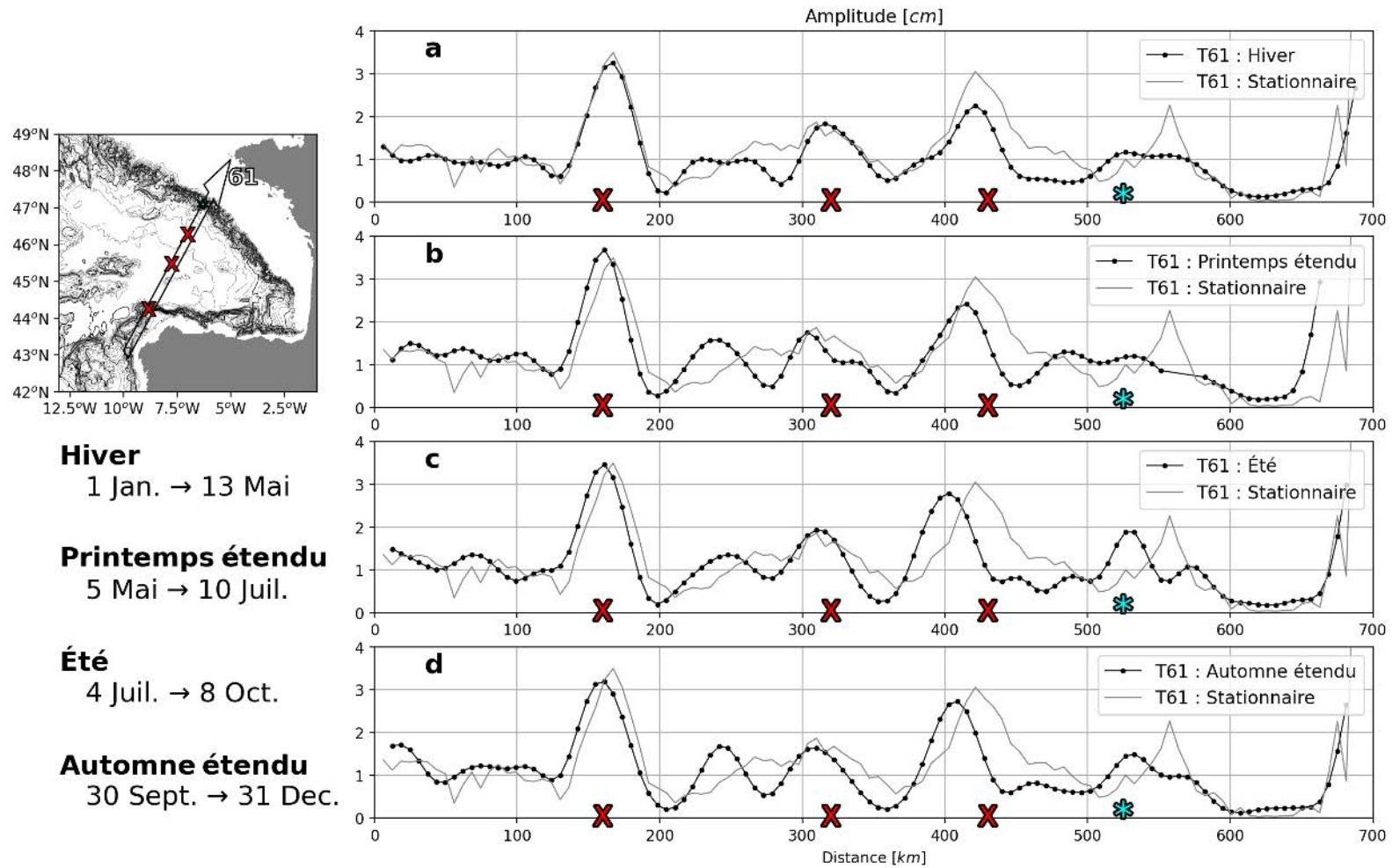


FIGURE 4.8 – Amplitude de l’élévation due à la marée interne sur la trace 61 pour 4 saisons. Le signal altimétrique en noir est comparé au signal altimétrique stationnaire en gris. Le découpage saisonnier de l’altimétrie est rappelé à gauche de la figure. Les croix rouges indiquent les zones de forte différence entre l’altimétrie et les simulations. L’étoile cyan indique la zone de génération de marée interne du Banc de La Chapelle.

Le découpage en 4 saisons (Hiver, Printemps étendu, Été et Automne étendu) est présenté dans la figure 4.8. L'amplitude du signal Hiver est moins forte que celle du signal stationnaire. Au niveau de la zone de génération ($\sim 520 \text{ km}$) les pics liés à la génération de marée interne sont assez nets pour Été et Automne étendu mais ont une amplitude très faible et une forme en plateau pour Hiver et Printemps étendu. Le premier pic d'amplitude après la zone de génération (vers 420 km) de Hiver possède une localisation identique à celle du signal stationnaire. Pour toutes les autres saisons, ce pic est plus proche de 400 km traduisant une plus grande longueur d'onde du mode 1 de la marée interne.

L'amplitude du signal Printemps étendu montre des amplitudes légèrement plus fortes que pour Hiver. Des structures avec des échelles spatiales plus courtes sont présentes au niveau de la zone de génération ainsi que vers 320 km . Ces structures de petite échelle pourraient correspondre aux modes verticaux plus élevés (mode 3 et 4), présents à cette saison dans les simulations BOBIBE Hiver-doux et Printemps (*cf.* Fig. 3.32).

L'amplitude du signal Été montre une amplitude plus forte que les autres saisons, surtout au niveau de la zone de génération. Le pic d'amplitude à 400 km est décalé par rapport aux saisons Hiver et Printemps étendu.

L'amplitude du signal Automne étendu est très proche de celle de la saison Été avec des amplitudes légèrement plus faibles.

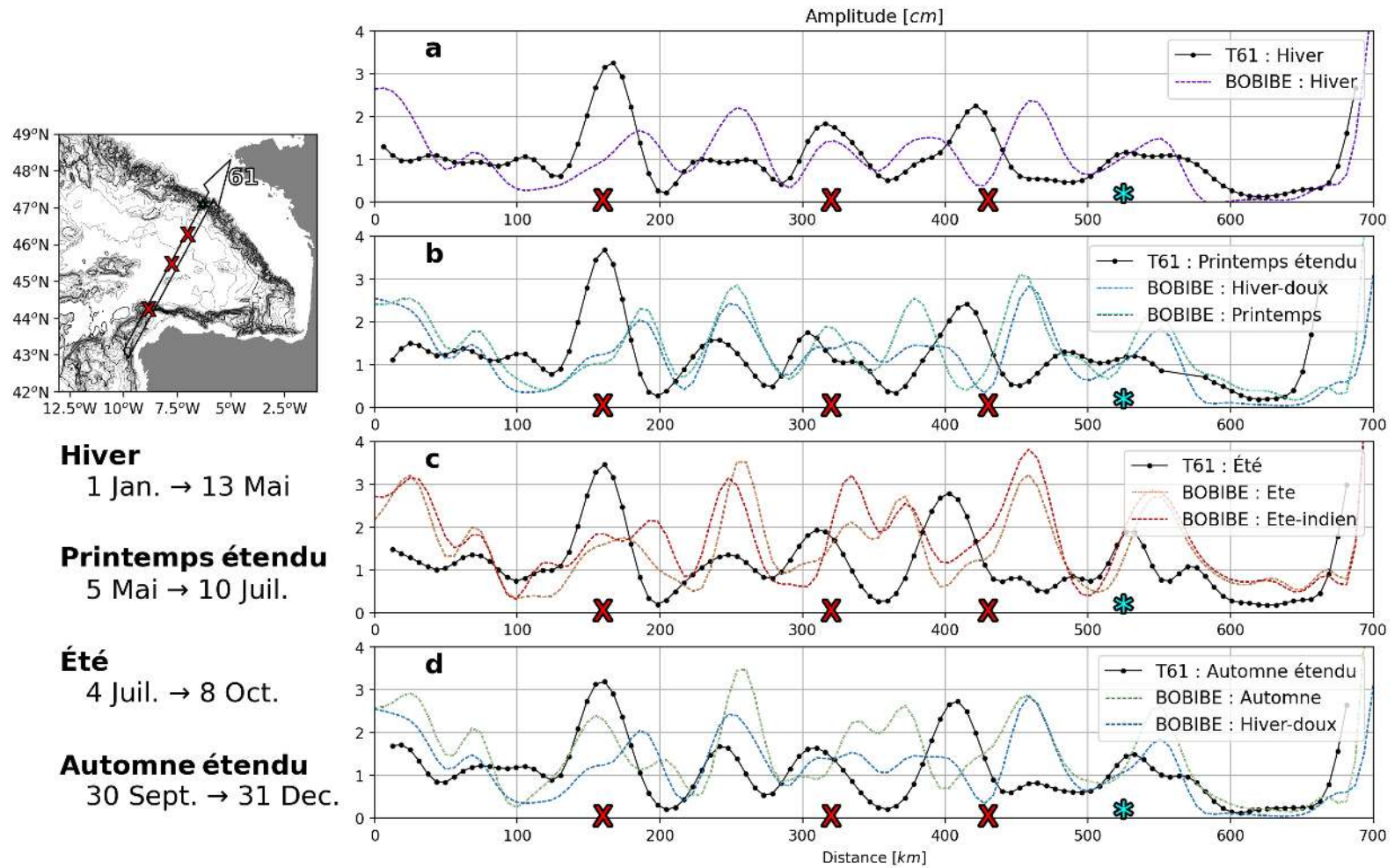


FIGURE 4.9 – Amplitude de l'élévation due à la marée interne sur la trace 61 pour 4 saisons. Le signal altimétrique en noir est comparé aux simulations BOBIBE correspondantes en couleur. Le découpage saisonnier de l'altimétrie est rappelé à gauche de la figure. Les croix rouges indiquent les zones de forte différence entre l'altimétrie et les simulations. L'étoile cyan indique la zone de génération de marée interne du Banc de La Chapelle.

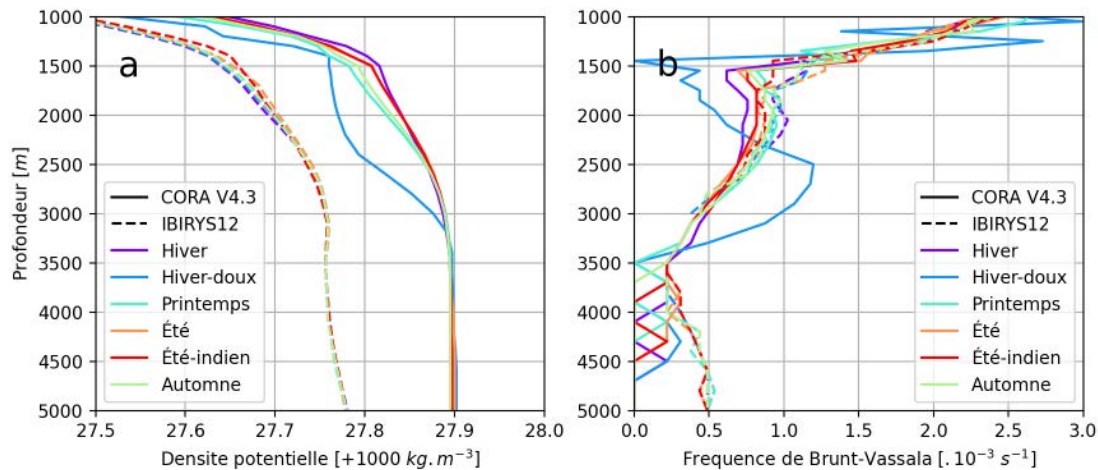


FIGURE 4.10 – (a) Profil de densité potentielle et (b) la fréquence Brunt-Väissälä associée pour les profils types du Golfe de Gascogne issue de CORA V4.3 et IBIRYS aux profondeurs supérieures à 1000 m.

La figure 4.9 compare les signaux saisonniers de l’altimétrie aux différentes simulations BO-BIBE. Les stratifications de référence pour les saisons de l’altimétrie étant un peu différentes des simulations, plusieurs simulations, dont les stratifications s’approchent le plus de la stratification de référence, sont parfois comparées pour une même saison. La localisation des pics d’amplitude de l’altimétrie ne correspond pas à celle des simulations. Les échelles spatiales entre les pics d’amplitude sont également plus grandes dans l’altimétrie que dans les simulations. Cependant, les amplitudes de pics sont assez comparables entre l’altimétrie et les simulations pour les différentes saisons, ce qui permet tout de même de penser que la dynamique saisonnière des simulations (*cf.* Fig. 3.32) se retrouve également dans l’altimétrie.

Le fait que les différentes échelles spatiales soient observées pour toutes les saisons ainsi que pour le signal stationnaire (Fig. 4.6) reste préoccupant même si la circulation peut avoir un fort impact. Les autres facteurs qui pourraient expliquer cette différence sont la bathymétrie pour une bonne représentation de la génération de la marée interne et la stratification car elle impact directement la longueur d’onde de la marée interne. Suite aux investigations menées à la section 3.3.2 avec deux grilles de résolution différentes, les détails de la bathymétrie impactent surtout le bilan énergétique de la génération de la marée interne mais celle-ci garde des échelles spatiales identiques. Ainsi, la bathymétrie semble hors de cause pour expliquer ces différences entre l’altimétrie et les simulations. Les stratifications types utilisées dans les simulations sont issues de IBIRYS qui est une réanalyse et non des données *in situ*. Ces stratifications sont donc comparées à celles du chapitre 2 issues de CORA V4.3. La figure 4.10a illustre les profils de densité et montrent effectivement un écart de 0.15 kg.m^{-3} aux profondeurs supérieures à 1000 m. La stratification associée est cependant comparable jusqu’à 4000 m (Fig. 4.10b). Ainsi, il n’est pas évident que cette différence de densité profonde soit responsable d’une telle différence d’échelle spatiale en surface cependant cette hypothèse doit être testée en réalisant une simulation supplémentaire. Une fois ce doute résolu alors la différence restante entre les échelles spatiales des simulations et de l’altimétrie pourront être assimilées à l’impact de la circulation.

Le découpage en 6 saisons (Hiver, Hiver-doux, Printemps, Été, Été-indien et Automne étendu) est maintenant présenté dans la figure 4.11. Pour Hiver, les périodes d’analyse ayant très peu changées, le signal reste le même par rapport au découpage en 4 saisons. Cette saison est très proche du signal stationnaire et toujours avec une amplitude en plateau au niveau de la zone de génération. Toutes les autres saisons ont leur premier pic d’amplitude décalé vers 400

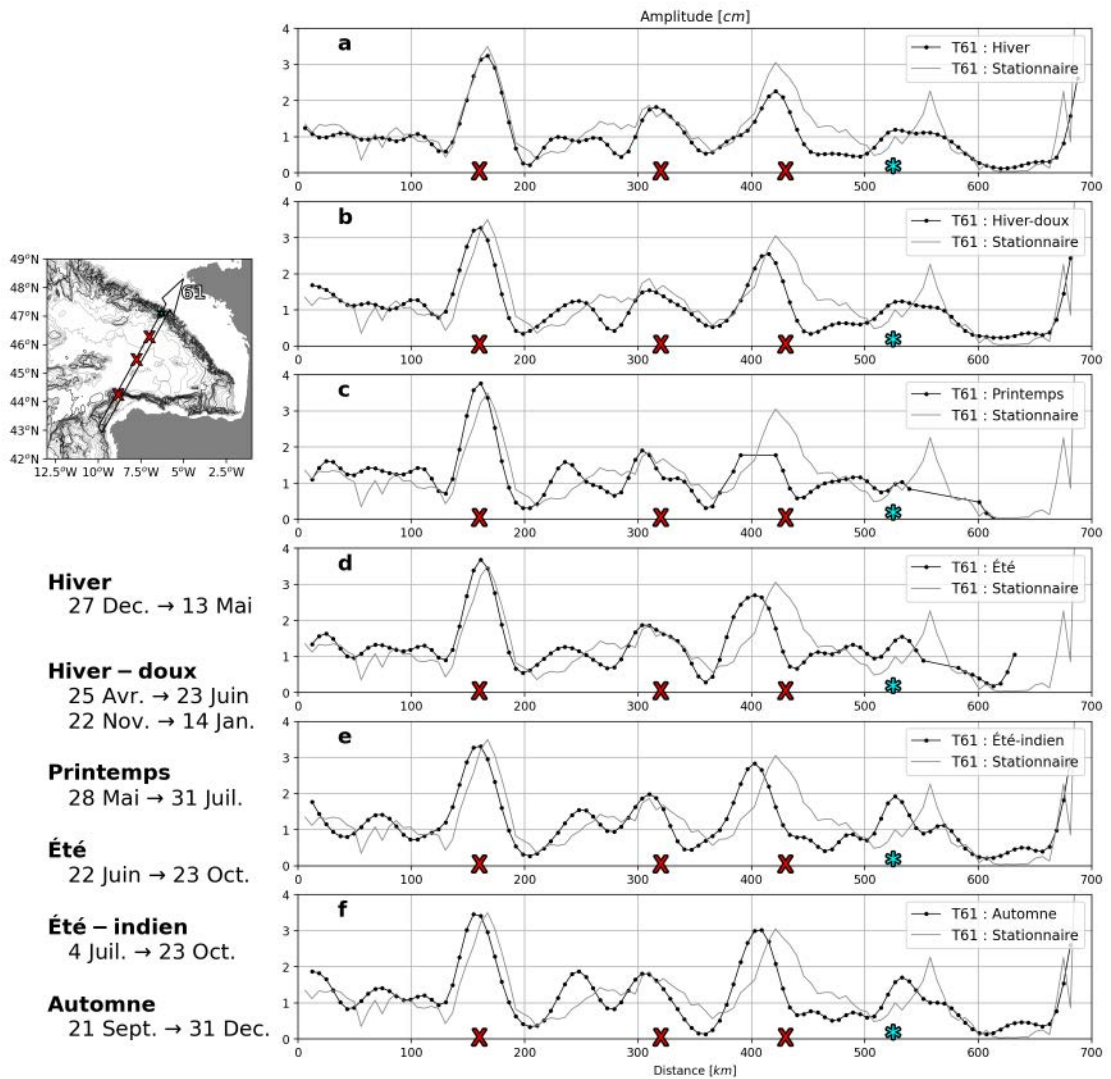


FIGURE 4.11 – Amplitude de l'élevation due à la marée interne sur la trace 61 pour 6 saisons. Le signal altimétrique en noir est comparé aux simulations BOBIBE correspondantes en couleur. Le découpage saisonnier de l'altimétrie est rappelé à gauche de la figure. Les croix rouges indiquent les zones de forte différence entre l'altimétrie et les simulations. L'étoile cyan indique la zone de génération de marée interne du Banc de La Chapelle.

Altimétrie			BOBIBE				
Saison	\bar{M}	STD	Saison	\bar{M}	STD	\bar{M}	STD
Hiver	0.93	0.52	Hiver	0.93	0.53	1.05	0.63
Printemps	1.05	0.56	Hiver-doux	0.95	0.55	1.18	0.72
			Printemps	0.97	0.51	1.4	0.79
Été	1.08	0.67	Été	1.18	0.63	1.57	0.90
			Été-indien	1.10	0.68	1.79	0.96
Automne	0.98	0.63	Automne	1.06	0.73	1.52	0.89

TABLE 4.3 – Valeurs moyennes (\bar{M} en cm) et écart-types (STD en cm) de l’amplitude de l’élévation de la marée interne pour les différents découpages saisonniers de l’altimétrie et pour les simulations BOBIBE associées. Les valeurs sur une même ligne sont associée à une stratification similaire. Le calcul est réalisé sur la trace 61 entre 200 km et 620 km .

km comme pour le découpage en 4 saisons.

Pour Hiver-doux, les pics d’amplitude sont mieux définis que pour Hiver et avec une amplitude légèrement plus forte. Les échelles spatiales semblent être les mêmes que pour Hiver excepté pour la zone à l’approche du talus de Galice.

Pour Printemps, le découpage possède une taille similaire à celui de Printemps étendu mais avec un période qui recoupe davantage avec Été que Hiver-doux (Tab. 4.1 et 4.2). À noter que pour les zones à 400 km et 550 km certains points ont été retirée par l’analyse harmonique car ils ne contenaient pas assez de mesures. Quelques mesures de la série temporelle ont été retirés lors du traitement altimétrique ce qui fait que la série temporelle en ces points devient trop courte lorsque l’on considère ce découpage saisonnier en 6 saisons. L’amplitude est assez similaire à celle de Printemps étendu mais avec des structures de petite échelle légèrement plus prononcées, notamment vers 320 km et 510 km .

Pour Été, l’amplitude est un peu différente de celle observée dans le découpage en 4 saisons (vers 230 km , 320 km , 480 km ainsi qu’au niveau de la zone de génération). Les fortes amplitudes sont contenues au centre du bassin. Le signal au niveau de la zone de génération est semblable aux saisons précédentes avec un peu plus d’amplitude pour les structures de fines échelles.

Pour Été-indien, l’amplitude est similaire à celle de Été dans le découpage en 4 saisons : une amplitude forte et une fine échelle prononcée.

Pour Automne, le découpage en 6 saisons décale la période étudiée vers Été plutôt que vers Hiver-doux, avec une durée un peu plus longue (Tab. 4.1 et 4.2). L’amplitude est cependant très proche de celle observée pour Automne étendu. La seule différence s’exprime autour de la zone de génération (~ 490 km) où les structures de petite échelle sont légèrement plus fortes.

La figure 4.12 compare les signaux saisonniers issus de l’altimétrie aux différentes simulations BOBIBE. Les stratifications de référence pour les saisons de l’altimétrie étant un peu différentes des simulations, plusieurs simulations, dont les stratifications s’approchent le plus de la stratification de référence, sont parfois comparées pour une même saison. De même que pour le découpage en 4 saisons, la localisation des pics d’amplitude n’est pas comparable entre l’altimétrie et les simulations mais la valeur de leur amplitude semble correspondre pour la majorité des saisons. Seul Été-indien montre une amplitude plus faible dans l’altimétrie que dans la simulation (Fig. 4.12e).

L’évolution saisonnière de la marée interne du Golfe de Gascogne étant principalement contrôlée par l’amplitude des différents modes verticaux, plusieurs méthodes ont été testées pour chercher à quantifier la participation des différents modes verticaux le long de la trace. Tout d’abord, la valeur moyenne et l’écart type de l’amplitude de la trace entre 200 km et 620 km sont compilés dans le tableau 4.3 pour toutes les saisons ainsi que pour toutes les simulations.

Les simulations BOBIBE montrent bien que l’amplitude moyenne est de plus en plus forte

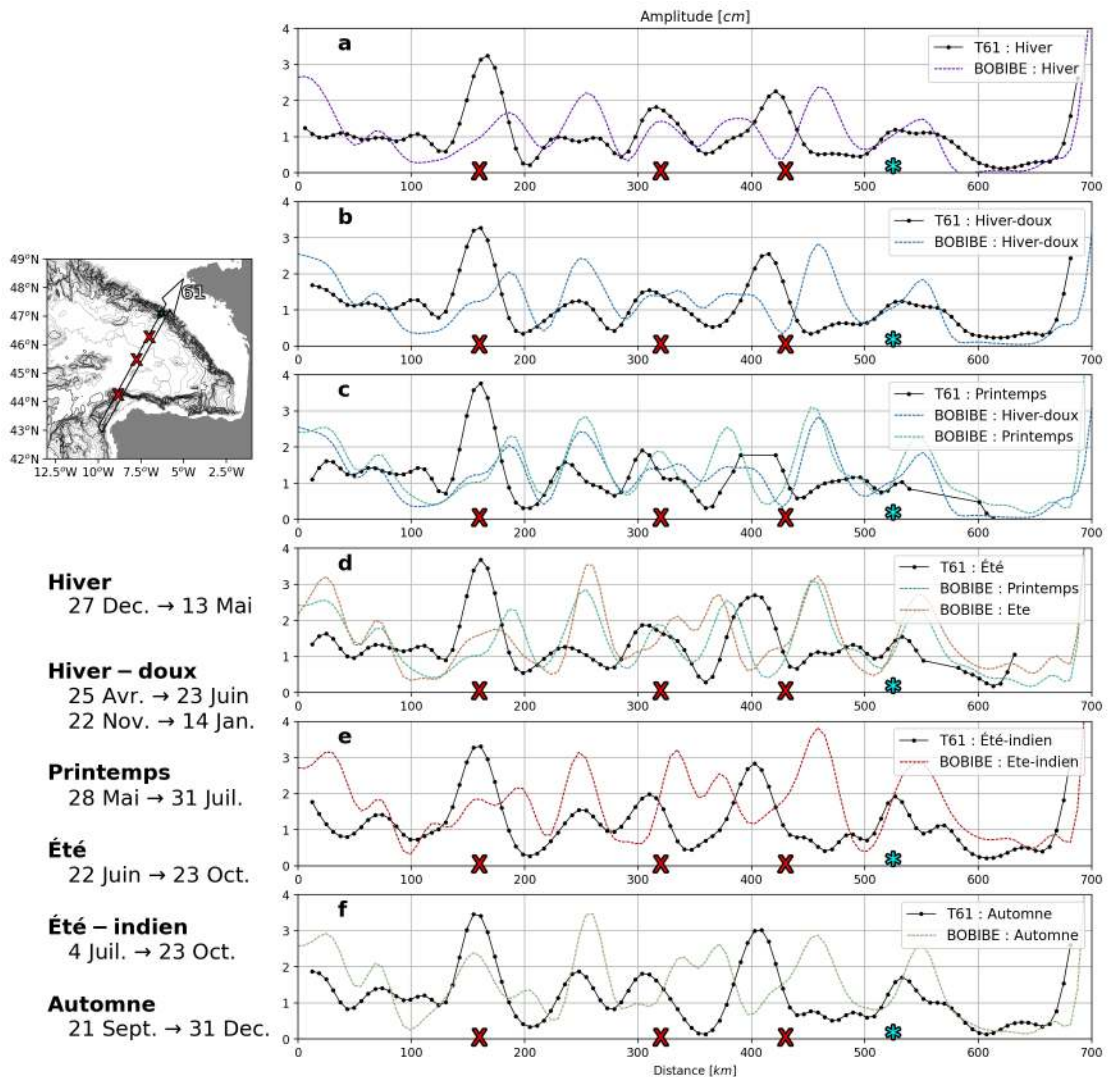


FIGURE 4.12 – Amplitude de l'élevation due à la marée interne sur la trace 61 pour 6 saisons. Le signal altimétrique en noir est comparé aux simulations BOBIBE correspondantes en couleur. Le découpage saisonnier de l'altimétrie est rappelé à gauche de la figure. Les croix rouges indiquent les zones de forte différence entre l'altimétrie et les simulations. L'étoile cyan indique la zone de génération de marée interne du Banc de La Chapelle.

jusqu'à Été-indien et accompagnée par une augmentation de l'écart-type. Dans le cas du découpage en 4 saisons, cette même tendance est observable sur l'altimétrie mais avec des écarts de valeurs très faibles entre Printemps étendu et Été. Dans le cas du découpage en 6 saisons, l'amplitude moyenne estimée par l'altimétrie augmente jusqu'à Été mais l'écart-type est le plus important pour Automne.

Cette approche montre que la dynamique saisonnière observée grâce aux simulations BOBIBE semble se retrouver dans les observations altimétriques. Cependant, la précision limitée qu'offre la moyenne et l'écart-type ne permet pas d'affiner nos conclusions.

Afin de compléter l'analyse de ces résultats, les spectres spatiaux sont réalisés à partir de l'amplitude et la phase de la marée interne le long de la trace 61 (Fig. 4.13). Les spectres de l'altimétrie montrent deux longueurs d'onde principales vers 160 km dans les deux directions opposées. Ainsi la propagation partant depuis le talus de la Galice vers le nord-est est bien présente dans les signaux altimétriques. La propagation vers le sud est légèrement plus importante que celle vers le nord pour toutes les saisons excepté pour le Printemps du découpage en 6 saisons où les amplitudes sont équivalentes. Cette longueur d'onde peut s'apparenter au mode 1 des simulations BOBIBE dont la longueur d'onde est un peu plus courte (vers 140 km).

Une deuxième longueur d'onde est présente dans l'altimétrie, plus longue vers le nord (~ 80 km) que vers le sud (~ 70 km). Cette observation est aussi valable pour le mode 2 dans la simulation BOBIBE Printemps (~ 65 km et ~ 55 km). Ce phénomène pourrait être dû à un courant orienté vers le nord, mais le long de la trace les courants de surface et les courants intermédiaires sont orientés vers le sud. Ainsi cet allongement de la longueur d'onde semble dû à l'angle de la trace par rapport à la direction de propagation de l'onde. Plus cet angle est grand, plus l'allongement de la longueur d'onde est important. La propagation depuis le talus de la Galice semblerait donc plus orientée vers le nord que vers le nord-est (comme la trace), conformément aux simulations BOBIBE (Fig. 3.20f).

Les saisons Hiver et Printemps de l'altimétrie montrent une troisième longueur d'onde vers le sud uniquement. Celle-ci est d'environ 45 km pendant Hiver et 35 km pendant Printemps. Cette observation est identique aux simulations BOBIBE Hiver-doux et Printemps et correspondrait donc au mode 3 dont la longueur d'onde est assez variable avec la saisonnalité (Barbot et al., 2021, figure 9, cf. chapitre 2).

4.3 Conclusion et perspectives

Le signal altimétrique permet donc de retrouver les longueurs d'onde des premiers modes verticaux de la marée interne. Le découpage saisonnier permet également de retrouver l'évolution de l'amplitude relative entre les modes pendant les différentes saisons. Ces observations sont cohérentes avec celles faites à partir des simulations BOBIBE pour les mode 1 et 2 plus importants pendant Été et Été-indien ainsi que pour l'apparition du mode 3 pendant Printemps. Les valeurs d'amplitude et surtout de longueur d'onde sont quelque peu différentes entre l'altimétrie et les simulations mais pas suffisamment pour affirmer qu'un autre mécanisme que l'action de la circulation sur la marée interne serait présent.

À titre d'exemple, la circulation pourrait probablement atténuée ou dévier la propagation de la marée interne générée sur le talus de la Galice comme exposé par Tchilibou *et al.* (in prep. ; Annexe A) dans l'Atlantique équatorial ouest. Ainsi, le signal du mode 1 au centre du Golfe de Gascogne serait bien moins modulée par la génération provenant du sud et seul l'influence de la marée interne du banc de La Chapelle définirait la marée interne du bassin. Les échelles spatiales de la marée interne devrait alors être plus grandes que celles observées dans les simulations, et probablement plus proches des signaux altimétriques observés. De nouvelles simulations avec

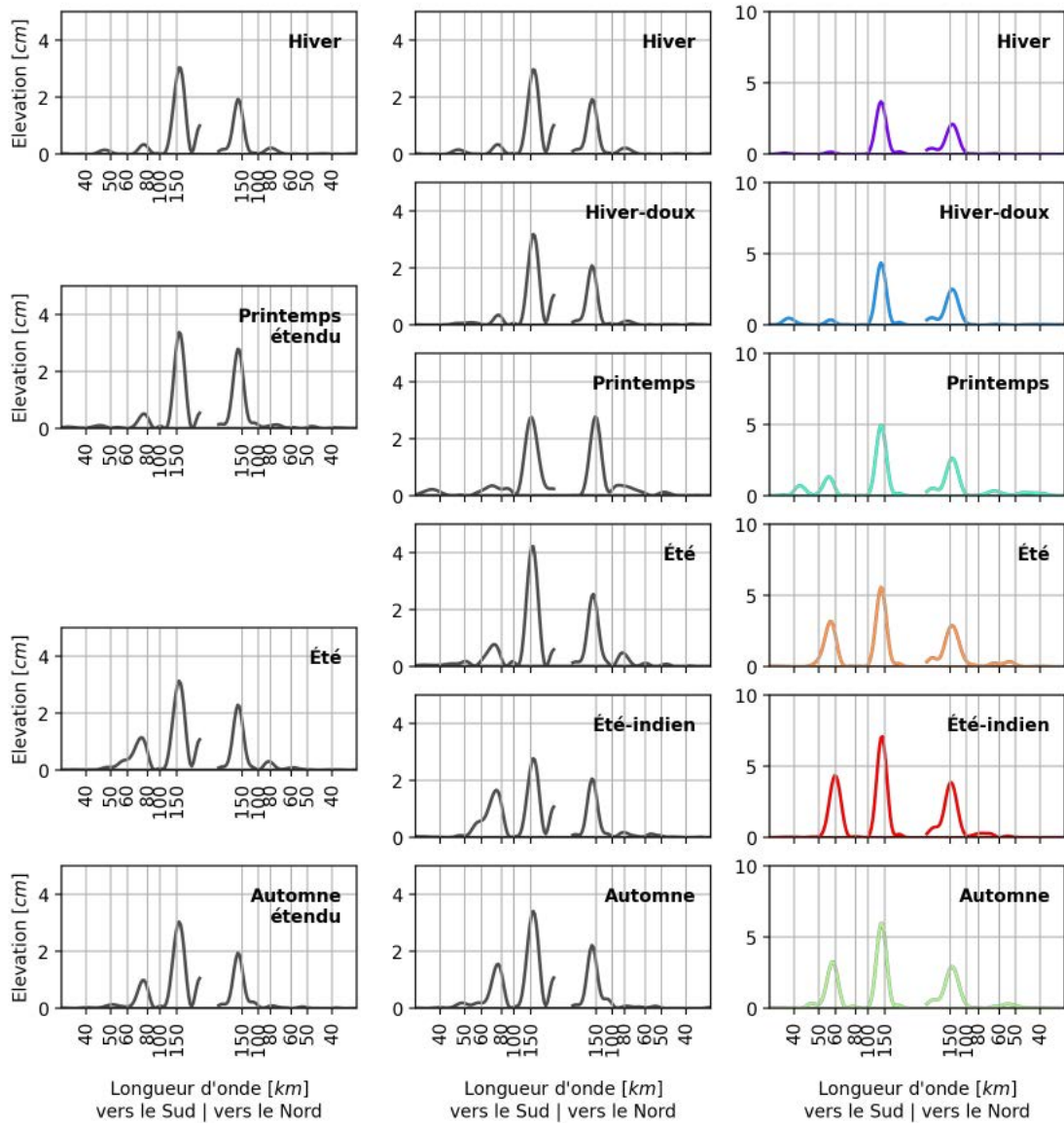


FIGURE 4.13 – Spectres spatiaux le long de la trace 61 pour (gauche) le découpage en 4 saisons, (centre) le découpage en 6 saisons et (droite) les simulations BOBIBE. Les lignes noires indiquent les observations altimétriques alors que les lignes colorées indiquent les simulations.

une circulation stabilisée et une stratification non-uniforme sur la bassin pourraient permettre de vérifier cette hypothèse.

La variété des découpages saisonniers nous permet de mieux comprendre l'impact d'une série temporelle intermittente sur l'analyse harmonique. La saison Hiver-doux, rassemblant des mesures à la fois avant et après Hiver, possède une intermittence encore plus importante que les autres saisons mais cela n'affecte pas la bonne séparation de la marée interne. Les saisons Printemps, Été, Été-indien et Automne mettent en évidence la possibilité de différencier les régimes de la marée interne avec des périodes d'analyse assez courtes (entre 65 et 80 jours), se recouvrant les unes sur les autres. Cette méthodologie pourrait donc être étendue à toute l'année en réalisant une analyse harmonique sur des périodes glissantes de 70 jours à la manière d'une analyse en ondelette. Une telle méthode permettrait une meilleure résolution temporelle qu'en utilisant des saisons fixes et permettrait alors d'observer une évolution continue des propriétés de la marée interne entre les différents régimes de stratification.

Chapitre 5

Remise en suspension des sédiments par la marée interne

Sommaire

5.1	Contexte	115
5.2	Résumé (traduction)	116
5.3	Internal tides responsible for lithogenic inputs along the Iberian continental slope	116

5.1 Contexte

Après avoir étudié les caractéristiques et la variabilité de la marée interne dans le Golfe de Gascogne, nous avons été sollicitées pour cette expertise. Ce chapitre présente une utilisation différente des simulations BOBIBE pour répondre à une autre question scientifique : la remise en suspension des sédiments la marée interne. Le but de ce chapitre est d'envisager que les différents produits réalisées dans le cadre de l'étude de la marée interne pour les mesures SWOT puissent servir à d'autres applications et réflexions.

Ces travaux font l'objet d'une publication en cours de révision dans *Journal Geophysical Research*, c'est pourquoi ce chapitre utilise la version soumise pour exposer les résultats.

Les mesures géochimiques réalisées lors de la campagne GEOVIDE en Mai-Juin 2014 (dans le cadre du programme GEOTRACES), ont révélées plusieurs couches néphéloïdes (particules avec un fort ratio lithogénique) depuis la talus continental ibérique jusqu'à 2000 km de là Lagarde et al., 2020. Ces couches néphéloïdes témoignent d'une remise en suspension des sédiments à 180-250 m, 500 m et 800 m de profondeur.

La marée interne provoque une forte friction au fond et se propage sur la totalité de la profondeur de l'océan, elle est donc souvent proposée comme un mécanisme potentiellement responsable de telles remises en suspension profondes (Cacchione et al., 2002). Cependant, cette hypothèse de remise de remise en suspension par la marée interne est souvent accompagnée d'une analyse de la criticalité de la pente bathymétrique par rapport à la stratification plutôt qu'à des mesures ou des modèles explicites de marée interne (*e.i.* Lam et al., 2020). À ce jour, seul Masunaga et al. (2020) a produit une étude explicite de la remise en suspension des sédiments par la marée interne avec un modèle de marée 3D et un modèle couplé offline de sédiment et de transport de particules en suspension. Cependant, cette étude est très localisée et la bathymétrie utilisée est lissée au-delà de la zone d'intérêt. Cette méthodologie se concentre uniquement sur

la marée interne générée localement plutôt que sur une marée interne régionale réaliste. L'action des courants n'est pas non plus prise en compte, ni pour l'interaction avec la marée interne ni pour le transport des particules en suspension.

Dans ce chapitre, nous proposons une explication des mesures de la campagne GEOVIDE grâce à une approche synoptique en combinant plusieurs mesures *in situ* et plusieurs simulations. Les simulations BOBIBE sont utilisées pour repérer les zones de fortes frictions au fond, zones potentielles de remise en suspension des sédiments par l'action combinée de la marée interne et la marée barotrope. La nature et les propriétés des sédiments sur ces zones sont identifiées grâce aux mesures *in situ* historiques. Le critère de Shields est utilisé à partir des propriétés des sédiments et du terme de friction pour identifier quelles zones sont effectivement des zones de remise en suspension des sédiments. Enfin, à partir de zones identifiées, des trajectoires de transport sont proposées sur la base de réanalyses de courant.

5.2 Résumé (traduction)

Cette étude détaille la remise en suspension des sédiments et la propagation des particules en suspension le long du talus continental ibérique. L'utilisation de la modélisation de la marée interne, la modélisation de la circulation océanique et les mesures des traceurs géochimique des particules de la campagne GEOVIDE (mettant en évidence une large couche néphéloïde intermédiaire sur la section GA01 de GEOTRACES, Lagarde et al., 2020) permet une vision synoptique des mécanismes qui favorisent la remise en suspension et le transport des sédiments dans cette région. Cinq sites de remise en suspension par la marée interne ont été identifiés le long du talus en utilisant une modélisation régionale du Golfe de Gascogne (Baie de Biscay) et de la péninsule ibérique. Deux sites sont des sources de matière lithogénique exclusivement, un de matière organique exclusivement et deux sont des sources de manière mixte. Ensuite, les parcours des particules en suspension à partir de ces sites de remise en suspension jusqu'aux stations de GEOVIDE sont proposés en utilisant IBIRYS, une réanalyse d'un modèle de circulation. Il se trouve que chaque station est raccordée par des parcours différents mélangeant plusieurs sites de remise en suspension.

Cette méthodologie permet de proposer des interprétations réalistes des mesures géochimiques en combinant des modifications spécifiques de la marée interne et de la circulation océanique avec les propriétés *in situ* des sédiments. Cela révèle également que la criticité des pentes bathymétriques n'est pas suffisante pour explorer le rôle de la marée interne sur la suspension des sédiments. Une résolution explicite de la marée interne en utilisant un modèle numérique est requise pour identifier les sites de remise en suspension réels.

5.3 Internal tides responsible for lithogenic inputs along the Iberian continental slope

manuscript submitted to *JGR: Oceans*

Internal tides responsible for lithogenic inputs along the Iberian continental slope

Simon Barbot¹, Marion Lagarde¹, Florent Lyard¹, Patrick Marsaleix¹, Pascal Lherminier², Catherine Jeandel¹

¹LEGOS, Université de Toulouse, CNES, CNRS, IRD, UPS, Toulouse, France
²LOPS, Université de Brest, CNRS, IRD, Ifremer, IUEM, Plouzan, France

Key Points:

- Few sites of high bottom tidal velocity along the Iberian continental slope are highlighted with a semi-realistic internal tides modeling.
- The sediment resuspension is confirmed on five sites based on previous sediment surveys and Shields criterion threshold.
- Geochemical tracers particle measurements are explained by proposed trajectories from resuspension sites based on circulation modeling.

Corresponding author: Simon Barbot, simon.barbot@legos.obs-mip.fr

Abstract

This study details the sediment resuspension due to internal tides (ITs) and the subsequent propagation of suspended particles along and off the Iberian continental slope. Five resuspension sites are identified along the western Iberian shelf slope using a tidal regional model of Bay of Biscay and Iberian continental shelf. Two sites are sources of lithogenic material only, one of biogenic matter only and two are sources of a mixture of both. The potential pathways for particles from the resuspension sites toward the GEOVIDE stations are identified using the IBIRYS reanalysis to infer their transport by the ocean circulation. It appears that each station is influenced by a specific pathway and mixed particles from different resuspension sites.

This methodology enables us to establish more realistic interpretations of the geochemical *in situ* observations combining distinct modeling of ITs and oceanic circulation as well as *in situ* sediment properties. It also reveals that the criticality of the bathymetric slope, commonly used to trigger the potential occurrence of ITs, is not sufficient to investigate their role in sediment resuspension. An explicit resolution of ITs using a numerical tidal model is required to identify more exhaustively all the actual resuspension sites.

Plain Language Summary

Internal tides are waves with a tidal period that are generated when the tides cross a strong slope of the sea floor. Then, the internal tides propagate in every stratified depth of the open ocean over hundreds to thousands of kilometers. When the internal tides encounter underwater relief, either at the generation area or after propagation, they produce high bottom friction that enhances the sediment resuspension. Evidence of lithogenic particles was found at different depths during the GEOVIDE cruise from the Iberian continental slope to thousands kilometers away. In the present study, we highlight the specific sites where the internal tides are responsible for sediment resuspension. Then, the oceanic circulation is investigated to propose the trajectories of the resuspended sediment that could explain the GEOVIDE measurements.

Keywords

Internal tides, sediment resuspension, lithogenic particle transport, geochemical tracer, modeling, GEOTRACES

1 Introduction

In 2014, the GEOVIDE cruise (May/June 2014, R/V *Pourquoi Pas ?*) started from Lisbon to reach Greenland then Newfoundland. This cruise was part of the GEOTRACES program, an international cooperation that aims to study trace elements and their isotopes distributions and cycles in the global ocean. Suspended particles were sampled between the surface and 1000m at several stations during the cruise by *in situ* seawater filtration. Particulate Rare Earth Elements (REE) concentrations and particulate iron concentrations (Gourain et al., 2019, Lagarde et al., 2020) measured in these suspended particles were higher close to the Iberian margin. These authors revealed that these particles contain 40% to 100% of lithogenic material. They observed a continuous propagation of intermediate nepheloid layers up to 2000 km away following isopycnal layers at the following depths: 180 m, 220 m, 500 m and 800 m (corresponding to potential density anomalies $\sigma = 27.00, 27.05, 27.18$ and 27.39 kg.m^{-3} respectively, horizontal dashed lines in Fig. 1b, Lagarde et al., 2020). These results suggest intense resuspension along the Iberian continental slope (further named slope, Fig. 1a), followed by a transport mechanism allowing the sediment to reach the middle of the Atlantic Ocean as hypothesized

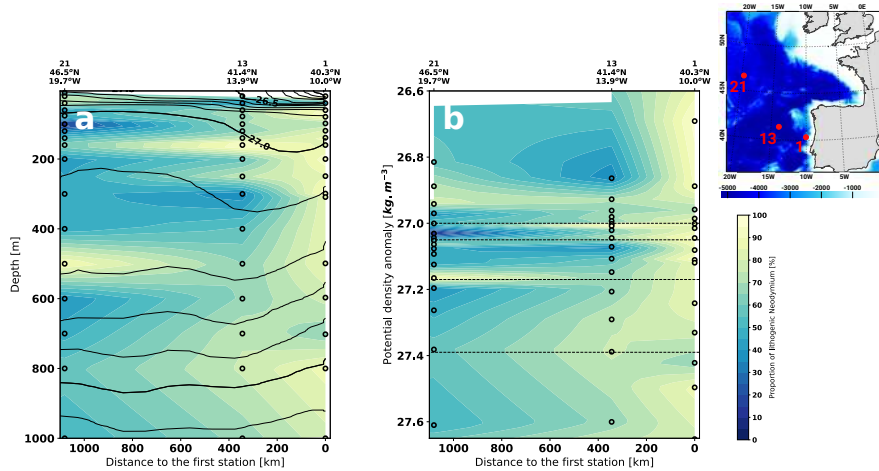


Figure 1. Proportion of lithogenic neodymium in suspended particles [in %] along the 3 first stations over (a) depth and (b) isopycnals. Data from GEOVIDE measurements (black dots) were linearly interpolated with depth (a) and density (b) respectively. The solid black lines represent the isopycnals of potential density anomaly. The horizontal dashed lines correspond to the isopycnals of the nepheloid layers observed. Station numbers and locations are specified on top of section plots and on the map at the top-right. Data from Lagarde et al. (2020).

by Lagarde et al. (2020). Furthermore, the large resuspension of strict lithogenic origin particles leads to the formation of intermediate nepheloid layers when the sediment propagates off-shelf (McCave & Hall, 2002). The presence of nepheloid layers is effectively observed at all depths along the GEOVIDE sections, except at 700 m at station 1 (nearest station to the shelf).

The contribution of internal tides (ITs) and internal solitary waves (ISWs) to sediment resuspension at the margins was shown by lab experiments (Cacchione, 1970), *in situ* measurements (Huthnance, 1989, Jia et al., 2019) and more recently by numerical modeling (Masunaga et al., 2020). Boegman & Stastna (2019) made a clear review of global measurements and the mechanisms of sediment resuspension by internal waves. Contrasting with the oceanic circulation that transports the particles along isopycnals, the turbulence associated with the shoaling of internal waves over the topography enables the particles to be transported across isopycnals (Masunaga et al., 2017). ITs and ISWs are generated by distinct forcing that develops a perturbation of the stratification of the water column. They propagate with strong vertical displacements of the isopycnals and enhanced currents.

ISWs have been proposed to explain sediment resuspension along the Iberian shelf (McCave & Hall, 2002, Van Weering et al., 2002, Oliveira et al., 2002, Schmidt et al., 2002, Dias et al., 2002, Quaresma et al., 2007). ISWs are generated by the wind over stratified upper ocean or by the tides in shallow stratified ocean such as river plume. They can have a great vertical amplitude (< 200 m) and enhanced currents (< 2 m.s⁻¹) but they mainly propagate on the first 100–300 m so they cannot fully explain the GEOVIDE observations (Fig. 1).

ITs have been observed along Nazaré canyon but without direct evidence of sediment resuspension (Huthnance et al., 2002). Contrary to the barotropic tidal currents, which affect the entire water column with a quasi-uniform amplitude on the vertical, ITs propagate across every stratified depth and the associated currents show a highly vari-

able 3D pattern. Their internal oscillation amplitude is possibly weaker than that of ISWs ($< 100\text{ m}$ and $< 1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) but they are highly energetic and constantly generated with the tidal period (de Lavergne et al., 2019). IT energy propagates from their generation sites in a specific pathway along the vertical and horizontal, called the wave beam. Effective bottom friction effects are expected where the IT energy flux reaches the seabed, possibly in the close vicinity of generation sites (Garrett & Kunze, 2007, their figure 8). Ribbe & Holloway (2001) showed that IT energy is the most efficiently dissipated by friction when the bathymetry slope is parallel to the IT wave beam, a situation called the critical slope which leads to sediment resuspension. The criticality of a bathymetric slope depends on the stratification and the tidal period. Its temporal variability is only controlled by the stratification temporal variability. This simple criterion is widely used in the geochemical community to propose potential resuspension sites due to some ITs or ISWs occurring there (*e.g.* (de Madron et al., 1999, Cacchione et al., 2002, Puig et al., 2004, Lam et al., 2020)). As ISWs are more randomly generated than ITs, such a criterion is still valid. However, this approach gives no information on the occurrence of any ITs crossing the slope.

The full signal of ITs off-shelf is not easily observed because of the short periods, the 3D propagation pattern and wavelengths of several tens of kilometers. Considering both barotropic and baroclinic tides in circulation models is likely to raise numerical difficulties, such as stability or spurious long-term erosion of the stratification due to strong currents. To date, these processes have been simulated at shelf-scale (tens to hundreds of kilometers) focussing on shallow waters but rarely at wider scales to focus on intermediate sediment resuspension and transport. Molinas et al. (2020) used a tidal regional model to investigate the IT residual currents that could influence the particle transport over the Amazon shelf but applies its calculation to the shelf only and does not consider what happens on the slope and further offshore. Masunaga et al. (2020) used a tidal regional model with idealized bathymetry and coupled with a sediment model in order to quantify the sediment resuspension and the transport of particles associated with ITs. However, their study did not compare the transport of particles due to ITs to the transport due to the oceanic circulation.

In this context, our purpose is to investigate how the internal tides are triggering sediment resuspension and subsequent transport, as observed along the Iberian margin. First, the 3D model SYMPHONIE¹ (Marsaleix et al., 2006, 2008, 2009) forced solely by the tides is used to numerically investigate the bottom current speed and the energy budget of ITs. This model has been previously deployed in the northeast Atlantic region to study the IT dynamics (Pairaud et al., 2008, 2010) and the tidal influences on river plume (Toublanc et al., 2018). The present configuration is based on a high resolution grid (1 km in the region of interest) and a density field coherent with the GEOVIDE cruise hydrographic conditions. Second, the question of the occurrence of sediment resuspension is investigated from the simulated bottom friction and the available observations and literature of local sediment dry bulk densities and particle diameters. Finally, the consecutive transport of the nepheloid layers is investigated using IBIRYS12² (Iberian-Biscay-Irish ocean Reanalysis, hereafter IBIRYS), an operational reanalysis from 3D NEMO simulations (Maraldi et al., 2013). By exploring these processes, this study proposes for the first time a mechanistic link between the observed geochemical tracer distributions and the activity of ITs.

¹ <https://sites.google.com/view/symphonieoceanmodel/home>

² https://resources.marine.copernicus.eu/?option=com_csw&view=details&product_id=IBI

2 Internal tide simulation

2.1 SYMPHONIE model configuration

A regional configuration of the SYMPHONIE model, called BOBIBE (Bay of Biscay/Iberic shelf), has been setup and 3D tidal simulations have been carried out to quantify IT bottom currents and energy dissipation. The BOBIBE configuration uses a realistic bathymetry over a structured C-grid of 1 km horizontal resolution with 60 vanishing quasi-sigma vertical levels (Dukhovskoy et al., 2009). Tides are forced as boundary conditions using both tidal velocity and tidal surface height. The barotropic tidal forcing uses the atlas FES2014b (Lyard et al., 2021) for M2, S2, N2, K1 and O1 tidal harmonics. These tidal harmonics are selected because they have the strongest amplitudes in this area and they can be separated from each other using harmonic analysis with only a month of simulation. A one-dimensional vertical density profile, representative of the GEOVIDE cruise section, is uniformly prescribed over the domain. The ocean-atmosphere fluxes are disabled preventing any density-driven or wind-driven circulation in the simulation. This IT-dedicated configuration allows the development of a stable IT regime and thus provides a more precise harmonic solution of ITs. The spectral properties (amplitude and phase lag) are extracted from the simulation using harmonic analysis over one month of simulation after 15 days of spinup. To separate the barotropic tides from ITs, the results are projected over the ten first vertical modes based on the mean stratification after the spinup. The diagnostics of IT generation and energy flux calculations are based on this modal separation of the results.

2.2 Validation of the simulation

The validation of BOBIBE simulation is focused on the stratification, the barotropic velocity and the surface elevation due to ITs. The stratification is compared to the one observed during GEOVIDE over the area where the simulation extends (averaging of the 11 first stations). Figure 2a shows that the pycnocline is located at the same depths (around 30 m) and despite some difference at the surface, the stratifications match.

The amplitude of the barotropic velocity has been compared to the FES2014b tidal atlas. The M2 harmonic, the major one, is presented in Figure 2b,c and the other tidal harmonic can be found in the Supporting Information (Fig. S2). The difference is presented in proportion and the white color represents a difference within $\pm 1\%$. The difference between BOBIBE and FES2014b only exceeds 10% at the shelf break and over the Iberian shelf. The barotropic tide is highly sensitive to the bathymetry and the energy consumption from IT generation (mostly happening at the shelf break in this area). The bathymetry is better resolved and IT generation is better constrained in BOBIBE than in FES2014b so the differences observed are reasonable and prove that the overall barotropic tides are well captured.

As explained in the introduction, the measurement of ITs is difficult, making the validation delicate. Actually, one of the best global IT dataset is HRET (Zaron, 2019) that analyzes 20 years of altimetric surface elevation in order to extract the stationary state of ITs globally over different tidal harmonics. The sampling of the altimetry cannot resolve the IT higher modes, so we choose to compare HRET to the first mode of the BOBIBE simulation. The M2 harmonic comparison is presented in Figure 2d,e and the other tidal harmonics can be found in the Supporting Information (Fig. S3). The overall amplitude of the ITs is similar in the Bay of Biscay but stronger on top the Galicia Bank and weaker at the southwest of the domain. HRET uses the hypothesis that ITs are propagating like plane waves in order to better constrain the ITs mapping. Such hypothesis looks relevant for large shelf breaks or ridges but happen to be inappropriate for an isolated seamount like the Galicia Bank where the IT propagation is more concentric. At the southwest of the domain, HRET seems to capture the northward ITs generated at the Gorringer Bank which are not included in BOBIBE domain.

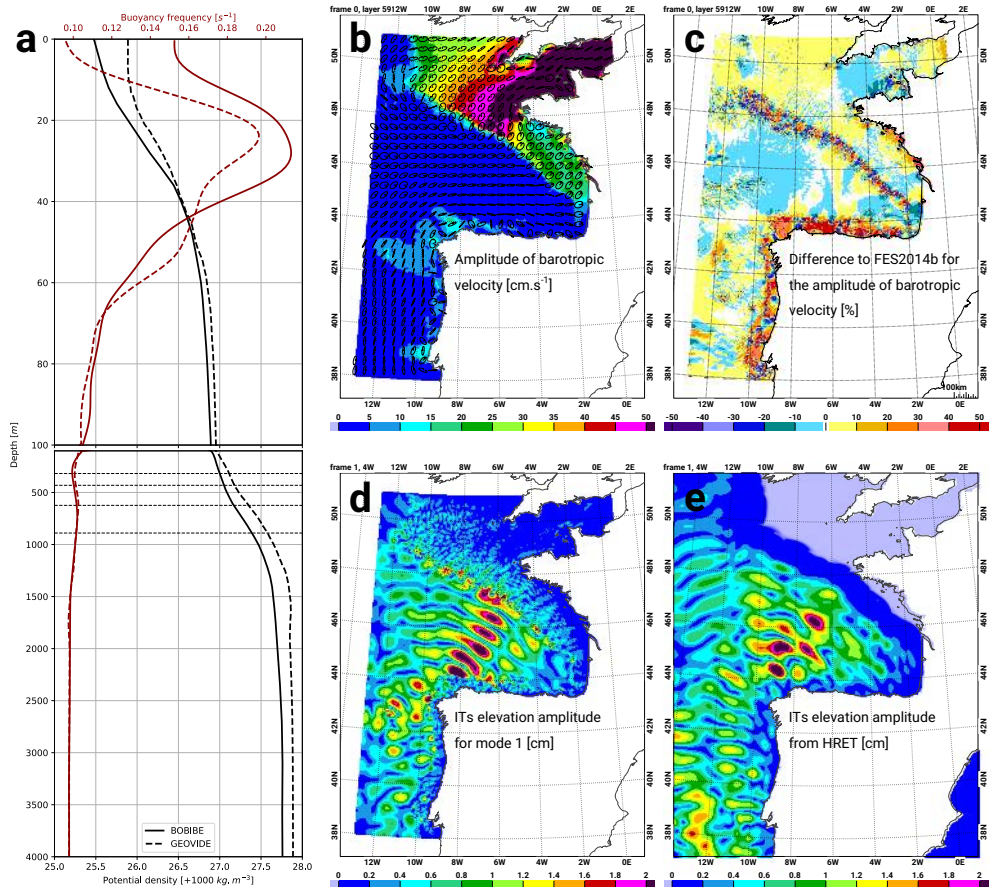


Figure 2. (a) Comparison of the stratification used in BOBIBE and the one measured during GEOVIDE (average of the 11 first stations). (b) Amplitude of barotropic velocity for M2 in BOBIBE and (c) the difference to FES2014b atlas. (d) Elevation amplitude of the first baroclinic mode for M2 in BOBIBE and (e) the stationary signal of ITs from HRET (Zaron, 2019; atlas built from altimetry). The horizontal dashed lines in (a) correspond to the depths of the nepheloid layers observed.

2.3 Internal tide generation and propagation

Based on the method described in Buijsman et al. (2017), the IT energetics are investigated following two quantities: the energy flux (F_{BC}) and the conversion rate (CRV). The conversion rate corresponds to the energy of barotropic tide (BT) that is converted to baroclinic tide (BC) at the sea floor (b). So for positive values, the conversion rate refers to IT generation zones and for negative values, it refers to a sink of IT energy. Theoretically, the sink zones may correspond to the shoaling of ITs over the bathymetry and then could be associated to sediment resuspension. In addition, the IT energy flux enables them to track the IT propagation from their generation to their sink.

F_{BC} and CRV are defined by the following equations:

$$F_{BC} = \int_b^0 \nabla_h \cdot \langle p_{BC} V_{BC} \rangle dz \quad (1)$$

$$CRV = \nabla_h \cdot \langle p_{BC}^b V_{BT}^b \rangle \quad (2)$$

with p the pressure and V the current velocity; the symbols $\langle \rangle$ means that the quantities are averaged along the tidal period considered.

Figure 3a shows the IT energy budget and highlight many different generation sites with a complex energy propagation. Along the Iberian peninsula, the major generation sites are La Coruña shelf and the Galicia Bank. But the ITs coming from the Bay of Biscay are not negligible and seem to mostly head toward the Galicia Bank. In some areas, the ITs do not propagate and sink locally (shading arrows).

As explained in the introduction, the criticality of the bathymetric slope is widely used to investigate the potential of sediment resuspension from internal waves. Figure 3a shows the ratio γ/c and highlights the critical slopes where this ratio is close to 1. Following this methodology, almost all the shelf breaks present critical slopes that can occur from 400 m to 2000 m.

Finally, Figure 3 highlights that the tidal resuspension sites (TRS) investigated in this study are close to critical slopes but sometimes not exactly as for La Coruña and Nazaré Canyon). The TRS are not directly linked to IT sink zones (negative conversion rate).

3 Sediment resuspension triggered by internal tides

3.1 Internal tide bottom friction

IT bottom friction, and thus potential sediment resuspension, does not necessarily take place in the same area as IT generation. ITs coming from a distant source and encountering a bathymetric slope increase the bottom friction over this slope. The Iberian slope is highly influenced by ITs coming from the Bay of Biscay (Fig. 3b). Thus, the bottom friction reflects the overall impact of ITs, whatever their sources.

The bottom shear stress τ_b (hereafter bottom friction) is calculated from the harmonic solutions of the simulation using the same equation coded in the model:

$$\tau_b = \rho V_*^2 = \rho C_D V^2 \quad (3)$$

where ρ is the potential density, V_* the friction velocity, C_D the quadratic friction coefficient and V the velocity at the vertical mid-position of the bottom layer. C_D is calculated in BOBIBE simulation using the following equation:

$$C_D = \left(\frac{\kappa}{\ln \left(\frac{1}{z_0} \frac{h_b}{2} \right)} \right)^2 \quad (4)$$

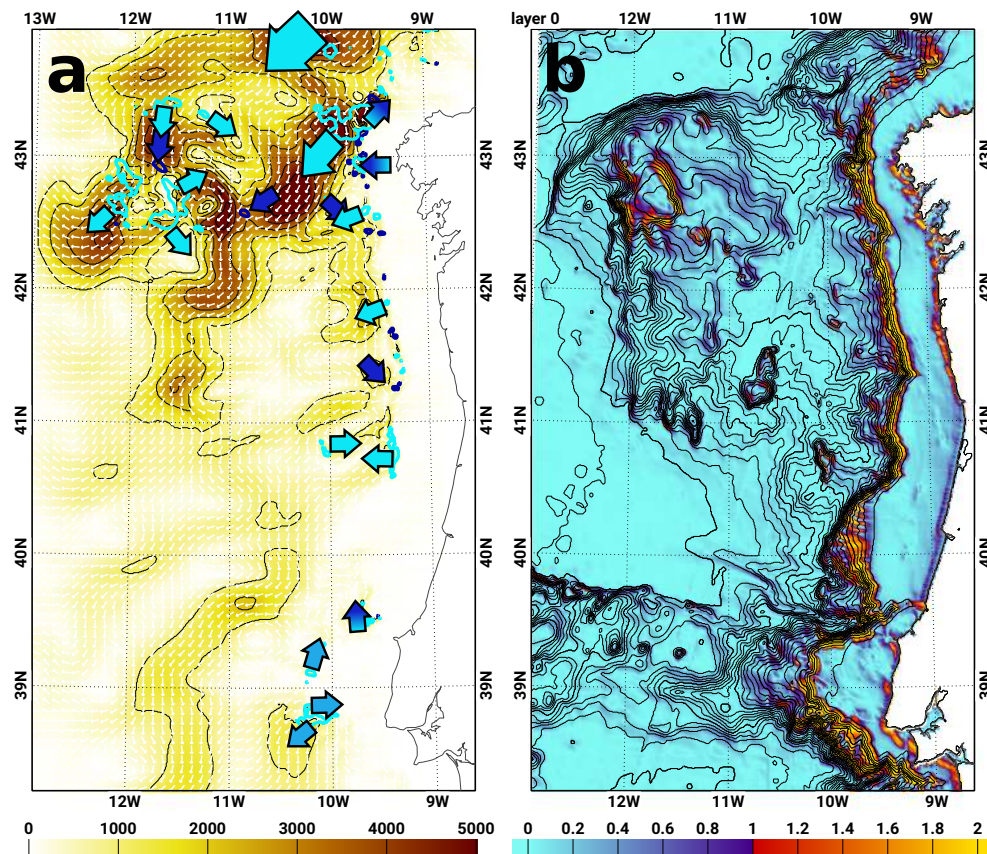


Figure 3. (a) Internal tide energy flux vertically integrated ($W.m^{-1}$) with the conversion rate (cyan contours for generations and dark blue contours for sinks). The small cyan arrows refer to IT generation and the small dark blue arrows refer to IT sinks. The big cyan arrow highlights the propagation of internal tide coming from outside the area of interest. (b) Ratio between the topography slope and the angle of IT wave beam for diurnal tidal harmonics (based on M2). The critical slope areas correspond to values equal to 1. Values lower than 1 refer to transmissive slopes (subcritical) and values stronger than 1 to reflective slopes (supercritical).

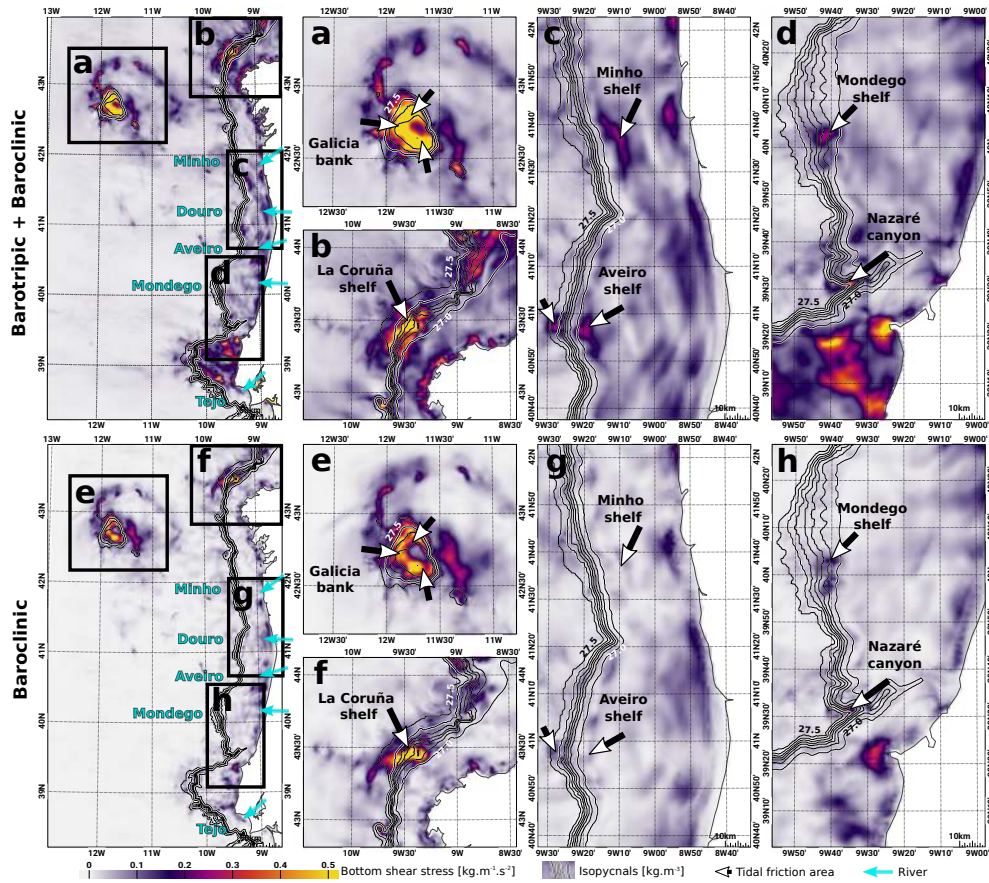


Figure 4. (top) Total and (bottom) baroclinic maximum tidal bottom shear stress from M2, S2, N2, K1 and O1 tidal harmonics over the Iberian continental shelf. The areas of interest are detailed from North to South: (a,e) the Galicia Bank, (b,f) La Coruña shelf, (c,g) the Minho and Aveiro shelves and (d,h) the Mondego shelf and the Nazaré canyon. The isopycnals are based on the potential density at the bottom and highlight the range of the GEOVIDE particle measurements (Fig. 1). The black and white arrows highlight the potential area of high bottom friction that within the isopycnals considered. The cyan arrows correspond to the rivers that can bring lithogenic particles and sediment.

with κ the Von Karman constant ($\kappa = 0.4$), z_0 the bottom roughness and h_b the thickness of the bottom layer. The bottom roughness is the scale of unresolved topography at the sea floor, like sand waves, ripples or grain size. In BOBIBE simulation, $z_0 = 1 \times 10^{-3} m$ uniformly over the domain and corresponds to the order of the roughness for continental slopes and abyssal plains. For high depth areas, the last layer can be thick enough to contest the validity of equation 4, so the value of C_D cannot be smaller than 2.5×10^{-3} .

Based on the spectral velocity fields of M2, S2, N2, K1 and O1, a prediction of \mathbf{V} is made over two months with a time resolution of 30 *min*, and the maximum of V is extracted. This method highlights the most energetic events of bottom velocity that could occur during the spring-neap tide cycle and has been performed under two scenarios: the total tidal contribution (barotropic and baroclinic) and the baroclinic contribution only (Fig. 4). In this study, six areas where bottom friction could be strong enough to lead to sediment resuspension are selected as they present a total tidal bottom velocity (barotropic and baroclinic) stronger than 20 cm.s^{-1} within the range of the isopycnals sampled during the GEOVIDE cruise (Fig. 1). Hereafter, the areas located over the slope are named after the name of the shelf on top of it.

The Galicia Bank (Fig. 4a,e) is a sea mount up to 800 *m*. Because of its steep topography, this seamount is a major source of ITs in the region. The maximum bottom velocities cover a large area around the main summit of the sea mount. These locations correspond to critical slopes for the flanks of the sea mount but not over its top (Fig. 3b).

La Coruña shelf (Fig. 4b,f) presents a narrow area of strong bottom friction over the continental slope. The slope partially corresponds to a critical slope. However, a major IT generation zone is located nearby to the southwest (43.2N-9.8W, Fig. 3a) and the ITs generated there could be responsible for strong bottom friction. ITs that originate from the Bay of Biscay could also break here, enhancing the bottom friction. Although this area presents few critical slopes, strong sediment resuspension is likely to occur due to these currents.

The Minho and Aveiro shelves are very similar (Fig. 4c,g) with barotropic tidal currents coming across steep slopes. The maximum bottom friction over these areas is weaker than for Galicia Bank or La Coruña. Minho and Aveiro shelves present medium bottom friction on the top of the slope mainly due to barotropic tidal currents and does not correspond to a critical slope. Aveiro shelf presents a second location of medium bottom friction in the middle of the slope associated with local IT generation and corresponding to a critical slope.

The Mondego shelf (Fig. 4d,h) is less steep than the Minho and Aveiro ones. A medium bottom friction is located at the middle-top of the continental slope, partially due to ITs but without any major IT generation site around. This location corresponds to a critical slope with ITs coming from another site and breaking there.

The Nazaré canyon (Fig. 4d,h) is one of the longest canyons of the Iberian peninsula, with significant barotropic tidal current across its flanks associated with IT generation. A strong bottom friction is located at the bottom of the canyon. This location does not correspond to a critical slope but is surrounded by some.

South of Nazaré canyon, the Estremadura Spur shelf is highly influenced by barotropic tides everywhere and by ITs at specific locations. This happens because the barotropic tide crosses the Estremadura Spur shelf, increasing the barotropic tidal currents amplitude over the shelf (Fig. 2b). These areas of strong bottom friction are located above the isopycnals sampled during GEOVIDE, so they are not considered in this study.

To summarize, the simulation of ITs reveals six areas with a strong bottom friction that could generate sediment resuspension. Among them, two are clearly not over critical slopes and two others spread on both critical and not critical slopes. In this study, the criterion for sediment resuspension will be the maximum tidal bottom friction so the resuspension could occur following the spring-neap tide cycle. The fact that these areas do not strictly correspond to critical slopes enlarges the number of potential resuspension locations over shelves, offering new perspectives for worldwide sediment tidal resuspension investigations. Hereafter, all these selected areas will be referred as tidal resuspension sites (TRS).

3.2 Sediment resuspension threshold

Now that the potential TRS are identified, is the bottom friction strong enough to provoke the resuspension of the sediment located there? The threshold of sediment resuspension can be estimated with the static approach of the Shields criterion. Shields (1936) was one of the first to propose an empirical threshold of sediment resuspension in a adimensional space based on lab experiment using multiple fluids and sediment. This adimensional space use the Shields parameter (ϑ) to compare the bottom friction to sediment properties and the boundary Reynolds number (Re_*) to describe the turbulence of the flow at the scale of the sediment:

$$\vartheta = \frac{\tau_b}{gd(\rho_S - \rho)} \quad (5)$$

$$Re_* = V_* \frac{d}{\nu} = \sqrt{C_D} \frac{VD}{\nu} \quad (6)$$

with d the grain diameter of the sediment, ρ the density of the fluid, ρ_S the dry bulk density of the sediment and $\nu = 1.41 \times 10^{-6} \text{ s.m}^2$ the kinematic viscosity for sea water.

More recently, analytical Shields criterion curves have been formulated for different motion thresholds (motion, rolling, resuspension) and for cohesive sediment (silts; Miedema, 2012a,b, 2013). The curve for cohesive sediment has been chosen for the smallest grain size observed to be the most restrictive. Because all the parameters cannot be found to properly generate these curves, custom curves that fit the Shields criterion curves have been used.

For each potential TRS, the sediment properties are found in the literature from the closest *in situ* samplings (Table 1). Biogenic sediment dominates the Galicia Bank and is present along the Iberian slope near Minho, Aveiro and Mondego resuspension sites. The majority of the sediment is lithogenic all along the Iberian slope. Then, ϑ and Re_* are calculated for a range of sediment diameter.

Figure 5 compares the potential TRS (in color) to the Shields criterion curves (in black). Cases falling below the motion curve correspond to steady sediment. Cases falling above the motion curve but below the rolling curve correspond to sediment barely moving. Cases falling above the rolling curve but below the suspension curve correspond to sediment moving along the seabed. Cases falling above every curve are favorable to sediment resuspension, because the sediment is light enough, thin enough or the flow is strong enough.

Galicia Bank and La Coruña shelf are well above the threshold curve. This suggests that the resuspension of the sediment not only occurs during spring tides, but also during the common tidal cycle. Nazaré canyon is just above the silt threshold curve, suggesting that sediment resuspension only happens during spring tides. On Aveiro and Mondego shelves, only the thinner sediment can be resuspended with both lithogenic and biogenic sediment. On Minho shelf, the sediment is too large and the flow too slow to provoke sediment resuspension.

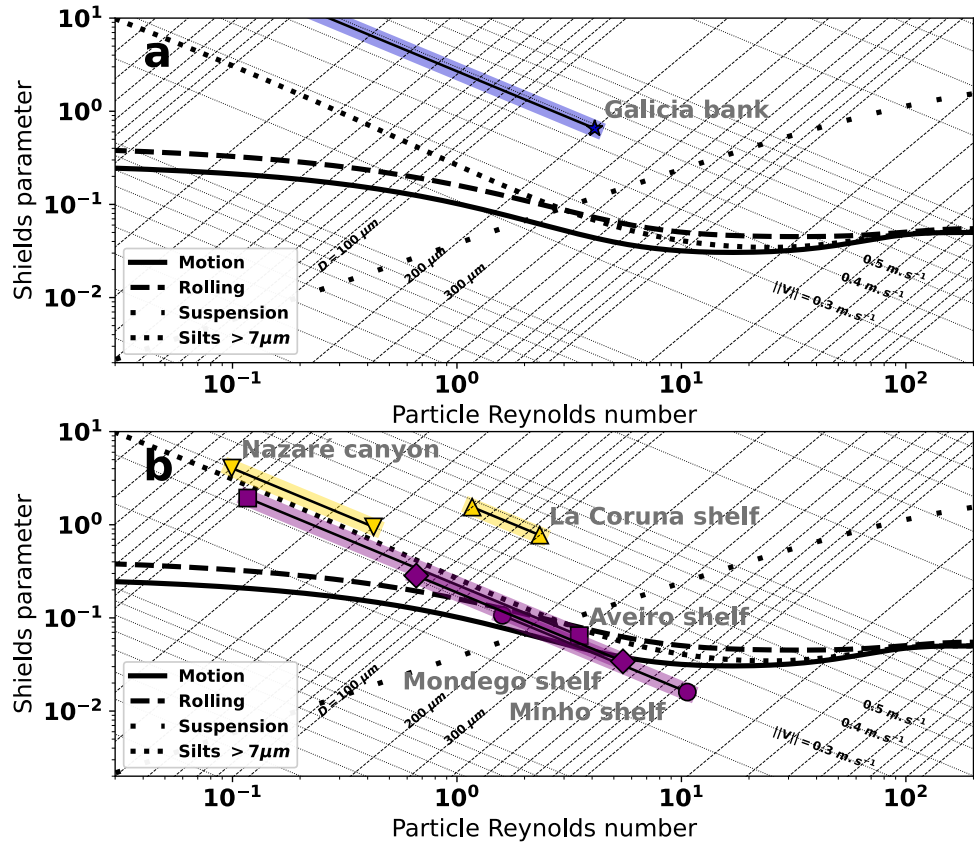


Figure 5. Shields criterion curves using dimensionless Reynolds number and Shields parameter for (a) light sediment (\sim chalk: $\rho_S = 1.7 \text{ g.cm}^{-3}$) and (b) heavy sediment (\sim quartz, calcite: $\rho_S = 2.5 \text{ g.cm}^{-3}$). The colors refer to the nature of the sediment, blue for biogenic, yellow for lithogenic and purple for both mixed. For the cases above the black curves, the sediment is eroded and for the cases below the black curves, the sediment is deposited. The scales $\|V\|$ versus D on the background are produced for the oceanic case ($\nu = 1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, $\sigma = 27 \text{ kg.m}^{-3}$) with the two different ρ_S .

Table 1. Characteristics of the potential tidal resuspension sites (TRS). The flow dynamics at the bottom come from the IT simulation and the sediment properties come from the cited literature. The intensity of the sediment resuspension is symbolized by ++, + and 0 when the flow-sediment situation is far above, close to and below the resuspension threshold (Fig. 5).

Area	Criticality	Isopycnals $kg.m^{-3}$	τ_b $kg.m^{-1}.s^{-2}$	ρ_s $g.cm^{-3}$	D μm	References
Galicia	Yes/No	27.2-27.5	0.86	1.7	10-200	Flach et al. (2002) Yenes et al. (2019)
La Coruña	Yes/No	27.0-27.5	1.12	2.5	50-100	Flach et al. (2002)
Minho	No	26.9	0.23	2.3/1.7	150-1000	Dias & Nittrouer (1984)
Aveiro top	No	27.1	0.28	2.3/1.7	10-300	Dias & Nittrouer (1984)
Aveiro mid	Yes	27.5	0.28	2.3/1.7	10-300	Dias & Nittrouer (1984)
Mondego	Yes	27.1-27.2	0.25	2.3/1.7	60-500	Dias & Nittrouer (1984) Duarte & Taborda (2007)
Nazaré	No	27.4-27.5	0.41	2.5	7-30	de Stigter et al. (2007) Ribeiro (2008)

This method gives us a first order estimation of the TRS along the Iberian peninsula. The Table 1 summarized the isopycnals, the nature of the sediment (dry bulk density) and the intensity of the resuspension for

4 Sediment transport

As presented in the introduction, the suspended particles seem to be transported up to 2000 *km* offshore. However, IT transport of sediment only occurs over smaller scales (Masunaga et al., 2020, Molinas et al., 2020). In addition, ITs generated in the area do not present a significant propagation pattern northwestward (Fig. 3a), which would allow reaching station 13 or 21. We thus deduce that although ITs clearly trigger bottom friction and sediment resuspension, they cannot be responsible for the transport of suspended particles between the GEOVIDE stations, while advection by the oceanic circulation could. The IBIRYS operational reanalysis current field is used to simulate this transport. This product is a reanalysis from a 3D NEMO simulation at 1/12 that have been assimilated with the temperature and salinity profiles, the sea surface height and the sea surface temperature (further description and validation are provided by Maraldi et al., 2013). This simulation only extends to 19W, so it does not fully connect to station 21 of GEOVIDE cruise. The daily averaged currents of IBIRYS are collocated with GEOVIDE measurements in order investigate the agreement between the simulation and the measurements. No major difference that could infer the usage of this simulation have been found (Supporting Information Fig. S4).

Three different depths are investigated: 180 *m*, 500 *m* and 800 *m*, corresponding approximately to the nepheloid layers observed along $\sigma = 27.0$, 27.2 and 27.4 $kg.m^{-3}$ (Fig. 1). This simulation describes the dynamics next to the TRS. We are aware that the usage of vertical *z*-coordinate depth for the simulation is less strict than the vertical ρ -coordinate to investigate the particle transport. However, the large vertical reso-

lution of the reanalysis (around 100 *m* at these depths) leads to quite smoothed vertical structures. Thus, the vertical coordinate approximation will not affect the interpretation of particle transport based on the simulation results.

With a velocity of the order to 3 $cm.s^{-1}$ to 10 $cm.s^{-1}$ and a distance between the TRS and the GEOVIDE stations of the order of 500 *km*, the timescale involved ranges from ~ 50 days to ~ 200 days. Three average periods of the monthly mean current field have been tested (2 years, 6 months and 3 months). For each averaged periods, the flow is considered steady and the streamlines are calculated to describe the potential pathways of the particles. For shorter average period, a stronger mesoscale activity can be observed with faster currents ($\sim 10 cm.s^{-1}$) whereas longer average highlight the general circulation of the area with slower currents ($\sim 3 cm.s^{-1}$). The sediment pathways from TRS to GEOVIDE station slightly differ with the average but the general transport is quite clear. We choose to describe the sediment pathways using the 2 year average (from June 2012 to June 2014) as it better shows the mean state of the sediment transport (other averaged period are available in Supplementary Information, Fig. S5).

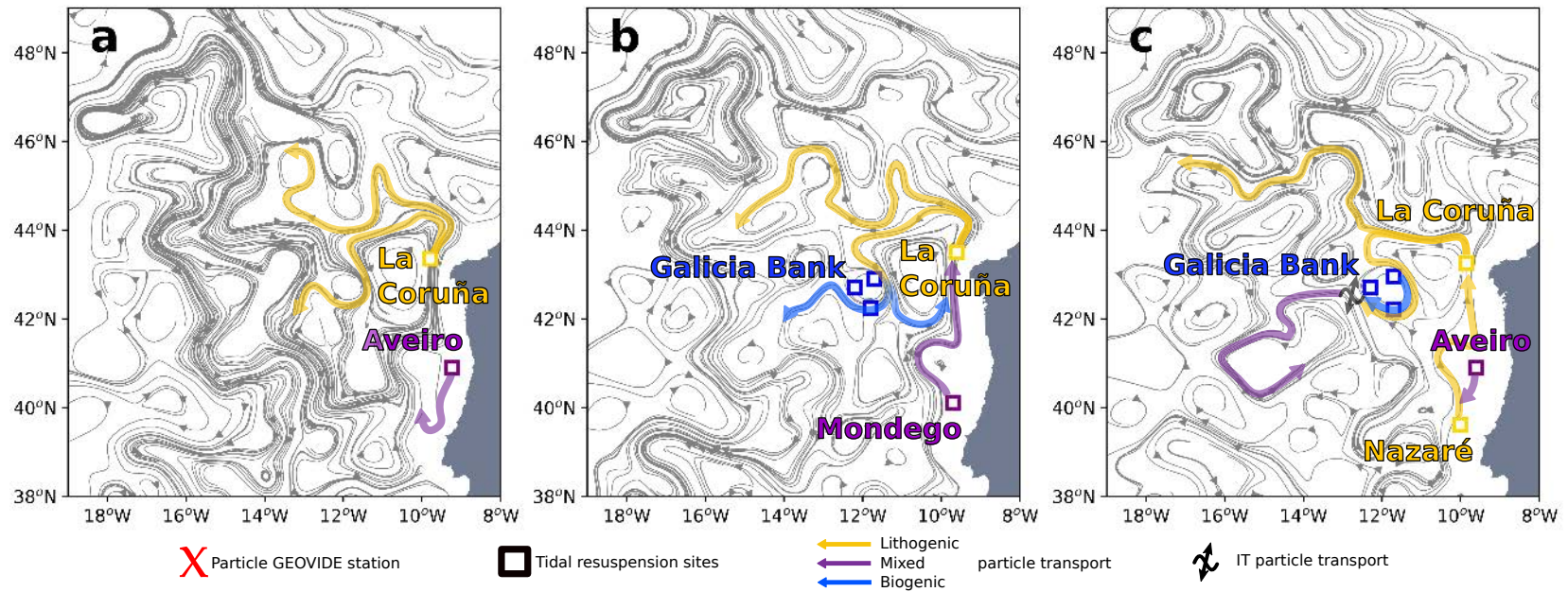


Figure 6. Streamline based on the mean velocity from June 2012 to June 2014 at (a) 180 m - $\sigma \sim 27.0 \text{ kg.m}^{-3}$ and (b) 500 m - $\sigma \sim 27.2 \text{ kg.m}^{-3}$ and (c) 800 m - $\sigma \sim 27.4 \text{ kg.m}^{-3}$. The red crosses show the GEOVIDE particle measurement stations. The squares show the location of tidal resuspension sites. The arrows describe the potential pathways of the particles from the tidal resuspension sites to the GEOVIDE stations. The colors define the nature of the particles transported: yellow for lithogenic, blue for biogenic and purple for both lithogenic and biogenic mixed.

Figure 6 presents the horizontal streamlines from velocity fields at these depths. Note that the current structures at 180 *m* are consistent with the surface circulation during the cruise (Zunino et al., 2017, their figure 5, derived from altimetry sea level anomalies). Potential pathways from the TRS to the three GEOVIDE stations are inferred from the streamlines that connect them (colored arrows). The most striking feature is that we do not find any pathway that directly connects the three GEOVIDE stations, whatever the depth. A strong northward current along the shelf slope washes all the Iberian slope and then splits up in different directions at La Coruña shelf. The potential pathways between each station are described and discussed below.

Station 1 is influenced by two eddies: in front of Aveiro shelf the eddy structure can be found until 800 *m* whereas in front of the Nazaré canyon, the eddy does not reach 500 *m*. The TRS that could affect this station depends on the depth. At 180 *m*, it is Aveiro (purple arrow), at 500 *m*, Mondego (purple arrow) and at 800 *m*, Nazaré (yellow arrow). Aveiro and Mondego TRS are both composed of mixed sediment (biogenic and lithogenic) so they can partially explain the lithogenic signature of GEOVIDE observations. Note that some variations in the relative composition of the resuspended sediment cannot be excluded too.

Station 13 is mostly influenced by southward and northeastward currents so the lithogenic particles observed at this station are transported following a circuitous pathway. This pathway is similar for every depth: starting from the La Coruña TRS and circumventing the Galicia Bank. At 180 *m*, this pathway transports particles from La Coruña resuspension site only, so the particles are mainly lithogenic (yellow arrow). But at 500 *m*, the resuspension of mixed sediment at Mondego shelf and biogenic sediment at Galicia Bank can completely reverse the ratio (shading color arrows). At 800 *m*, the additional lithogenic sediment from Nazar could balance the biogenic sediment from Galicia Bank. Thus, station 13 would be affected by lithogenic particles at 120 *m*, mostly by biogenic particles at 500 *m* and by both at 800 *m*. This is in good agreement with the GEOVIDE observations of lithogenic REE proportions (Fig. 1).

Note that the streamlines at 800*m* seem to hardly connect from Galicia Bank to station 13 so the circulation cannot fully explain this pathway. The ITs are really energetic over the Galicia Bank (Fig. 3a) and the currents are quite slow at such depth ($\sim 2 \text{ cm.s}^{-1}$). So maybe the ITs could transport the sediment through the streamline over 70 *km*. This distance of particle transport by ITs is comparable to the simulation of Masunaga et al. (2020) where the sediment is transported over 50 *km* by an IT flux around 5 kW.m^{-1} (their figures 5 and 13). Otherwise the currents that transport Mediterranean waters could bring sediment from other areas further south than the area considered in this study.

Station 21 does not seem to connect with the TRS at any depth. Long and meandering pathways could approach station 21 from La Coruña but only until 17W (Fig. 6c, yellow arrow).

Moreover, a large northeastward current highly influences station 21: at 180 *m* the currents are up to 12 cm.s^{-1} then decrease with depth to 6 cm.s^{-1} at 800 *m* (Fig. 6,a,b,c). This current is one of the southern branches of the North Atlantic Current (SNAC, Zunino et al., 2017). The authors show that station 21 is under the influence of a large anticyclonic eddy during the cruise. This station displays very different temperature and salinity than the nearby stations (Supporting Information Fig. S1), with Subpolar Mode Water below 180 *m* and Subarctic Intermediate Water at 500 *m* (Garcia-Ibanez et al., 2018). The current velocity across the GEOVIDE transect highlights a strong shear current centered on station 21. It cannot be excluded that this complex circulation could bring water masses from other coastal/shelf margins locations than the Iberian coast. As for example, the East North Atlantic Central Waters are highly represented at this depth (Garcia-Ibanez et al., 2018) and could have been influenced by ITs of the Gulf of Maine (Duda

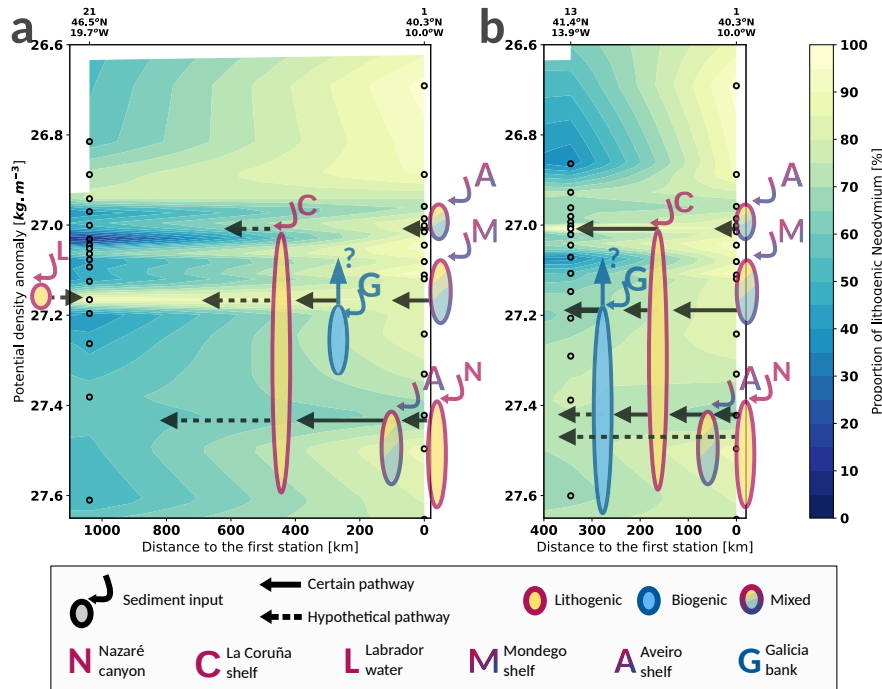


Figure 7. Proportion of lithogenic neodymium in particulate matter along isopycnals (a) between station 1 and 21 and (b) between station 1 and 13 using linear interpolation. The color inside the black rings refers to the GEOVIDE measurements. The other symbols refer to the tidal resuspension sites and the transport of the particles. On top of each station there is the station number and its localization. Data from Lagarde et al. (2020).

et al., 2018). As a whole, the present choice of such regional model reanalysis does not enable us to reach a conclusion on the origins of the highly lithogenic particles measured at station 21. This will require further investigations based on a Lagrangian methodology (Maes & Blanke, 2015, Artigue et al., 2020) applied to a simulation of all the North Atlantic basin reproducing the mixing of the different water masses in the North Atlantic. The ongoing neodymium isotopic composition (ϵNd) of the GEOVIDE samples could help to determine the exact origin of the particles (Grenier et al., 2018).

The different pathways that connect the TRS to the station 13 are

The simulation of the oceanic circulation provides a better understanding of the transport of the suspended particles over the area. Distinct pathways are highlighted for each station. Because stations 13 and 21 are not connected, the interpolation of particle lithogenic fraction between these two stations is not relevant and misleads the interpretation of the results. Two distinct interpolations of GEOVIDE measurements for the two pathways are proposed in Figure 7. This summary of the influences from TRS and pathways due to the oceanic circulation is based on the results shown in Table 1 and Figure 6.

5 Conclusion and perspectives

This study proposes the first interdisciplinary approach to explain the resuspension and the transport of lithogenic particles from the Iberian coast up to the middle of

the North Atlantic basin. Based on a semi-realistic 3D tidal model and the sediment properties, we establish that internal tides (ITs) generated in the Bay of Biscay and along the Iberian slope participate to the sediment resuspension and could be the major mechanism for the resuspension happening below 300 *m*. Five specific places of tidal resuspension, named here tidal resuspension sites (TRS), are identified. La Coruña shelf and Nazaré canyon are sources of lithogenic sediment; Aviero and Mondego shelves are likely providing both lithogenic and biogenic sediments; finally, Galicia Bank is clearly a source of biogenic sediment. Most of these sites are under strong IT influence, except Aveiro TRS which is the only location of strong barotropic tidal currents at the top of the shelf slope. Using a regional model reanalysis, the mean state of the oceanic circulation in the area is investigated within the first 1000 *m*. Associated with the TRS this approach explains most of the GEOVIDE observations (Lagarde et al., 2020). However, we demonstrate that stations 13 and 21 are not connected. More specifically, the strong lithogenic fraction and the water masses observed at station 21 at 500 *m* could reflect transport of sediment originating from the North American margins instead of the Iberian one.

More broadly, questions raised by geochemical results lead to the development of this method associating dedicated IT simulation to regional circulation one. This strategy helped to improve the first interpretations of the geochemical data (Gourain et al., 2019, Lagarde et al., 2020). Not every TRS described in this study is located on critical slopes and many critical slopes of the Iberian peninsula are not associated with a TRS. Thus, we suggest that the slope criticality is not sufficient to properly identify TRS and should be reserved to internal solitary waves (in the upper 300 *m*). An explicit modeling of the ITs with thin grid resolution (< 3 *km*) and a good knowledge of the sediment (nature and size) is required to simulate and reveal the TRS of an area. Further work on sediment resuspension and large distance particle transport should consider applying Lagrangian tracking to the oceanic circulation simulations as well as performing a complete tidal-circulation model coupled with a sediment model.

Acknowledgments

The authors are grateful to the CNES, CLS, CNRS and UPS for the funding of this study. The authors are thankful to D. Allain for the development of POCViP visualization software, to H. de Stigter whose provide us the sediment properties near the Nazaré canyon and to R. Almar for its advises on sediment resuspension. The BOBIBE simulation was performed using HPC resources from GENCI/CINES (grants 2020-A0080110098 and 2021-A0100110098). The GEOVIDE CTD data are available at SENOE (DOI: 10.17882/52153). The GEOVIDE geochemical tracer data are available on GEOTRACES portal (<https://www.bodc.ac.uk/geotraces/data/idp2017/>).

References

- Artigue, L., Lacan, F., Van Gennip, S., Lohan, M. C., Wyatt, N. J., Woodward, E. M. S., ... Drillet, Y. (2020). Water mass analysis along 22°N in the subtropical north atlantic for the jc150 cruise (geotraces, gapr08). *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 103230.
- Boegman, L., & Stastna, M. (2019). Sediment resuspension and transport by internal solitary waves. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 51, 129–154.
- Buijsman, M. C., Arbic, B. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Wallcraft, A. J., & Zamudio, L. (2017). Semidiurnal internal tide incoherence in the equatorial Pacific. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(7), 5286–5305.
- Cacchione, D. (1970). *Experimental study of internal gravity waves over a slope* (Unpublished doctoral dissertation). Massachusetts Institute of Technology and Woods Hole Oceanographic Institution.
- Cacchione, D., Pratson, L. F., & Ogston, A. (2002). The shaping of continental

- slopes by internal tides. *Science*, 296(5568), 724–727.
- de Lavergne, C., Falahat, S., Madec, G., Roquet, F., Nycander, J., & Vic, C. (2019). Toward global maps of internal tide energy sinks. *Ocean Modelling*, 137, 52–75.
- de Madron, X. D., Castaing, P., Nyffeler, F., & Courp, T. (1999). Slope transport of suspended particulate matter on the aquitanian margin of the bay of biscay. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 46(10), 2003–2027.
- de Stigter, H. C., Boer, W., de Jesus Mendes, P. A., Jesus, C. C., Thomsen, L., van den Bergh, G. D., & van Weering, T. C. (2007). Recent sediment transport and deposition in the nazaré canyon, portuguese continental margin. *Marine Geology*, 246(2-4), 144–164.
- Dias, J., Jouanneau, J., Gonzalez, R., Araújo, M., Drago, T., Garcia, C., ... Weber, O. (2002). Present day sedimentary processes on the northern iberian shelf. *Progress in Oceanography*, 52(2-4), 249–259.
- Dias, J., & Nittrouer, C. A. (1984). Continental shelf sediments of northern portugal. *Continental Shelf Research*, 3(2), 147–165.
- Duarte, J. F., & Taborda, R. (2007). Bottom sediment signature associated with the oporto, aveiro and nazaré submarine canyons (nw off portugal). *Thalassas*, 23(1), 9–18.
- Duda, T. F., Lin, Y.-T., Buijsman, M., & Newhall, A. E. (2018). Internal tidal modal ray refraction and energy ducting in baroclinic gulf stream currents. *Journal of Physical Oceanography*, 48(9), 1969–1993.
- Dukhovskoy, D. S., Morey, S. L., Martin, P. J., OBrien, J. J., & Cooper, C. (2009). Application of a vanishing, quasi-sigma, vertical coordinate for simulation of high-speed, deep currents over the sigsbee escarpment in the gulf of mexico. *Ocean Modelling*, 28(4), 250–265.
- Flach, E., Muthumbi, A., & Heip, C. (2002). Meiofauna and macrofauna community structure in relation to sediment composition at the iberian margin compared to the goban spur (ne atlantic). *Progress in oceanography*, 52(2-4), 433–457.
- Garcia-Ibanez, M. I., Pérez, F. F., Lherminier, P., Zunino, P., Mercier, H., & Tréguer, P. (2018). Water mass distributions and transports for the 2014 geovide cruise in the north atlantic. *Biogeosciences*, 15(7), 2075–2090.
- Garrett, C., & Kunze, E. (2007). Internal tide generation in the deep ocean. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 39, 57–87.
- Gourain, A., Planquette, H., Cheize, M., Lemaitre, N., Menzel Barraqueta, J.-L., Shelley, R., ... Sarthou, G. (2019). Inputs and processes affecting the distribution of particulate iron in the north atlantic along the geovide (geotraces ga01) section. *Biogeosciences*, 16(7), 1563–1582.
- Grenier, M., Garcia-Solsona, E., Lemaitre, N., Trull, T. W., Bouvier, V., Nonnotte, P., ... Jeandel, C. (2018). Differentiating lithogenic supplies, water mass transport, and biological processes on and off the kerguelen plateau using rare earth element concentrations and neodymium isotopic compositions. *Frontiers in Marine Science*, 5, 426.
- Huthnance, J. (1989). Internal tides and waves near the continental shelf edge. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, 48(1-3), 81–106.
- Huthnance, J., Van Aken, H. M., White, M., Barton, E. D., Le Cann, B., Coelho, E. F., ... Vitorino, J. (2002). Ocean margin exchange water flux estimates. *Journal of Marine Systems*, 32(1-3), 107–137.
- Jia, Y., Tian, Z., Shi, X., Liu, J. P., Chen, J., Liu, X., ... Tian, J. (2019). Deep-sea sediment resuspension by internal solitary waves in the northern south china sea. *Scientific reports*, 9(1), 1–8.
- Lagarde, M., Lemaitre, N., Planquette, H., Grenier, M., Belhadj, M., Lherminier, P., & Jeandel, C. (2020). Particulate rare earth element behavior in the north atlantic (geovide cruise). *Biogeosciences*.
- Lam, P. J., Heller, M. I., Lerner, P. E., Moffett, J. W., & Buck, K. N. (2020). Un-

- expected source and transport of iron from the deep peru margin. *ACS Earth and Space Chemistry*, 4(7), 977–992.
- Lyard, F. H., Allain, D. J., Cancet, M., Carrre, L., & Picot, N. (2021). Fes2014 global ocean tides atlas: design and performances. *Ocean Science Discussions*, 2021, 140. Retrieved from <https://os.copernicus.org/preprints/os-2020-96/> doi: 10.5194/os-2020-96
- Maes, C., & Blanke, B. (2015). Tracking the origins of plastic debris across the coral sea: A case study from the ouvéa island, new caledonia. *Marine pollution bulletin*, 97(1), 160–168.
- Maraldi, C., Chanut, J., Levier, B., Ayoub, N., Mey, P. D., Reffray, G., . . . others (2013). Nemo on the shelf: assessment of the iberia–biscay–ireland configuration. *Ocean Science*, 9(4), 745–771.
- Marsaleix, P., Auclair, F., & Estournel, C. (2006). Considerations on open boundary conditions for regional and coastal ocean models. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 23(11), 1604–1613.
- Marsaleix, P., Auclair, F., & Estournel, C. (2009). Low-order pressure gradient schemes in sigma coordinate models: The seamount test revisited. *Ocean Modelling*, 30(2-3), 169–177.
- Marsaleix, P., Auclair, F., Floor, J. W., Herrmann, M. J., Estournel, C., Pairaud, I., & Ulses, C. (2008). Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. *Ocean Modelling*, 20(1), 61–89.
- Masunaga, E., Arthur, R. S., Fringer, O. B., & Yamazaki, H. (2017). Sediment resuspension and the generation of intermediate nepheloid layers by shoaling internal bores. *Journal of Marine Systems*, 170, 31–41.
- Masunaga, E., Arthur, R. S., & Yamazaki, H. (2020). Baroclinic residual circulation and mass transport due to internal tides. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 125(4), e2019JC015316.
- McCave, I., & Hall, I. R. (2002). Turbidity of waters over the northwest iberian continental margin. *Progress in Oceanography*, 52(2-4), 299–313.
- Miedema, S. (2012a). Constructing the shields curve: Part a fundamentals of the sliding, rolling and lifting mechanisms for the entrainment of particles. *Journal of dredging engineering*, 12(1), 1–49.
- Miedema, S. (2012b). Constructing the shields curve. part b: Sensitivity analysis, exposure and protrusion levels settling velocity, shear stress and friction velocity, erosion flux and laminar main flow. *J. Dredging Eng*, 12, 50–92.
- Miedema, S. (2013). Constructing the shields curve: Part cohesion by silt, hjulstrom, sundborg. In *International conference on offshore mechanics and arctic engineering* (Vol. 55409, p. V006T10A023).
- Molinas, E., Carneiro, J. C., & Vinzon, S. (2020). Internal tides as a major process in amazon continental shelf fine sediment transport. *Marine Geology*, 430, 106360.
- Oliveira, A., Vitorino, J., Rodrigues, A., Jouanneau, J., Dias, J., & Weber, O. (2002). Nepheloid layer dynamics in the northern portuguese shelf. *Progress in Oceanography*, 52(2-4), 195–213.
- Pairaud, I. L., Auclair, F., Marsaleix, P., Lyard, F., & Pichon, A. (2010). Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the bay of biscay. part 2: Baroclinic tides. *Continental Shelf Research*, 30(3-4), 253–269.
- Pairaud, I. L., Lyard, F., Auclair, F., Letellier, T., & Marsaleix, P. (2008). Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the bay of biscay. part 1: Barotropic tides. *Continental Shelf Research*, 28(10-11), 1294–1315.
- Puig, P., Palanques, A., Guillén, J., & El Khatab, M. (2004). Role of internal waves in the generation of nepheloid layers on the northwestern alboran slope: implications for continental margin shaping. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 109(C9).

- Quaresma, L. S., Vitorino, J., Oliveira, A., & da Silva, J. (2007). Evidence of sediment resuspension by nonlinear internal waves on the western portuguese mid-shelf. *Marine geology*, *246*(2-4), 123–143.
- Ribbe, J., & Holloway, P. E. (2001). A model of suspended sediment transport by internal tides. *Continental Shelf Research*, *21*(4), 395–422.
- Ribeiro, M. (2008). Dinâmica sedimentar da cabeceira do canhão submarino da nazaré. *Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa*, 14.
- Schmidt, S., Chou, L., & Hall, I. R. (2002). Particle residence times in surface waters over the north-western iberian margin: comparison of pre-upwelling and winter periods. *Journal of Marine Systems*, *32*(1-3), 3–11.
- Shields, A. (1936). Anwendung der aehnlichkeitsmechanik und der turbulenzforschung auf die geschiebebewegung. *PhD Thesis Technical University Berlin*.
- Toublanc, F., Ayoub, N., Lyard, F., Marsaleix, P., & Allain, D. (2018). Tidal downscaling from the open ocean to the coast: a new approach applied to the bay of biscay. *Ocean Modelling*, *124*, 16–32.
- Van Weering, T. C., De Stigter, H., Boer, W., & De Haas, H. (2002). Recent sediment transport and accumulation on the nw iberian margin. *Progress in Oceanography*, *52*(2-4), 349–371.
- Yenes, M., Casas, D., Nespereira, J., Monterrubio, S., Ercilla, G., & López-González, N. (2019). Galicia bank sediment transport activity in response to continuous sedimentary instability dynamics: a geotechnical perspective. *International Journal of Earth Sciences*, *108*(8), 2545–2560.
- Zaron, E. D. (2019). Baroclinic tidal sea level from exact-repeat mission altimetry. *Journal of Physical Oceanography*, *49*(1), 193–210. Retrieved from <https://doi.org/10.1175/JPO-D-18-0127.1> doi: 10.1175/JPO-D-18-0127.1
- Zunino, P., Lherminier, P., Mercier, H., Daniault, N., García-Ibáñez, M. I., & Pérez, F. F. (2017). The GEOVIDE cruise in may–june 2014 reveals an intense meridional overturning circulation over a cold and fresh subpolar north atlantic. *Biogeosciences*, *14*(23), 5323–5342. doi: 10.5194/bg-14-5323-2017

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Sommaire

6.1	Conclusions	139
6.1.1	Approches méthodologiques	140
6.1.2	Variabilité de la marée interne	141
6.2	Perspectives	143
6.2.1	Variabilité d’amplitude des modes verticaux de la marée interne . . .	143
6.2.2	Propagation de la marée interne en présence de plusieurs sites de génération	143
6.2.3	Correction de la marée interne dans SWOT	144
6.2.4	Simulation réaliste du Golfe de Gascogne	145
6.2.5	Collaborations interdisciplinaires	145

6.1 Conclusions

L’objectif de cette thèse est d’améliorer notre connaissance de la marée interne pour mieux appréhender les facteurs contrôlant la variabilité de ce phénomène. Ce travail participe à l’effort international de recherche pour la détermination d’une correction précise et adéquate de la marée interne dans les mesures de l’altimètre à large fauchée SWOT. L’étude de la variabilité de la marée interne à partir de mesure *in situ* est difficile car nécessitant des mesures horaires, une fine résolution horizontale et verticale en même temps qu’une large couverture spatiale sur des longues périodes de temps. Ainsi, une stratégie de modélisation numérique permet d’obtenir le signal spatio-temporel complet de la marée interne et d’étudier la variabilité de ce signal face aux différents forçages utilisés. L’approche harmonique est largement utilisée pour étudier la marée barotrope afin de se placer dans le domaine spectral. La marée interne étant caractérisée par sa fréquence, identique à celle de la marée barotrope, elle est aussi largement étudiée avec cette approche. Néanmoins, à l’inverse de la marée barotrope, la marée interne a une stabilité temporelle réduite, du fait de sa sensibilité aux variations de stratification et de la circulation océanique. L’approche harmonique ne pouvant extraire que le signal stationnaire sur la période considérée, des approches complémentaires sont aujourd’hui développées pour analyser la variabilité rapide de la marée interne (de quelques jours à quelques semaines).

6.1.1 Approches méthodologiques

Dans cette thèse, nous avons mis en place une méthode permettant de quantifier la variabilité de la marée interne liée à la stratification en utilisant, dans un premier temps, une modélisation spectrale. Avec cette approche, la solution est recherchée dans l'espace des fréquences et donc très adaptée aux processus périodiques comme à la marée barotrope et la marée interne dans des conditions stabilisées de l'océan. Le système matriciel complexe se résout alors par une simple inversion pour un coût de calcul bien moindre par rapport à l'intégration d'un modèle en pas de temps. La modélisation spectrale avec T-UGOm s'est révélée très efficace pour des simulations 2D-V (un axe horizontal et un axe vertical) avec une rapidité d'exécution permettant de réaliser une multitude de tests.

Cependant, les tests pour appliquer ce modèle à une simulation 3D régionale ont mis en évidence les limitations numériques de la modélisation spectrale de la marée interne. Les solveurs les plus performants se sont révélés inopérants pour l'inversion des systèmes linéaires réalistes, et ce même pour des configurations régionales avec une résolution modérée. Le problème n'est pas uniquement lié au grand nombre de liberté des systèmes 3D, car le dimensionnement des systèmes 3D défaillants est inférieur à celui de certaines configurations 2D utilisées pour la marée barotrope, pour lesquelles les solveurs restent efficaces.

Le problème vient probablement d'un conditionnement défavorable des matrices 3D. La variété des échelles spatiales peut être considérée comme un proxy des valeurs propres du système et donc être utilisée pour estimer le conditionnement des matrices dynamiques (rapport de la plus petite échelle sur la plus grande échelle). Dans le cas de la marée 3D, la très grande variété des échelles spatiales est à l'origine d'un mauvais conditionnement numérique des matrices, affectant leur inversion, ce qui n'est pas le cas de la marée 2D barotrope. De plus, ces matrices moins creuses, et donc plus volumineuses, nécessitent une résolution parallélisée, ce qui affecte également la stabilité des solveurs. De nombreuses optimisations de calcul ont été développées et testées (différentes discrétisations verticales, théorie des modes réduits) sans aboutir véritablement à une résolution plus robuste du système. La modélisation spectrale 3D de la marée interne est donc écartée pour le moment.

Le modèle en pas de temps SYMPHONIE, qui a été initialement envisagé pour simplement comparer les résultats des simulations spectrales, est donc utilisé pour réaliser les simulations 3D de la marée interne sur le Golfe de Gascogne. Les expériences numériques réalisées avec ce modèle ont été configurées pour être cohérentes avec l'approche spectrale souhaitée. Le rappel de la stratification, permettant de maintenir les mêmes conditions, et l'absence de tout autre forçage que celui de la marée barotrope assurent un régime de marée interne stationnaire. L'analyse harmonique de ces simulations extrait donc un signal de marée interne propre à la stratification considérée.

Pour aborder la variabilité de la marée interne liée à la stratification en utilisant une approche spectrale, il est nécessaire que les stratifications utilisées soient représentatives de la variabilité des stratifications observées dans les zones choisies. Les climatologies se basent sur des moyennes temporelles et spatiales pour capturer la variabilité saisonnière de la stratification des différentes régions de l'océan. Cependant, ces moyennes atténuent les gradients verticaux et ne sont pas caractéristiques de chacune des saisons car ces dernières sont variables d'année en année; les moyennes prennent donc en compte certaines stratifications n'appartenant pas à la saison ciblée. C'est pourquoi nous avons fait le choix de calculer les stratifications types, statistiquement représentatives de la variabilité observée dans la zone d'étude, grâce à une méthode basée sur la similarité des stratifications : le clustering. La variabilité de la stratification est ainsi résumée à un nombre de stratifications types plus limité mais bien plus contrastées que celles d'une climatologie mensuelle. Cette méthode a été validée sur le Golfe de Gascogne où

la variabilité est saisonnière et interannuelle ainsi que dans l’Atlantique équatorial ouest où la variabilité spatio-temporelle de la stratification est beaucoup plus complexe.

Afin de comparer la variabilité saisonnière de la marée interne à des observations, les données altimétriques des missions Topex/Poseidon et Jason ont été analysées sur le Golfe de Gascogne. Même si cette comparaison reste qualitative car les simulations ne sont pas complètement réalistes du fait de l’absence de circulation, elle permet tout de même d’apporter une première validation de nos résultats. La série temporelle altimétrique est découpée en plusieurs saisons, définies par notre analyse en cluster, pour obtenir plusieurs séries temporelles (discontinues) pour chacune de nos saisons. Les composantes harmoniques de ces séries temporelles saisonnières sont ensuite extraites pour caractériser la marée interne saisonnière. Le traitement saisonnier nécessite d’adapter les méthodes d’analyse harmonique à des séries temporelles discontinues, en particulier pour le critère de séparabilité du spectre analysé. Traditionnellement, cette séparabilité est définie par le critère de Rayleigh, basé sur l’échantillonnage et la longueur de la série temporelle, or cette méthode n’est pas adaptée à des séries temporelles discontinues. Ce critère est donc remplacé par un critère numérique basé sur le coefficient de corrélation et cohérent avec le critère de Rayleigh théorique pour des séries temporelles continues. Cela permet de garantir la bonne identification des ondes de marée du spectre réellement séparables et d’assurer la qualité de leur extraction. Une méthode d’analyse harmonique classique, basée sur la technique des moindres carrés, permet ensuite d’estimer la valeur de ces harmoniques même pour des séries temporelles discontinues. Le calcul des erreurs associées aux constantes harmoniques se base sur le spectre des résidus de la série temporelle en quantifiant l’énergie à proximité des fréquences aliasées de la marée, indiquant leur niveau de contamination par le signal océanique non-tidal. Ce spectre est actuellement calculé avec une FFT (*Fast Fourier Transform*), ce qui n’est pas adaptée à une série temporelle discontinue, faussant donc l’estimation des erreurs des constantes harmoniques. Les résultats de ce traitement saisonnier des données altimétriques restent à utiliser avec précaution jusqu’à ce que cette limitation soit levée.

Au-delà des objectifs premiers de la thèse, l’expertise développée sur la marée interne a pu être appliquée à une toute autre problématique, celle de la remise en suspension des sédiments marins. Les courants de la marée interne sont localement plus forts que les courants de la marée barotrope (le long du faisceau d’onde) et ce, même à de grandes profondeurs. La marée interne est donc responsable d’une forte friction au fond de l’océan, notamment sur les pentes bathymétriques, et celle-ci a longtemps été soupçonnée de participer à la remise en suspension des sédiments. Récemment, des chercheurs du LEGOS ont mis en évidence à partir de mesures géochimiques de très importantes remises en suspension profondes ($< 300\text{ m}$) aux abords du talus continental ibérique (Lagarde et al., 2020) et ont émis l’hypothèse que celles-ci étaient causées par la marée interne. Les simulations 3D du Golfe de Gascogne, préalablement étendues au talus ibérique, ont donc été utilisées pour quantifier la friction au fond liée à la marée interne dans cette région. En combinant ces résultats à la nature des sédiments, nous avons pu identifier les différents sites de remise en suspension liés à la marée interne. La marée interne générée ne pouvant a priori pas transporter les sédiments sur les distances observées dans les mesures géochimiques, les réanalyses régionales de la circulation océanique IBIRYS12 ont permis de proposer les transports possibles des particules entre les sites de remises en suspension et les stations de mesures.

6.1.2 Variabilité de la marée interne

Les simulations de la marée interne propre à une stratification type (2D-V et 3D) ont permis d’étudier l’impact de la variabilité de la stratification sur les caractéristiques de la marée interne. Pour mieux caractériser les résultats, le choix a été fait de décomposer le signal de la marée interne

selon les modes verticaux. Chaque mode barocline correspond à un mode de résonance, défini en fonction de la profondeur et de la stratification et est donc associé à une unique longueur d'onde. En séparant les différentes échelles spatiales du signal de la marée interne, la décomposition modale permet de quantifier facilement quelles échelles sont impactées par la variabilité de la stratification. Les échelles spatiales du premier mode sont généralement de l'ordre de 150-200 *km* dans la plaine abyssale et 50-70 *km* sur le plateau continental, celles des modes plus élevés sont ensuite proches de l'ordre du mode 1 divisé par le numéro du mode. Par conséquent, la représentation des modes élevés (> 2) est beaucoup plus sensible à la résolution horizontale et verticale des mesures ou des grilles que celle des premiers modes. Sans la résolution suffisante pour représenter les modes élevés, les mesures ne capturent pas ces échelles spatiales et les modèles induisent une forte dissipation numérique à ces échelles. Les mesures altimétriques nadir ne peuvent représenter que les modes 1 et 2, du fait de l'échantillonnage de ces mesures. Dans les simulations numériques 2D-V et 3D, la résolution verticale (plus limitante que la résolution horizontale) permet une représentation fiable des 5 premiers modes.

Grâce au fort contraste de la dynamiques océanique des deux zones étudiées, l'Atlantique équatorial ouest et le Golfe de Gascogne, une grande diversité de stratifications a pu être simulée avec les simulations 2D-V. Les résultats montrent que le mode 1 est lié à la pycnocline la plus profonde et le mode 2 aux pycnoclines présentes au-dessus de 200 *m*. Si la pycnocline profonde varie au cours du temps, alors l'amplitude du mode 1 change également impliquant une forte non-stationnarité de la marée interne (cas de l'Atlantique équatorial ouest). Sans autre pycnocline significative sur la colonne d'eau, la profondeur de cette pycnocline impacte linéairement l'amplitude du mode 1 jusqu'à +80% et celle du mode 2 jusqu'à -50% lorsque la pycnocline passe de 70 *m* à 150 *m*. Sans pycnocline présente au-dessus de 70 *m*, les modes plus élevés ont une amplitude très réduite et peuvent être négligés. Si la pycnocline profonde est stable dans le temps, alors l'amplitude du mode 1 reste quasiment constante et établit le signal stationnaire de la marée interne (cas du Golfe de Gascogne). Les pycnoclines secondaires en surface, souvent saisonnières, forment alors le signal non-stationnaire de la marée interne, impactant principalement les modes 2 et 3. Pour comparaison, la variabilité saisonnière de la stratification modifie l'amplitude du mode 1 de +20% alors que celle du mode 2 est multipliée par 6, celle du mode 3 par 5 et celles des modes 4 et 5 par 2.

L'amplitude des différents modes verticaux influence grandement les échelles spatiales de la signature de surface de la marée interne : l'interaction entre les modes module l'amplitude de la marée interne, formant une succession de pics d'amplitude. Plus l'amplitude des modes est proche, alors plus cette modulation est forte. Dans le cas de l'Atlantique équatorial ouest, l'amplitude du mode 2 équivaut à celle du mode 1 lorsque la pycnocline se trouve à 70 *m*. Dans le cas du Golfe de Gascogne, l'amplitude du mode 2 équivaut à celle du mode 1 de Août à Octobre.

Les amplitudes des modes verticaux et leur variabilité dans les simulations 3D du Golfe de Gascogne sont cohérentes avec celles des simulations 2D-V. La variabilité de l'amplitude des modes est similaire pour toutes les harmoniques de marée simulées (M2, S2, N2, K1 et O1). De plus, l'évolution saisonnière de la signature de surface de la marée interne à partir des données altimétriques est similaire à celle des simulations 3D, et ce malgré les limitations du traitement saisonnier évoquées plus tôt. Ainsi la méthode proposée à partir des stratifications-types et de simulations 2D-V spectrales permet bien de mettre en évidence des dynamiques réelles et observables.

Cependant, au vu des différences du contenu physique entre les simulations et l'altimétrie (la circulation n'étant pas incluse dans les simulations), ces comparaisons restent seulement qualitatives pour l'instant. La comparaison du mode 1 des simulations 3D (partie stationnaire) avec le signal altimétrique stationnaire montrent des échelles spatiales différentes avec une longueur

d'onde plus importante dans l'altimétrie. Cette différence pourrait être due au décalage observé entre des profils de densité profonds ($> 1000\text{ m}$) réalistes et ceux de la réanalyses IBIRYS12 utilisés. Une nouvelle simulation 3D doit être faite avec l'un des profils issus de CORA V4.3 (mesures *in situ*) afin de clarifier l'importance de cet écart de densité. Ensuite seulement, le reste de cette différence pourra être associée à l'interaction de la marée interne avec la circulation, contenue dans l'altimétrie et non dans les simulations 3D.

6.2 Perspectives

Les perspectives sont présentées en fonction des différents axes de recherches abordés pendant la thèse.

6.2.1 Variabilité d'amplitude des modes verticaux de la marée interne

L'utilisation de stratifications types issues d'analyse en clusters et couplées à une modélisation spectrale 2D-V a permis de mettre en évidence la variabilité de la marée interne liée à la variabilité de la stratification. Cette approche permet d'obtenir des solutions facilement exploitables, car purement périodiques par nature, pour un coût de calcul moindre. À long terme et dans le cadre des futures mesures altimétriques SWOT, il serait intéressant de développer une climatologie regroupant l'amplitude des différents modes verticaux de la marée interne sur de nombreuses zones de l'océan global. En généralisant la méthode du chapitre 2, l'amplitude des différentes modes verticaux générés serait calculée à partir d'une multitude de simulations 2D verticales pour de nombreux sites de génération identifiés (Zaron, 2019). Chaque site considéré serait alors caractérisé par la pente bathymétrique, les forçages de marée barotrope et les stratification types issues d'une analyse en clusters sur la zone. Les simulations 2D-V gagneraient ainsi en réalisme et permettraient de quantifier l'amplitude des différents modes verticaux et leur variabilité liée à la stratification. Ces données permettrait de reconstruire les échelles spatiales de la marée interne générée globalement pour pouvoir mieux anticiper le signal de surface associé. Elles pourraient alors servir de référence pour le calcul des corrections de marée interne des mesures SWOT en co-localisant ces mesures avec des profils de densité issus du programme Argo ou de simulations opérationnelles réalistes.

6.2.2 Propagation de la marée interne en présence de plusieurs sites de génération

Les simulations 3D du Golfe de Gascogne ont permis d'appréhender la complexité de la marée interne liée à une bathymétrie réaliste où plusieurs sites de générations s'influencent les uns les autres. Le flux d'énergie de la marée interne montre une signature singulière en forme de filament régulièrement espacés sur l'axe nord-sud et se propageant tous vers l'ouest. Pour l'instant, aucune explication n'a pu être validée mais la régularité de cette signature semble indiquer que ces flux sont la somme des propagations de marée interne provenant des zones de génération du talus continental nord (se propageant vers le sud-ouest) et de celles provenant de la Galice (se propageant vers le nord-ouest). À court terme, plusieurs pistes d'étude sont possibles pour tester cette hypothèse. L'étude des sorties horaires du modèle SYMPHONIE lors de sa phase de spin-up pourrait nous aider à différencier les sites des générations et de suivre leurs interactions jusqu'à la stabilisation du régime de marée interne. Des simulations 2D horizontales idéalisées d'ondes de gravité pourraient également nous renseigner sur le signal de surface en présence de deux ou trois sites de génération dans une géométrie analogue à celle du Golfe de Gascogne.

Le signal d'élévation de surface de la marée interne est aussi grandement affecté par les nombreux sites de génération et s'approche de la signature de surface des tourbillons de mésoéchelles. Ce constat est d'autant plus préoccupant pour les méthodes de séparation entre la marée interne et la circulation océanique basées sur un filtrage spatial en 2D des mesures SWOT.

6.2.3 Correction de la marée interne dans SWOT

Les outils actuels permettant de caractériser la marée interne sont des modèles empiriques limités à la composante stationnaire de la marée interne (Zaron, 2019) ou des simulations 3D réalistes opérationnelles (Arbic et al., 2018) mais dont la résolution n'est pas suffisante pour résoudre les fines échelles de la marée interne (contenant la variabilité liée à la stratification). Historiquement, la marée barotrope a été corrigée dans l'altimétrie en utilisant un modèle spectrale 2D avec une assimilation de données utilisant les analyses harmoniques des mesures altimétriques et des marégraphes. Les résultats de cette thèse permettent d'envisager une telle méthodologie de correction dans le cas de la marée interne en poursuivant deux axes de recherche.

Modélisation spectrale 3D

Bien que la modélisation spectrale 3D n'ait pas aboutie dans le cadre de cette thèse, les nombreux essais réalisés sur les discrétisations verticales et les solvers ont permis de mettre en évidence que les limitations rencontrées proviennent certainement du conditionnement des matrices. Ce mauvais conditionnement étant liée à la grande diversité des échelles spatiales de la marée interne, cela suggère qu'une modélisation spectrale complète de la marée interne n'est pas envisageable avant que d'autres solvers ne soient développés. Cependant, la théorie des modes réduits (Kwasniok, 2004) est une piste de recherche prometteuse, permettant d'estimer uniquement les premiers modes verticaux. Le système à résoudre ne contiendrait alors qu'une variété d'échelles spatiales réduites améliorant donc le conditionnement des matrices. Cette piste de recherche nécessite une étude numérique approfondie afin de tester la robustesse et la convergence de cette méthode appliquée à la marée interne mais pourrait, à terme, fournir des modélisations spectrales 3D de la marée interne.

Traitement saisonnier des données altimétriques

Le traitement des séries temporelles altimétriques mis en place dans cette thèse révèle la possibilité de dégager un signal saisonnier de la marée interne. Ces premiers résultats permettent d'envisager l'amélioration de la non-stationnarité de la marée interne dans les modèles empiriques, ces derniers fourniraient alors des données assimilables dans des simulations spectrales 3D saisonnières. Pour le moment, la méthode utilisée pour le calcul des barres d'erreur associées aux constantes harmoniques utilise une FFT ce qui n'est pas compatible avec une série temporelle saisonnière. Or, sans barres d'erreurs des constantes harmoniques fiables, impossible de valider la méthode ni d'envisager une assimilation de ces données. Une première solution pour remédier à cette limitation, serait de reconstruire une série temporelle continue fictive à partir de la série temporelle saisonnière afin de pouvoir réaliser une FFT selon une méthodologie classique.

Une fois la méthode validée, une analyse harmonique saisonnière de 2 mois par an, glissante sur l'année permettrait de suivre de façon continue l'évolution des propriétés de la marée interne pendant l'année. Cette méthodologie pourrait alors être appliquée à l'ensemble des mesures altimétriques pour fournir une climatologie globale et saisonnière de la signature de surface de la marée interne.

Grâce à tous ces développements, un atlas saisonnier de la marée interne, semblable aux atlas de la marée barotrope, pourrait être développé. Cet atlas fournirait une base de correction

de la marée interne pour les mesures de SWOT, qui devrait ensuite être complétée en fonction de l'influence de la circulation sur la marée interne.

6.2.4 Simulation réaliste du Golfe de Gascogne

La caractérisation de la marée interne par des méthodes harmoniques atteint ces limites lorsqu'il s'agit d'ajouter la circulation dans les simulations. Deux étapes sont envisagées pour utiliser la configuration 3D du Golfe de Gascogne afin de simuler l'interaction de la marée interne avec la circulation. D'abord, une simulation avec une stratification hétérogène sur le domaine soutenue par une circulation stable permettrait de réaliser une analyse harmonique dans un contexte océanique stabilisé mais en présence d'une circulation. Cette approche serait alors le plus haut degré de réalisme que nous pourrions atteindre avec une approche spectrale. Ensuite, une simulation d'un an complet avec tous les forçages réalistes permettrait d'observer l'évolution de la marée interne entre les différents régimes de stratification ainsi que l'impact d'une circulation réaliste sur les solutions. Le traitement de cette simulation bénéficierait de l'estimation des signatures spectrales de la marée interne réalisées dans cette thèse ainsi que de l'analyse en clusters pour définir les périodes d'analyse harmoniques de la simulation sur des périodes de stratification stabilisée.

6.2.5 Collaborations interdisciplinaires

Enfin, les simulations 3D du Golfe de Gascogne ont permis de mettre en évidence les sites de remise en suspension des sédiments par la marée interne. Cette approche interdisciplinaire alliant différentes mesures et simulations pourrait bénéficier de l'utilisation des méthodes de suivi lagrangien de particule ou d'un couplage avec un modèle sédimentaire afin de préciser le transport des particules en suspension à partir des sites identifiés. D'autres zones du Golfe de Gascogne pourraient être traitées en utilisant les mêmes outils et méthodologies, permettant de fournir des informations complémentaires aux études du transport des sédiments le long du talus continentale ou dans les canyons du Golf de Gascogne (Aslam et al., 2018).

D'autre part, les interactions entre la marée interne et les sédiments permettent d'aborder la dissipation de l'énergie de la marée interne. Or, les bilans énergétiques de la marée interne en 3D intéressent grandement la communauté scientifique travaillant sur les bilans d'énergie globaux de l'océan et du système climatique. Les simulations 3D pourraient alors être affinées en utilisant une configuration non-hydrostatique et des schémas numériques adaptés pour simuler la turbulence verticale liée à la marée interne.

Bibliographie

- Acker, J., Ouillon, S., Gould, R., and Arnone, R. (2005). Measuring marine suspended sediment concentrations from space : history and potential. In 8th international conference on remote sensing for marine and coastal environments.
- Amestoy, P. R., Guermouche, A., L'Excellent, J.-Y., and Pralet, S. (2006). Hybrid scheduling for the parallel solution of linear systems. Parallel computing, 32(2) :136–156.
- Ansong, J. K., Arbic, B. K., Alford, M. H., Buijsman, M. C., Shriver, J. F., Zhao, Z., Richman, J. G., Simmons, H. L., Timko, P. G., Wallcraft, A. J., et al. (2017). Semidiurnal internal tide energy fluxes and their variability in a global ocean model and moored observations. Journal of Geophysical Research : Oceans, 122(3) :1882–1900.
- Ansong, J. K., Arbic, B. K., Buijsman, M. C., Richman, J. G., Shriver, J. F., and Wallcraft, A. J. (2015). Indirect evidence for substantial damping of low-mode internal tides in the open ocean. Journal of Geophysical Research : Oceans, 120(9) :6057–6071.
- Anzenhofer, M., Shum, C., and Rentsch, M. (1999). Coastal altimetry and applications. Technical report, Ohio State University. Division of Geodetic Science.
- Arbic, B. K., Alford, M. H., Ansong, J. K., Buijsman, M. C., Ciotti, R. B., Farrar, J. T., Hallberg, R. W., Henze, C. E., Hill, C. N., Luecke, C. A., et al. (2018). Primer on global internal tide and internal gravity wave continuum modeling in hycom and mitgcm. New frontiers in operational oceanography, pages 307–392.
- Arbic, B. K., Garner, S. T., Hallberg, R. W., and Simmons, H. L. (2004). The accuracy of surface elevations in forward global barotropic and baroclinic tide models. Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography, 51(25-26) :3069–3101.
- Arbic, B. K., Lyard, F., Ponte, A., Ray, R. D., Richman, J. G., Shriver, J. F., Zaron, E., and Zhao, Z. (2015). Tides and the swot mission : Transition from science definition team to science team. Civil and Environmental Engineering Faculty Publications and Presentations, 336.
- Arbic, B. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Timko, P. G., Metzger, E. J., and Wallcraft, A. J. (2012). Global modeling of internal tides : Within an eddying ocean general circulation model. Oceanography, 25(2) :20–29.
- Arbic, B. K., Wallcraft, A. J., and Metzger, E. J. (2010). Concurrent simulation of the eddying general circulation and tides in a global ocean model. Ocean Modelling, 32(3-4) :175–187.
- Aslam, T., Hall, R. A., and Dye, S. R. (2018). Internal tides in a dendritic submarine canyon. Progress in Oceanography, 169 :20–32.
- Avignon, M., Cugny, B., Goldstein, C., Lopez, A., Raizonville, P., and Thouvenot, E. (1998). Cours de technologie spatiale - techniques et technologies des vehicules spatiaux. Centre National d Études Spatiales, 2(7) :439–451.
- Baines, P. G. (1973). The generation of internal tides by fiat-bump topography. Deep Sea Research, 20(February 1972) :179–205.
- Baines, P. G. (1982). On internal tide generation models. Deep Sea Research Part A.

- Oceanographic Research Papers, 29(3) :307–338.
- Balay, S., Abhyankar, S., Adams, M. F., Brown, J., Brune, P., Buschelman, K., Dalcin, L., Dener, A., Eijkhout, V., Gropp, W. D., Karpeyev, D., Kaushik, D., Knepley, M. G., May, D. A., McInnes, L. C., Mills, R. T., Munson, T., Rupp, K., Sanan, P., Smith, B. F., Zampini, S., Zhang, H., and Zhang, H. (2021). PETSc users manual. Technical Report ANL-95/11 - Revision 3.15, Argonne National Laboratory.
- Barbot, S., Lyard, F., Tchilibou, M., and Carrere, L. (2021). The dependency of internal tides on background stratification variability : a case study on the amazon shelf and the bay of biscay. Ocean Science Discussions, pages 1–34.
- Beardsley, R. C., Candela, J., Limeburner, R., Geyer, W. R., Lentz, S. J., Castro, B. M., Cacchione, D., and Carneiro, N. (1995). The m2 tide on the amazon shelf. Journal of Geophysical Research : Oceans, 100(C2) :2283–2319.
- Bell Jr, T. (1975). Topographically generated internal waves in the open ocean. Journal of Geophysical Research, 80(3) :320–327.
- Bleck, R. and Smith, L. T. (1990). A wind-driven isopycnic coordinate model of the north and equatorial atlantic ocean : 1. model development and supporting experiments. Journal of Geophysical Research : Oceans, 95(C3) :3273–3285.
- Blumberg, A. F. and Mellor, G. L. (1987). A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. Three-dimensional coastal ocean models, 4 :1–16.
- Brandt, P., Rubino, A., and Fischer, J. (2002). Large-amplitude internal solitary waves in the north equatorial countercurrent. Journal of Physical Oceanography, 32(5) :1567–1573.
- Buijsman, M. C., Ansong, J. K., Arbic, B. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Timko, P. G., Wallcraft, A. J., Whalen, C. B., and Zhao, Z. (2016). Impact of parameterized internal wave drag on the semidiurnal energy balance in a global ocean circulation model. Journal of Physical Oceanography, 46(5) :1399–1419.
- Buijsman, M. C., Arbic, B. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Wallcraft, A. J., and Zamudio, L. (2017). Semidiurnal internal tide incoherence in the equatorial pacific. Journal of Geophysical Research : Oceans, 122(7) :5286–5305.
- Cacchione, D., Pratson, L. F., and Ogston, A. (2002). The shaping of continental slopes by internal tides. Science, 296(5568) :724–727.
- Cancet, M., Toubanc, F., Lyard, F., Dibarboue, G., Picot, N., and Guinle, T. (2019). Bathymetry improvement and tidal modelling at regional scales. In Atlantic from Space workshop.
- Carrère, L., Le Provost, C., and Lyard, F. (2004). On the statistical stability of the m2 barotropic and baroclinic tidal characteristics from along-track topex/poseidon satellite altimetry analysis. Journal of Geophysical Research : Oceans, 109(C3).
- Carréric, A., Dewitte, B., Cai, W., Capotondi, A., Takahashi, K., Yeh, S.-W., Wang, G., and Guémas, V. (2020). Change in strong eastern pacific el niño events dynamics in the warming climate. Climate Dynamics, 54(1) :901–918.
- Cazenave, A., Dieng, H.-B., Meyssignac, B., Von Schuckmann, K., Decharme, B., and Berthier, E. (2014). The rate of sea-level rise. Nature Climate Change, 4(5) :358–361.
- Chassignet, E. P., Hurlburt, H. E., Smedstad, O. M., Halliwell, G. R., Hogan, P. J., Wallcraft, A. J., Baraille, R., and Bleck, R. (2007). The hycom (hybrid coordinate ocean model) data assimilative system. Journal of Marine Systems, 65(1-4) :60–83.
- Cherniawsky, J. Y., Foreman, M. G. G., Crawford, W. R., and Henry, R. F. (2001). Ocean tides from topex/poseidon sea level data, journal of atmospheric and oceanic technology. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 18(4) :649–664.
- Chevalier, L., Desroches, D., Laignel, B., Fjørtoft, R., Turki, I., Allain, D., Lyard, F., Blumstein,

- D., and Salameh, E. (2018). High-resolution swot simulations of the macrotidal seine estuary in different hydrodynamic conditions. IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, 16(1) :5–9.
- Chuang, W.-S. and Wang, D.-P. (1981). Effects of density front on the generation and propagation of internal tides. Journal of Physical Oceanography, 11(10) :1357–1374.
- Cox, C. (1962). Coupling of surface and internal waves in water of variable depth. Journal of the Oceanographic Society of Japan, 20th Anniversary Volume, pages 499–513.
- Craig, P. (1987). Solutions for internal tidal generation over coastal topography. Journal of Marine Research, 45(1) :83–105.
- Craig, P. D. (1988). A numerical model study of internal tides on the australian northwest shelf. Journal of marine research, 46(1) :59–76.
- da Silva, J. C., New, A., and Azevedo, A. (2007). On the role of sar for observing " local generation " of internal solitary waves off the iberian peninsula. Canadian Journal of Remote Sensing, 33(5) :388–403.
- de Lavergne, C., Falahat, S., Madec, G., Roquet, F., Nycander, J., and Vic, C. (2019). Toward global maps of internal tide energy sinks. Ocean Modelling, 137 :52–75.
- Debreu, L., Kevlahan, N.-R., and Marchesiello, P. (2019). Brinkman volume penalization for bathymetry in three-dimensional ocean models. Ocean Modelling.
- Dickey, T. D. (2001). The role of new technology in advancing ocean biogeochemical research. OCEANOGRAPHY-WASHINGTON DC-OCEANOGRAPHY SOCIETY-, 14(4) :108–120.
- Duda, T. F., Lin, Y.-T., Buijsman, M., and Newhall, A. E. (2018). Internal tidal modal ray refraction and energy ducting in baroclinic gulf stream currents. Journal of Physical Oceanography, 48(9) :1969–1993.
- Dukhovskoy, D. S., Morey, S. L., Martin, P. J., O'Brien, J. J., and Cooper, C. (2009). Application of a vanishing, quasi-sigma, vertical coordinate for simulation of high-speed, deep currents over the sigsbee escarpment in the gulf of mexico. Ocean Modelling, 28(4) :250–265.
- Ekman, V. W. (1904). On dead water. Norwegian North Polar Expedition, 1893-1896, pages 1–150.
- Esteban Fernandez, D., Fu, L.-L., Pollard, B., Vaze, P., Abelson, R., and Steunou, N. (2017). Swot project mission performance and error budget. Jet Propulsion Laboratory Document D-79084 Revision A.
- Farr, T. G., Rosen, P. A., Caro, E., Crippen, R., Duren, R., Hensley, S., Kobrick, M., Paller, M., Rodriguez, E., Roth, L., et al. (2007). The shuttle radar topography mission. Reviews of geophysics, 45(2).
- Fer, I., Müller, M., and Peterson, A. K. (2015). Tidal forcing, energetics, and mixing near the yermak plateau. Ocean Science, 11(2) :287–304.
- Fu, L.-L., Alsdorf, D., Morrow, R., Rodriguez, E., and Mognard, N. (2012). Swot : the surface water and ocean topography mission : wide-swath altimetric elevation on earth. Technical report, Pasadena, CA : Jet Propulsion Laboratory, National Aeronautics and Space Agency.
- Fu, L.-L., Christensen, E. J., Yamarone Jr, C. A., Lefebvre, M., Menard, Y., Dorrer, M., and Escudier, P. (1994). Topex/poseidon mission overview.
- Fu, L.-L. and Ubelmann, C. (2014). On the transition from profile altimeter to swath altimeter for observing global ocean surface topography. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 31(2) :560–568.
- Gerkema, T., Lam, F.-P. A., and Maas, L. R. (2004). Internal tides in the bay of biscay : conversion rates and seasonal effects. Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography, 51(25-26) :2995–3008.

- Gill, A. (1982). Atmospheric-ocean dynamics, volume 30. Academic press.
- Guan, L. and Kawamura, H. (2003). Sst availabilities of satellite infrared and microwave measurements. Journal of Oceanography, 59(2) :201–209.
- Hall, P. and Davies, A. M. (2007). Internal tide modelling and the influence of wind effects. Continental shelf research, 27(9) :1357–1377.
- Hallberg, R. and Rhines, P. (1996). Buoyancy-driven circulation in an ocean basin with isopycnals intersecting the sloping boundary. Journal of Physical Oceanography, 26(6) :913–940.
- Helland-Hansen, B. and Nansen, F. (1909). The norwegian sea. Norw. Fish Mar. Invest. Rep., 2(1) :2.
- Hénon, P., Ramet, P., and Roman, J. (2002). Pastix : a high-performance parallel direct solver for sparse symmetric positive definite systems. Parallel Computing, 28(2) :301–321.
- Hibiya, T. (2004). Internal wave generation by tidal flow over a continental shelf slope. Journal of oceanography, 60(3) :637–643.
- Holloway, P. E. (1996). A numerical model of internal tides with application to the australian north west shelf. Journal of Physical Oceanography, 26(1) :21–37.
- Holloway, P. E. (2001). A regional model of the semidiurnal internal tide on the australian north west shelf. Journal of Geophysical Research : Oceans, 106(C9) :19625–19638.
- Holloway, P. E. and Merrifield, M. A. (1999). Internal tide generation by seamounts, ridges, and islands. Journal of Geophysical Research : Oceans, 104(C11) :25937–25951.
- Ivanov, V., Ivanov, L., and Lisichenok, A. (1990). Redistribution of energy of the internal tidal wave in the north equatorial countercurrent region. Soviet journal of physical oceanography, 1(5) :383–386.
- Johnston, T. S. and Rudnick, D. L. (2015). Trapped diurnal internal tides, propagating semi-diurnal internal tides, and mixing estimates in the california current system from sustained glider observations, 2006–2012. Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography, 112 :61–78.
- Jungclaus, J. H., Keenlyside, N., Botzet, M., Haak, H., Luo, J.-J., Latif, M., Marotzke, J., Mikolajewicz, U., and Roeckner, E. (2006). Ocean circulation and tropical variability in the coupled model echam5/mpi-om. Journal of climate, 19(16) :3952–3972.
- Kelly, S. M., Lermusiaux, P. F., Duda, T. F., and Haley Jr, P. J. (2016). A coupled-mode shallow-water model for tidal analysis : Internal tide reflection and refraction by the gulf stream. Journal of Physical Oceanography, 46(12) :3661–3679.
- Koch-Larrouy, A. (2019). Amazomix : Amazon shelf mixing and its impact on ecosystems. SWOT Science Team Meeting 2019 (Bordeaux, France).
- Köhler, J., Walter, M., Mertens, C., Stiehler, J., Li, Z., Zhao, Z., von Storch, J.-S., and Rhein, M. (2019). Energy flux observations in an internal tide beam in the eastern north atlantic. Journal of Geophysical Research : Oceans, 124(8) :5747–5764.
- Kurapov, A., Allen, J., and Egbert, G. (2010). Combined effects of wind-driven upwelling and internal tide on the continental shelf. Journal of physical oceanography, 40(4) :737–756.
- Kwasniok, F. (2004). Empirical low-order models of barotropic flow. Journal of the atmospheric sciences, 61(2) :235–245.
- Lagarde, M., Lemaitre, N., Planquette, H., Grenier, M., Belhadj, M., Lherminier, P., and Jeandel, C. (2020). Particulate rare earth element behavior in the north atlantic (geovide cruise). Biogeosciences.
- Lahaye, N., Gula, J., and Roulet, G. (2019). Sea surface signature of internal tides. Geophysical Research Letters, 46(7) :3880–3890.

- Lam, P. J., Heller, M. I., Lerner, P. E., Moffett, J. W., and Buck, K. N. (2020). Unexpected source and transport of iron from the deep peru margin. ACS Earth and Space Chemistry, 4(7) :977–992.
- Lamb, K. G. (1994). Numerical experiments of internal wave generation by strong tidal flow across a finite amplitude bank edge. Journal of Geophysical Research : Oceans, 99(C1) :843–864.
- Lanczos, C. and Teichmann, T. (1957). Applied analysis. Physics Today, 10(6) :44.
- Le Bars, Y., Lyard, F., Jeandel, C., and Dardengo, L. (2010). The amandes tidal model for the amazon estuary and shelf. Ocean Modelling, 31(3-4) :132–149.
- Le Provost, C., Genco, M., Lyard, F., Vincent, P., and Canceil, P. (1994). Spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrodynamic model. Journal of Geophysical Research : Oceans, 99(C12) :24777–24797.
- Le Provost, C., Lyard, F., Molines, J., Genco, M., and Rabilloud, F. (1998). A hydrodynamic ocean tide model improved by assimilating a satellite altimeter-derived data set. Journal of Geophysical Research : Oceans, 103(C3) :5513–5529.
- Le Provost, C. and Vincent, P. (1986). Some tests of precision for a finite element model of ocean tides. Journal of computational physics, 65(2) :273–291.
- Le Tareau, J. and Mazé, R. (1993). Storm effects on the baroclinic tidal field in the bay of biscay. Journal of marine systems, 4(4) :327–347.
- Lefevre, F., Lyard, F., Le Provost, C., and Schrama, E. J. (2002). Fes99 : a global tide finite element solution assimilating tide gauge and altimetric information. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 19(9) :1345–1356.
- Lefèvre, F., Lyard, F. H., and Le Provost, C. (2000). Fes98 : A new global tide finite element solution independent of altimetry. Geophysical research letters, 27(17) :2717–2720.
- Li, Z., Storch, J.-S. v., and Müller, M. (2015). The m2 internal tide simulated by a 1/10° ogcm. Journal of Physical Oceanography, 45(12) :3119–3135.
- Li, Z. and von Storch, J.-S. (2020). M2 internal-tide generation in stormtide2. Journal of Geophysical Research : Oceans, 125(8) :e2019JC015453.
- Li, Z., von Storch, J.-S., and Müller, M. (2017). The k1 internal tide simulated by a 1/10° ogcm. Ocean Modelling, 113 :145–156.
- Löb, J., Köhler, J., Mertens, C., Walter, M., Li, Z., von Storch, J.-S., Zhao, Z., and Rhein, M. (2020). Observations of the low-mode internal tide and its interaction with mesoscale flow south of the azores. Journal of Geophysical Research : Oceans, 125(11) :e2019JC015879.
- Lyard, F., Lefevre, F., Letellier, T., and Francis, O. (2006). Modelling the global ocean tides : modern insights from fes2004. Ocean dynamics, 56(5-6) :394–415.
- Lyard, F. H., Allain, D. J., Cancet, M., Carrère, L., and Picot, N. (2021). Fes2014 global ocean tides atlas : design and performances. Ocean Science Discussions, 2021 :1–40.
- Madec, G. (2008). NEMO ocean engine. Technical Report 27, Note du Pole de Modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace.
- Magalhães, J. M., Da Silva, J., Buijsman, M. C., and Garcia, C. (2016). Effect of the north equatorial counter current on the generation and propagation of internal solitary waves off the amazon shelf (sar observations). Ocean Science, 12(1) :243–255.
- Marsaleix, P., Auclair, F., and Estournel, C. (2006). Considerations on open boundary conditions for regional and coastal ocean models. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 23(11) :1604–1613.
- Marsaleix, P., Auclair, F., and Estournel, C. (2009). Low-order pressure gradient schemes in

- sigma coordinate models : The seamount test revisited. Ocean Modelling, 30(2-3) :169–177.
- Marsaleix, P., Auclair, F., Floor, J. W., Herrmann, M. J., Estournel, C., Pairaud, I., and Ulses, C. (2008). Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. Ocean Modelling, 20(1) :61–89.
- Masunaga, E., Arthur, R. S., and Yamazaki, H. (2020). Baroclinic residual circulation and mass transport due to internal tides. Journal of Geophysical Research : Oceans, 125(4) :e2019JC015316.
- Masunaga, E., Fringer, O. B., Kitade, Y., Yamazaki, H., and Gallager, S. M. (2017). Dynamics and energetics of trapped diurnal internal kelvin waves around a midlatitude island. Journal of Physical Oceanography, 47(10) :2479–2498.
- Mayet, C., Testut, L., Legresy, B., Lescarmonier, L., and Lyard, F. (2013). High-resolution barotropic modeling and the calving of the mertz glacier, east antarctica. Journal of Geophysical Research : Oceans, 118(10) :5267–5279.
- McClain, C. R. (2009). A decade of satellite ocean color observations. Annual Review of Marine Science, 1 :19–42.
- McNatt, C. J., Porter, A., and Ruehl, K. (2020). Comparison of numerical methods for modeling the wave field effects generated by individual wave energy converters and multiple converter wave farms. Journal of Marine Science and Engineering, 8(3) :168.
- Mitchum, G. T., Cheney, R., Fu, L.-L., Le Provost, C., Menard, Y., and Woodworth, P. (2001). The future of sea surface height observations. Observing the Oceans in the 21st Century. Melbourne, Australia : Bureau of Meteorology, pages 120–136.
- Mognard, N. and Alsdorf, D. (2005). the WatER Satellite : Water Elevation Recovery MissionA Joint ESA-NASA Proposal Effort. In Poster for CNES, JPL, Ohio State University, Terrestrial Hydrology Program at NASA.
- Mooers, C. N. (1970). The interaction of an internal tide with the frontal zone in a coastal upwelling region. Oregon State University.
- Morrow, R., Fu, L.-L., Arduin, F., Benkiran, M., Chapron, B., Cosme, E., d’Ovidio, F., Farrar, J. T., Gille, S. T., Lapeyre, G., et al. (2019). Global observations of fine-scale ocean surface topography with the surface water and ocean topography (swot) mission. Frontiers in Marine Science, 6 :232.
- Müller, M. (2013). On the space-and time-dependence of barotropic-to-baroclinic tidal energy conversion. Ocean Modelling, 72 :242–252.
- Müller, M., Cherniawsky, J. Y., Foreman, M. G., and von Storch, J.-S. (2014). Seasonal variation of the m₂ tide. Ocean Dynamics, 64(2) :159–177.
- Muller, M., Cherniawsky, J. Y., Foreman, M. G. G., and Von Storch, J. S. (2012). Global M₂ internal tide and its seasonal variability from high resolution ocean circulation and tide modeling. Geophysical Research Letters, 39(19) :1–6.
- Munk, W. and Wunsch, C. (1998). Abyssal recipes ii : Energetics of tidal and wind mixing. Deep-sea research. Part I, Oceanographic research papers, 45(12) :1977–2010.
- New, A. (1988). Internal tidal mixing in the bay of biscay. Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers, 35(5) :691–709.
- New, A. and Pingree, R. (1990). Evidence for internal tidal mixing near the shelf break in the bay of biscay. Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers, 37(12) :1783–1803.
- Ngodock, H. E., Souopgui, I., Wallcraft, A. J., Richman, J. G., Shriver, J. F., and Arbic, B. K. (2016). On improving the accuracy of the m₂ barotropic tides embedded in a high-resolution global ocean circulation model. Ocean Modelling, 97 :16–26.

- Niwa, Y. and Hibiya, T. (2011). Estimation of baroclinic tide energy available for deep ocean mixing based on three-dimensional global numerical simulations. Journal of Oceanography, 67(4) :493–502.
- Niwa, Y. and Hibiya, T. (2014). Generation of baroclinic tide energy in a global three-dimensional numerical model with different spatial grid resolutions. Ocean Modelling, 80 :59–73.
- Nugroho, D. (2017). The tides in a general circulation model in the Indonesian seas. Ocean, Atmosphere. Université Paul Sabatier - Toulouse III. English. NT : 2017TOU30089. tel-01897523.
- Pairaud, I. L., Auclair, F., Marsaleix, P., Lyard, F., and Pichon, A. (2010). Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the bay of Biscay. part 2 : Baroclinic tides. Continental Shelf Research, 30(3-4) :253–269.
- Pairaud, I. L., Lyard, F., Auclair, F., Letellier, T., and Marsaleix, P. (2008). Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the bay of Biscay. part 1 : Barotropic tides. Continental Shelf Research, 28(10-11) :1294–1315.
- Palmer, M. R., Stephenson, G. R., Inall, M. E., Balfour, C., Düsterhus, A., and Green, J. (2015). Turbulence and mixing by internal waves in the Celtic Sea determined from ocean glider microstructure measurements. Journal of Marine Systems, 144 :57–69.
- Parke, M. E., Stewart, R. H., Farless, D. L., and Cartwright, D. E. (1987). On the choice of orbits for an altimetric satellite to study ocean circulation and tides. Journal of Geophysical Research : Oceans, 92(C11) :11693–11707.
- Pereira, A., Castro, B., Calado, L., and da Silveira, I. (2007). Numerical simulation of M2 internal tides in the south Brazil bight and their interaction with the Brazil current. Journal of Geophysical Research : Oceans, 112(C4).
- Petruncio, E. T., Paduan, J. D., and Rosenfeld, L. K. (2002). Numerical simulations of the internal tide in a submarine canyon. Ocean Modelling, 4(3-4) :221–248.
- Pichon, A. and Correard, S. (2006). Internal tides modelling in the bay of Biscay. comparisons with observations. Scientia Marina, 70(S1) :65–88.
- Pichon, A. and Maze, R. (1990). Internal Tides over a Shelf Break : Analytical Model And Observations. American Meteorological Society, pages 657–671.
- Pichon, A., Morel, Y., Baraille, R., and Quaresma, L. (2013). Internal tide interactions in the bay of Biscay : Observations and modelling. Journal of Marine Systems, 109 :S26–S44.
- Pingree, R., Griffiths, D., and Mardell, G. (1984). The structure of the internal tide at the Celtic Sea shelf break. Journal of the Marine Biological Association of the United Kingdom, 64(1) :99–113.
- Pingree, R. and Mardell, G. (1985). Solitary internal waves in the Celtic Sea. Progress in Oceanography, 14 :431–441.
- Pingree, R. and New, A. (1989). Downward propagation of internal tidal energy into the bay of Biscay. Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers, 36(5) :735–758.
- Pingree, R. and New, A. (1995). Structure, seasonal development and sun glint spatial coherence of the internal tide on the Celtic and Armorican shelves and in the bay of Biscay. Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers, 42(2) :245–284.
- Piton, V., Herrmann, M., Lyard, F., Marsaleix, P., Duhaut, T., Allain, D., and Ouillon, S. (2020). Sensitivity study on the main tidal constituents of the Gulf of Tonkin by using the frequency-domain tidal solver in t-ugom. Geoscientific Model Development, 13(3).
- Pollard, B. D., Rodriguez, E., Veilleux, L., Akins, T., Brown, P., Kitiyakara, A., Zawadski, M., Datthanasant, S., and Prata, A. (2002). The wide swath ocean altimeter : radar interferometry for global ocean mapping with centimetric accuracy. In Proceedings, IEEE

- aerospace conference, volume 2, pages 2–2. IEEE.
- Ponchaut, F., Lyard, F., and Le Provost, C. (2001). An analysis of the tidal signal in the woce sea level dataset. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 18(1) :77–91.
- Ponte, A. L. and Klein, P. (2015). Incoherent signature of internal tides on sea level in idealized numerical simulations. Geophysical Research Letters, 42(5) :1520–1526.
- Prandtl, L. (1928). Motion of fluids with very little viscosity. Technical report, National Advisory Committee for Aeronautics.
- Prandtl, L. and Tietjens, O. K. G. (1957). Applied hydro-and aeromechanics : based on lectures of L. Prandtl, volume 2. Courier Corporation.
- Prinsenberg, S. and Rattray Jr, M. (1975). Effects of continental slope and variable brunt-väisälä frequency on the coastal generation of internal tides. Deep Sea Research, 22(4) :251–263.
- Rainville, L. and Pinkel, R. (2006). Propagation of low-mode internal waves through the ocean. Journal of Physical Oceanography, 36(6) :1220–1236.
- Raja, K. J. (2018). Internal waves and mean flow in the presence of topography. PhD thesis, Université Grenoble Alpes (ComUE).
- Rattray, M. J., Dworski, J., and Kovalá, P. (1969). Generation of long internal waves at the continental slope. Deep Sea Research, 16 :179–195.
- Rattray Jr, M. (1960). On the coastal generation of internal tides. Tellus, 12(1) :54–62.
- Ray, R. D. and Mitchum, G. T. (1996). Surface manifestation of internal tides generated near hawaii. Geophysical Research Letters, 23(16) :2101–2104.
- Ray, R. D. and Mitchum, G. T. (1997). Surface manifestation of internal tides in the deep ocean : Observations from altimetry and island gauges. Progress in Oceanography, 40(1-4) :135–162.
- Ray, R. D. and Zaron, E. D. (2016). M2 internal tides and their observed wavenumber spectra from satellite altimetry. Journal of Physical Oceanography, 46(1) :3–22.
- Reul, N., Grodsky, S., Arias, M., Boutin, J., Catany, R., Chapron, B., d’Amico, F., Dinnat, E., Donlon, C., Fore, A., et al. (2020). Sea surface salinity estimates from spaceborne l-band radiometers : An overview of the first decade of observation (2010–2019). Remote Sensing of Environment, 242 :111769.
- Richman, J. G., Arbic, B. K., Shriver, J. F., Metzger, E. J., and Wallcraft, A. J. (2012). Inferring dynamics from the wavenumber spectra of an eddying global ocean model with embedded tides. Journal of Geophysical Research : Oceans, 117(C12).
- Rodriguez, E. and Pollard, B. (2001). The measurement capabilities of wide-swath ocean altimeters. HOTSWG Proceedings.
- Rodriguez, E., Pollard, B., and Martin, J. (1999). Wide-swath ocean altimetry using radar interferometry. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing.
- Ruault, V., Jouanno, J., Durand, F., Chanut, J., and Benshila, R. (2020). Role of the tide on the structure of the amazon plume : a numerical modeling approach. Journal of Geophysical Research : Oceans, 125(2) :e2019JC015495.
- Santoleri, R., Buongiorno Nardelli, B., Frezzotti, M., Marullo, S., Pinardi, N., Cavaleri, L., Challenor, P., Cipollini, P., and Gommenginger, C. (2002). Study of innovative radar altimeter systems-irac : Report by the irac science team. Technical report, Istituto di Scienze dell’Atmosfera e del Clima.
- Savage, A. C., Arbic, B. K., Alford, M. H., Ansong, J. K., Farrar, J. T., Menemenlis, D., O’Rourke, A. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Voet, G., et al. (2017a). Spectral decomposition of internal gravity wave sea surface height in global models. Journal of Geophysical Research : Oceans, 122(10) :7803–7821.

- Savage, A. C., Arbic, B. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Alford, M. H., Buijsman, M. C., Thomas Farrar, J., Sharma, H., Voet, G., Wallcraft, A. J., et al. (2017b). Frequency content of sea surface height variability from internal gravity waves to mesoscale eddies. Journal of Geophysical Research : Oceans, 122(3) :2519–2538.
- Sérazin, G., Marin, F., Cravatte, S., Gourdeau, L., Morrow, R., Durand, F., and Fuda, J. (2017). Swot in the tropics (sdt project) : High-frequency and small-scale dynamics around new-caledonia from in situ observations. OSTST meeting.
- Serpette, A. and Mazé, R. (1989). Internal tides in the bay of biscay : a two-dimensional model. Continental Shelf Research, 9(9) :795–821.
- Shchepetkin, A. F. and McWilliams, J. C. (2009). Correction and commentary for “ocean forecasting in terrain-following coordinates : Formulation and skill assessment of the regional ocean modeling system” by haidvogel et al., j. comp. phys. 227, pp. 3595–3624. Journal of Computational Physics, 228(24) :8985–9000.
- Sherwin, T. and Taylor, N. (1989). The application of a finite difference model of internal tide generation to the nw european shelf. Deutsche Hydrografische Zeitschrift, 42(3-6) :151–167.
- Sherwin, T. J. and Taylor, N. K. (1990). Numerical investigations of linear internal tide generation in the rockall trough. Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers, 37(10) :1595–1618.
- Simmons, H. L. (2008). Spectral modification and geographic redistribution of the semi-diurnal internal tide. Ocean Modelling, 21(3-4) :126–138.
- Simmons, H. L., Hallberg, R. W., and Arbic, B. K. (2004). Internal wave generation in a global baroclinic tide model. Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography, 51(25-26) :3043–3068.
- Simon, B. and Gonella, J. (2007). La marée océanique côtière. Institut océanographique.
- Soulsby, R. L., Hamm, L., Klopman, G., Myrhaug, D., Simons, R., and Thomas, G. (1993). Wave-current interaction within and outside the bottom boundary layer. Coastal engineering, 21(1-3) :41–69.
- Tchilibou, M., Gourdeau, L., Lyard, F., Morrow, R., Koch Larrouy, A., Allain, D., and Djath, B. (2020). Internal tides in the solomon sea in contrasted enso conditions. Ocean Science, 16(3) :615–635.
- Timko, P. G., Arbic, B. K., Hyder, P., Richman, J. G., Zamudio, L., O’Dea, E., Wallcraft, A. J., and Shriver, J. F. (2019). Assessment of shelf sea tides and tidal mixing fronts in a global ocean model. Ocean Modelling, 136 :66–84.
- Timko, P. G., Arbic, B. K., Richman, J. G., Scott, R. B., Metzger, E. J., and Wallcraft, A. J. (2013). Skill testing a three-dimensional global tide model to historical current meter records. Journal of Geophysical Research : Oceans, 118(12) :6914–6933.
- Toublanc, F., Ayoub, N., Lyard, F., Marsaleix, P., and Allain, D. (2018). Tidal downscaling from the open ocean to the coast : a new approach applied to the bay of biscay. Ocean Modelling, 124 :16–32.
- Vlasenko, V. and Stashchuk, N. (2015). Internal tides near the celtic sea shelf break : A new look at a well known problem. Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers, 103 :24–36.
- Von Kármán, T. (1931). Mechanical similitude and turbulence. Number 611. National Advisory Committee for Aeronautics.
- Wang, D.-P. (1993). The strait of gibraltar model : Internal tide, diurnal inequality and fortnightly modulation. Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers, 40(6) :1187–1203.

- Ward, J. J. H. (1961). Hierarchical grouping to maximize payoff. Technical report, PERSONNEL RESEARCH LAB LACKLAND AFB TX.
- Wickert, J., Cardellach, E., Martin-Neira, M., Bandeiras, J., Bertino, L., Andersen, O. B., Camps, A., Catarino, N., Chapron, B., Fabra, F., et al. (2016). Geros-iss : Gnsr reflectometry, radio occultation, and scatterometry onboard the international space station. IEEE Journal of selected topics in applied Earth observations and Remote Sensing, 9(10) :4552–4581.
- Wunsch, C. (1975). Internal tides in the ocean. Reviews of Geophysics, 13(1) :167–182.
- Xing, J. and Davies, A. M. (1998). A three-dimensional model of internal tides on the malinhebrides shelf and shelf edge. Journal of Geophysical Research : Oceans, 103(C12) :27821–27847.
- Zaron, E. D. (2019). Baroclinic tidal sea level from exact-repeat mission altimetry. Journal of Physical Oceanography, 49(1) :193–210.
- Zaron, E. D. and Ray, R. D. (2017). Using an altimeter-derived internal tide model to remove tides from in situ data. Geophysical Research Letters, 44(9) :4241–4245.
- Zhao, Z., Alford, M. H., Girton, J. B., Rainville, L., and Simmons, H. L. (2016). Global observations of open-ocean mode-1 m2 internal tides. Journal of Physical Oceanography, 46(6) :1657–1684.
- Zhao, Z., Wang, J., Menemenlis, D., Fu, L.-L., Chen, S., and Qiu, B. (2019). Decomposition of the multimodal multidirectional m2 internal tide field. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 36(6) :1157–1173.
- Zilberman, N., Merrifield, M., Carter, G., Luther, D., Levine, M., and Boyd, T. J. (2011). Incoherent nature of m 2 internal tides at the hawaiian ridge. Journal of physical oceanography, 41(11) :2021–2036.

Annexe A

Internal tides off the Amazon shelf during two contrasted seasons : Interactions with background circulation and SSH imprints

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
Preprint. Discussion started: 6 January 2022
© Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



Internal tides off the Amazon shelf during two contrasted seasons: Interactions with background circulation and SSH imprints

Michel Tchilibou¹, Ariane Koch-Larrouy¹, Simon Barbot¹, Florent Lyard¹, Yves Morel¹, Julien Jouanno¹, and Rosemary Morrow¹

¹LEGOS, Université de Toulouse, CNES, CNRS, IRD, UPS, Toulouse, France

Correspondence: Michel Tchilibou (michel.tchilibou@legos.obs-mip.fr)

Abstract.

The Amazon shelf break is a key region for internal tides (IT) generation. The region also shows a large seasonal variation of circulation and associated stratification. The objective of this study is to document how these variations will impact IT generation and propagation properties. A high-resolution regional model (1/36° horizontal resolution), explicitly resolving IT is analyzed to investigate their interactions with the background circulation and stratification, over two seasons : first MAMJJ (March to July), with weaker mesoscale currents, shallower and stronger pycnocline, and second ASOND (August to December) with stronger mesoscale currents , deeper and weaker pycnocline. IT are generated on the shelf break between the 100 and 1800 m isobaths, with a maximum on average at about 10 km offshore. South of 2°N, the conversion from barotropic to baroclinic tide is more efficient in MAMJJ than in ASOND. At the eight main IT generations sites, the local dissipation is higher in MAMJJ (30%) than in ASOND (22%). The remaining fraction propagates away from the generation sites and mainly dissipates locally every 90-120km. The remote dissipation increases slightly during ASOND and the coherent M2 fluxes seem blocked between 4°-6°N west of 47°W. Further analysis of 25 hours mean snapshots of the baroclinic flux shows deviation and branching of the IT when interacting with strong mesoscale and stratification. We evaluated sea surface height (SSH) frequency and wavenumber spectra for subtidal ($f < 1/28h^{-1}$), tidal $1/28h^{-1} < f < 1/11h^{-1}$ and super tidal ($f > 1/11h^{-1}$) frequencies. Tidal frequencies explain most of the SSH variability for wavelengths between 300 km and 70 km. Below 70 km, the SSH is mainly incoherent and supertidal. The length scale at which the SSH becomes dominated by unbalanced IT was estimated to be around 250 km. Our results highlight the complexity of correctly predicting IT SSH in order to better observe mesoscale and submesoscale from existing and upcoming altmetrics missions, notably the Surface Water Ocean Topography (SWOT) mission.

1 Introduction

The passage of barotropic tidal currents over a sloping bottom or topographic feature in a stratified fluid generates internal waves that propagate at tidal frequency and are called internal tides or baroclinic tides. Internal tides induce (vertical) isopycnal displacements of up to tens of meters and are distributed into a set of vertical modes. The low-modes can propagate horizontally over hundreds to thousands of kilometers, carrying most of the generated baroclinic energy away from the internal

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



Ocean Science
 Discussions

Open Access
 EGU

tide generation sites (Zhao et al., 2016). The higher mode internal tides waves are associated with high vertical shear and are prone to dissipate in the vicinity of the generation site (Zhao et al., 2016). The internal tidal currents can be several times larger than those of barotropic tides, with enhanced shear and bottom friction that will induce ocean mixing. For the highest modes (having shorter horizontal and vertical wavelengths), the breaking of internal tides results in an irreversible diapycnal mixing. When the mixing occurs at depth it impacts on the general overturning circulation (Armi, 1979; de Lavergne et al., 2016; Laurent and Garrett, 2002; Munk and Wunsch, 1998), whereas when it is close to the surface, it can change the ocean surface temperature and salinity and thus impact on the air-sea fluxes and modify the local climate (Koch-Larrouy et al., 2010). Internal tides might play a key role in structuring the ecosystem in certain locations. Understanding where and how internal tides waves propagate and dissipate is a key issue that remains to be clarified.

The sea surface height (SSH) imprint of internal tides is a few centimeters, making them detectable by altimetry (Ray and Mitchum, 1997). However, several years of altimetric SSH observations are needed to properly extract internal tide signals as they are aliased onto longer periods because of the satellite's temporal repeatability. It is possible to recover the internal tide signal from altimetric SSH by combining wavelength filtering and harmonic analysis (Ray and Zaron, 2016). Contrary to barotropic tides, which are extremely stable with time (except in some very particular locations), the baroclinic tides are permanently modulated by the background ocean variability. This modulation is linked to stratification variations at the internal tides generation (Zilberman et al., 2011) and to interactions with the background circulation and its variability (eddies, currents) along the internal tides propagation pathways. Consequently, internal tide amplitudes and phases can be seen as the resulting sum of a "stable" component, called coherent tides, and a "variable with time" component, called incoherent tides. Of course, the definition of coherent and incoherent tides is closely linked with the time period considered: longer time periods will have a larger proportion of incoherent tides. The harmonic analysis of altimetric observations allows for the detection of coherent internal tides, i.e. the internal tide component that is stable over the time of observation acquisition (Ray and Mitchum, 1996). Whereas incoherent internal tides with variable phase and amplitude are invisible to the harmonic analysis. Global maps of the major semi-diurnal (M2, S2) and diurnal (K1, O1) coherent internal tides have been constructed from multi-year and multi-satellite altimetry missions (Zhao et al., 2012; Zaron, 2019; Ray and Zaron, 2016; Kantha and Tierney, 1997). They show that altimetry observations are dominated by low mode internal tides that radiate from major ocean ridges (mid-Atlantic, Hawaiian, western Indian), seamounts and continental shelf slope. Similar internal tide hotspots are obtained from harmonic analysis of ocean circulation model SSH (Arbic et al., 2012, 2010; Shriver et al., 2012).

The seasonality of the stratification induces a seasonality of the internal tides. Seasons with a shallow pycnocline coincide with the generation of high vertical modes, while a deeper pycnocline leads mostly to mode 1 internal tide generation (Tchilibou et al., 2020; Barbot et al., 2021). Idealized and, less often, realistic studies have looked at internal tides and current interactions. Ponte and Klein (2015) highlight the phase shift and the dispersion of internal tides as they pass through an unstable jet structure. Dunphy and Lamb (2014) found that baroclinic eddies with diameters comparable to mode 1 length scale (the first internal radius of deformation), gradually disperse internal tide energy towards higher modes following the resonant triad wave-wave-vortex theory. Kelly and Lermusiaux (2016), Kelly et al. (2016) and Duda et al. (2018) investigated the effects of the Gulf Stream on internal tides. They show that the baroclinic current and associated strong horizontal density gradient

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
Preprint. Discussion started: 6 January 2022
© Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



Ocean Science
Discussions

Open Access
EGU

deflect the baroclinic flux (reflection, refraction) while the strong jets above the thermocline trap and advect internal tides. Very few studies are dedicated to internal tides in the northern Brazilian continental shelf, even though it is a hotspot for internal tide generation (Baines, 1982) and dynamics, given the complex circulation and stratification patterns of the region. In global maps, some similarity is observed between the SSH spatial pattern of the coherent mode 1 semidiurnal internal tides and the SSH incoherent internal tides map, both are maximum in the western Atlantic near the Brazilian shelf, the ratio of incoherent tide to total semidiurnal internal tides being up to 50% there (Zaron, 2017).

The North Brazilian continental shelf is a shallow wide shelf extending off the Brazilian coast in the western tropical Atlantic. The shelf break occurs along the 100 m isobath (Figure 1). Temperature and salinity along the north Brazilian continental shelf vary under the influence of the freshwater discharge of the Amazon and Para Rivers, the trade winds, the North Brazil current (NBC), and the tidal forcing, primarily the semi-diurnal M2 (Geyer, 1995; Ruault et al., 2020). In boreal spring, (from March to July, MAMJJ in the following), the Intertropical Convergence Zone (ITCZ) reaches its nearest equatorial position, the NBC is weaker and coastally trapped over the Brazilian shelf, the Amazon river discharge is higher, and the Amazon plume spreads across the entire shelf from about 2°S to 5°N and sometimes as far as the Caribbean region (Johns et al., 1998; Lentz and Limeburner, 1995; Lentz, 1995; Moller et al., 2010). As a consequence, high temperatures and low salinity are observed in the surface layers (Neto and da Silva, 2014). A deep isothermal layer that contrasts with the shallow mixed layer of the Amazon plume leads to the formation of barrier layers near the shelf break about 50 m thick (Silva et al., 2005). In boreal summer and fall, (from August to December, ASOND in the following), the ITCZ migrates to its northernmost position near 10°N, the NBC is broader and deeper, with flows reaching their maximum value within August-November periods. The Amazon river discharge decreases to its minimum in November-December. During this period the plume only extends 200-300 km in front of the Amazon river mouth, and is carried eastward to the central Equatorial Atlantic by the NBC retroflexion (NBCR) north of 5°N (Johns et al., 1998; Garzoli, 2004; Moller et al., 2010). The continental shelf density stratification for this period is mainly determined by the temperature vertical distribution (Silva et al., 2005). A tongue of waters cooler than 27.5 °C, associated with a western extension of the Atlantic Cold Tongue, is present at the surface along and seaward of the continental shelf break south of 3-4°N (Neto and da Silva, 2014; Lentz and Limeburner, 1995; Field, 2005; Marin et al., 2009). This leads to vertical density structures that are very different between MAMJJ and ASOND, especially at the thermocline depth.

During its annual cycle, the NBC develops a double retroflexion, first into the Equatorial Undercurrent (EUC) in winter/spring and second into the North Equatorial Countercurrent (NECC) at about 5°N - 8°N near 50°W (Didden and Schott, 1993). The most prominent mesoscale features observed along the northeastern Brazilian coast are the large anticyclonic NBC rings that detach from the NBC retroflexion (NBCR) and transport heat and salt from one hemisphere to another. Some eddies are present at subsurface with no surface signature (Fratantoni and Glickson, 2002; Barnier et al., 2001; Richardson et al., 1994; Silva et al., 2009). Less persistent eddies within the NBCR and several cyclonic/anticyclonic vortices coming from the eastern tropical Atlantic increase the EKE. Overall the EKE seasonal cycle is very well correlated with that of the NBC (Aguedjou et al., 2019), EKE is lower in MAMJJ and higher in ASOND (see Aguedjou et al., 2019, figure 4d). So the typical ocean conditions that can be found in the region can be represented by two well marked “seasons”, highly contrasting in stratification, surface currents and EKE.

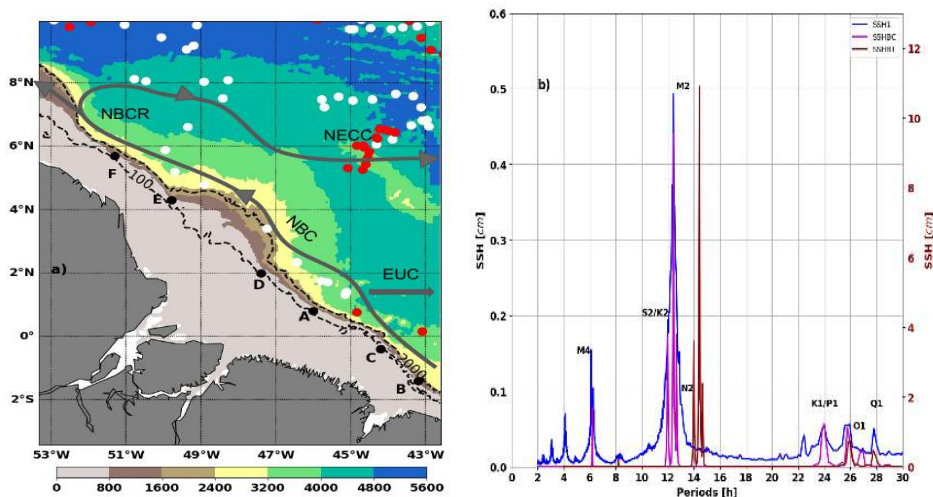


Figure 1. (a) Model bathymetry, Argo profiles locations during MAMJJ (white dot) and ASOND (red dot). Point A, B, C, D, E and F are internal tides generation sites mentioned in Magalhaes et al. (2016). Dashed black contours are 100 m and 2000 m isobaths. Solid gray contours are NBC, NBCR and NECC pathways, EUC position is presented by a gray arrow. (b) SSH frequency spectra based on the 9.5 month (March to December) hourly signal of the coherent barotropic tides (SSHBT, brown), coherent baroclinic tides (SSHBC, magenta) and the residual between the full SSH and SSHBT (SSH1, blue). The brown spectrum refers to the right scale and is shifted by 2h for clarity. The spectra are averaged offshore of the 100m isobath.

The semidiurnal M_2 accounts for about 70% of the barotropic tide crossing the North Brazilian continental shelf (Gabioux et al., 2005; Beardsley et al., 1995). Part of this barotropic energy converges to the Amazon river mouth (Geyer, 1995), another one induces a weakening of the mean currents on the shallowest part of the Amazon shelf and facilitates the offshore exportation of the plume by the NBC (Ruault et al., 2020). Internal tides are generated along the shelf break from several sites from A to E (Figure 1a) that have been primarily named in Magalhaes et al. (2016). From several sites A, B and F internal tides propagate toward the open ocean. From C and D there is no evidence of their propagation. Magalhaes et al. (2016) suggests that at those sites most of the energy is dissipated locally which would explain why no energy left remains for the propagation. Intense semidiurnal Internal solitary waves (ISW, up to hundreds of kilometers from the shelf break) are consistently observed with SAR images propagating toward the open ocean (Magalhaes et al., 2016; Jackson, 2004). These ISWs are associated with the instability and energy loss of internal tides coming from A and B (Magalhaes et al., 2016; Ivanov et al., 1990). Modulation of their propagation direction has been reported in Magalhaes et al. (2016), being rather south (45°) in Jul-Dec and rather north (30°) in Feb-May. The authors suggest that the stronger NECC in Jul-Dec (Figure 1a) might be a likely explanation for the ISW seasonal deviation.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
Preprint. Discussion started: 6 January 2022
© Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



Observations of internal tides are one of the objectives of the future wide-swath altimetry mission SWOT (Surface Water and Ocean Topography). SWOT aims to observe sea surface topography in 2D down to sub mesoscale of 15-40 km (Fu and Ferrari, 2008). As with Jason-class along track altimeter missions, SWOT is specifically designed to observe the major ocean tidal constituents. SWOT should provide the first 2D SSH observations of the generation, propagation and dissipation of internal tides, and their interaction with the finer-scale ocean circulation. Another objective of SWOT is to calculate the fine-scale geostrophically-balanced currents globally. Achieving this goal requires a highly accurate prediction and correction of the SSH fluctuations due to unbalanced motions, including barotropic tides and both coherent and incoherent internal tides. An accurate prediction of the incoherent internal tide from models or analysis remains a big challenge. So it is also important to understand what spatial scales of the ocean are impacted by the unbalanced incoherent internal tides, before calculating geostrophic currents. These scales can be estimated from SSH spectra, since the internal tides' small scale energy introduces spectral peaks that flatten the altimetric wavenumber spectral slope (Dufau et al., 2016; Tchilibou et al., 2018; Richman et al., 2012). The so-called "transition length scale" above which balanced motion dominates over unbalanced motions varies with latitude and eddy activity (Qiu et al., 2018). It becomes smaller in regions with high eddy kinetic energy, and can range from less than 50 km at mid to high latitudes, increasing to 100-250 km at low latitude (Savage et al., 2017; Qiu et al., 2018). One of the questions we wish to address in this study is the space-scales impacted by seasonal changes in the incoherent tides off the Brazil coast.

The other questions are about the internal tide characteristics during the two above-identified typical seasons. Are there strong seasonal variations in the generation, propagation and dissipation of the internal tide? What happens to the baroclinic flux after it passes through the stratification and circulation different from MAMJJ to ASOND? To answer these questions, we use a high-resolution model, presented in section 2, as well as in situ observations and the method of separating barotropic and baroclinic tides. In Section 3, we first validate the model and present stratification and EKE characteristics for the two seasons. Then, we describe internal tide energy budget terms, look at internal tide interactions with the current, evaluate the spectrum of the coherent and incoherent SSH over different frequencies and deduct the transition length scale. We summarize and discuss our results in section 4.

2 Data and method

2.1 Numerical model

The numerical model used in this study is NEMOv3.6 (Nucleus for European Modeling of the Ocean, Madec Gurvan et al., 2019). The model domain covers the Tropical Atlantic basin, and consists in a three-level, two-way embedding of : a $1/4^\circ$ grid covering the Tropical Atlantic between 20°S and 20°N , a $1/12^\circ$ grid covering the western part of the basin ($\sim 9\text{km}$ resolution, from 15°S to 15°N , 55°W to 30°W) and a $1/36^\circ$ grid ($\sim 3\text{ km}$ resolution) covering the vicinity of the mouth of the Amazon (from 3.5°S to 10°N , from 53°W to 42.5°W , for more details see Ruault et al., 2020). All the three domains have 75 levels discretized on a Z^* variable volume vertical coordinate, 24 of the levels are within the upper 100 m. They are coupled online via the AGRIF library in two-way mode (Blayo and Debreu, 1999; Debreu, 2000). A third-order upstream biased scheme (UP3)

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



with built-in diffusion is used for momentum advection. Laplacian isopycnal diffusion coefficients of 300, 100 and $45 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ are used for tracer from the coarse to higher resolution grid. A time-splitting technique is used to solve the free surface, with the barotropic part of the dynamical equations integrated explicitly. Atmospheric fluxes are from DFS5.2 (Dussin et al., 2016). The Amazon river discharges are based on the interannual time series from the So-Hybam (2019) hydrological measurements. The $1/4^\circ$ model is forced at its open boundary by the tidal potential of the nine major tidal constituents (M2, S2, N2, K2, K1, O1, Q1, P1, and M4) as defined by the global tidal atlas FES2012 (Finite Element Solution, Carrère et al., 2012). The $1/4^\circ$ model is initialized and forced at the lateral boundaries with daily velocity, temperature, salinity, and sea level from the MERCATOR GLORYS2V4 ocean reanalysis (<http://marine.copernicus.eu/documents/PUM/CMEMS-GLO-PUM001-025.pdf>). The General Bathymetric Chart of the Oceans (GEBCO) bathymetry (Weatherall et al., 2015) was interpolated on each of the three nested grids. Figure 1a shows the domain and model bathymetry for the $1/36^\circ$ horizontal domain. Increasing the model horizontal resolution from $1/4^\circ$ to $1/36^\circ$ leads to more intense and realistic barotropic tide energy conversion to baroclinic tides (Niwa and Hibiya, 2011, 2014). The model was run over the period 2000–2015. In this study we concentrate our analysis on hourly instantaneous output from the high resolution grid stored from 15/03/2015 to 31/12/2015. A twin configuration of the model was run without the tidal forcing to allow spectral comparisons of the SSH with and without tides. More validations of the model are available in Ruault et al. (2020).

2.2 Observations: Argo potential density and altimetric SSH

Model validation was performed by comparing model outputs with observations. The model potential density and stratification were compared to the CORA (Coriolis Ocean Dataset for Reanalysis; Szekely et al., 2019) dataset. We benefited from the pre-processing data done by Barbot et al. (2021) on CORA version 4.3 data to gather density profiles. CORA data were co-located in time and space with model outputs. For 2015, most of the CORA data were ARGO float observations in our model area (see location in Figure 1). AVISO gridded $1/4^\circ \times 1/4^\circ \times 7$ day zonal and meridional geostrophic currents were used for the year 2015 to validate the model EKE. AVISO SSH and current anomalies are relative to 1992–2016 mean. Along-track 1Hz Saral/altika sea level anomaly altimetric observations for the period 2013–2014 were used to validate model SSH wavenumber spectrum. With its Ka-band, Saral altimeter has a lower noise level and gives access to smaller horizontal scales compared to Jason series Ku-band altimeter (Verron et al., 2015). Altimetric data are all available on the website <https://www.aviso.altimetry.fr>. The barotropic and coherent baroclinic SSH are validated by respectively comparison to FES2012 and to Ray and Zaron (2016) internal tides SSH estimations based on altimetric observations.

2.3 Barotropic and baroclinic tide separation

The precise separation of the barotropic and baroclinic tide components is critical to achieve the internal tides diagnostics, which in a first step requires us to clarify some basic definitions. Baines (1982) defined barotropic tides as the one present in the absence of ocean stratification. Kunze et al. (2002) consider the barotropic tides as the depth-integrated tidal component in a stratified ocean. Kelly et al. (2010) renewed Kunze et al. (2002) definition by adding a pressure depth-dependent correction term to account for isopycnal heaving by free surface movements. These latter definitions lead to spurious barotropic energy

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
Preprint. Discussion started: 6 January 2022
© Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



flux in the baroclinic energy flux (Nugroho, 2017, chap 6). Much better physical representation and baroclinic energy fluxes are obtained by considering the barotropic tide as the fast mode (mode zero) in a Sturm-Liouville vertical mode solution, the baroclinic tide being the sum of the non-zero modes (Kelly et al., 2012). The separation between barotropic and baroclinic tide is further improved when the surface rigid lid condition commonly used when solving Sturm-Liouville equation is replaced by a surface pressure condition based on the SSH free surface evolution (Tchilibou et al., 2018, 2020; Nugroho, 2017, chap 6). In the following, we will follow the latter definition and perform vertical mode decomposition using a free surface Sturm-Liouville algorithm.

Prior to the vertical mode decomposition, the tidal constituents are extracted through a harmonic analysis, resulting in the coherent components of currents, pressure, sea level (and energy flux) over the analyzed period. The barotropic/baroclinic separation is processed for each of the nine tidal frequencies included in the simulation tidal forcing. For the purpose of SSH analysis, we summed the baroclinic SSH tidal constituents into SSHBC referred as coherent baroclinic SSH. Similarly, SSHBT was formed from the various barotropic SSH tidal constituents. The frequency spectra presented in Figure 1b for frequencies higher than $1/24h^{-1}$, confirms for the model that M2 is the main barotropic (SSHBT, brown curve) and baroclinic (SSHBC, magenta curve) tide component in this part of the Atlantic. Our barotropic and baroclinic internal tide energy budget will therefore concentrate on this constituent. Particular attention will be paid to the coherent and incoherent SSH in subsection 3.5 dedicated to SSH variability.

3 Results

3.1 Numerical tidal solution validation

We first evaluated the ability of the model to simulate the M2 coherent barotropic and baroclinic SSH. As mentioned in the previous section, the harmonic analysis was applied to the model current and pressure (over the period from March to December for the validation) and then the variables were projected onto the vertical modes to derive the barotropic and baroclinic SSH.

The amplitude and phase of the M2 model barotropic SSH were compared to those of FES2012 from Carrère et al. (2012), which also forces the simulation at the lateral boundaries. The model correctly represents the propagation of the barotropic tide (see Figure 3 of Ruault et al., 2020, and Figure 2a and b here). The M2 barotropic tide is maximum near the northwest and southeast of the Amazon mouth because of the landward propagation and convergence of the barotropic tide coming from the open ocean. The simulated barotropic SSH is stronger on the shelf and slightly weaker in the open-ocean compared to FES2012 but reproduces the same patterns. The differences on the shelf and the Amazon mouth might come from different bathymetry and friction coefficient (see Le Bars et al., 2010, for sensitivity study) or difference in boundary conditions (closed in our simulation whereas tide penetrates into the Amazon for FES2012). Comparing the model SSHBC with the filtered SSH obtained from 20 years of altimetry observations (Figure 2c, 2d), the baroclinic tide surface signal is also well represented in the model simulations. Internal tide SSH amplitudes reach 5 cm in front of the river mouth in both model and observations. Internal tide SSH amplitude remains high along the 100m isobath over the whole area south of 2°N (including sites A and B) in both the model and observations. North of 2°N , the two internal tide generation sites observed at the shelf break around 4°N

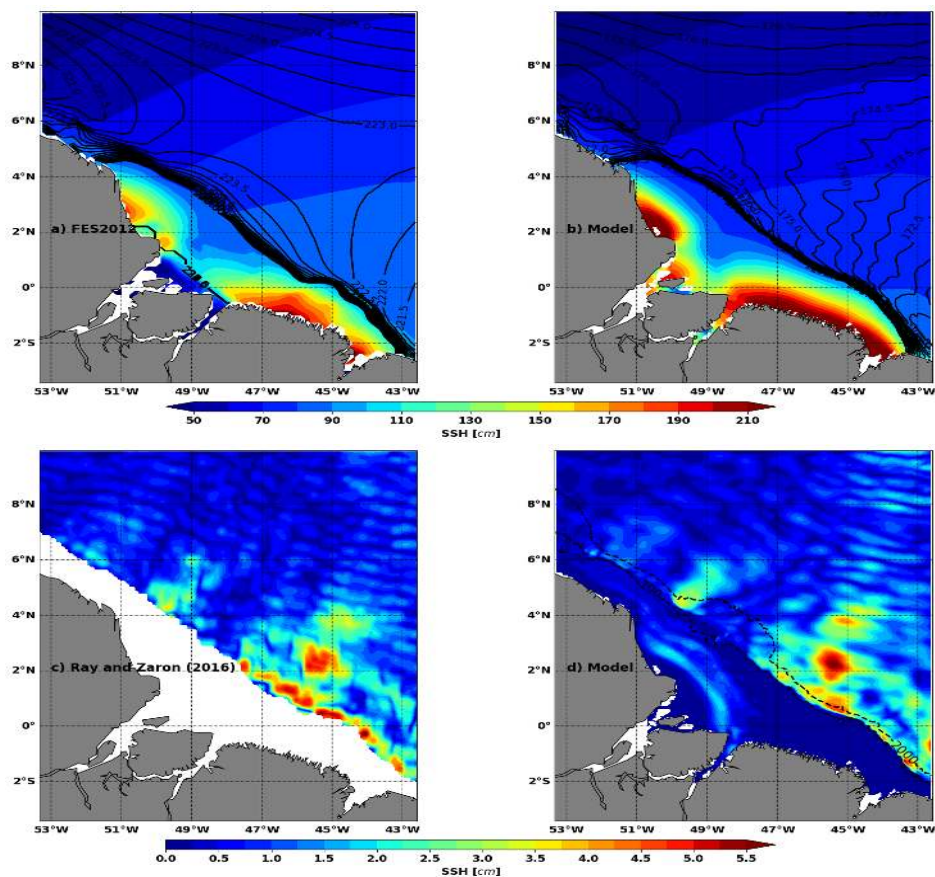


Figure 2. Top: M2 coherent barotropic SSH from (a) FES2012 (Carrère et al., 2012) and (b) the model. Bottom: M2 coherent baroclinic SSH from altimetry by Ray and Zaron (2016) and (d) the model. Amplitude is in color (unit: centimeters) and the phase in solid black contours. Dashed black contours are 100 m and 2000 m isobaths. Model are based on the 9.5 month hourly output

and 6°N (sites E and F, Figure 2c) are well represented in the model (Figure 2d), with similar offshore propagation. There are some differences between the model and the altimeter observations but the model generates and propagates similar internal tide patterns as in the real ocean. This good agreement is notable given that the hourly model simulation analysis is performed over a much shorter time period (9.5 months) compared to the Ray and Zaron (2016) empirical solution (over 20 years).

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



3.2 Validation of the simulated regional circulation: the contrast between MAMJJ and ASOND

In this subsection, we present the surface circulation, surface EKE and stratification characteristics associated with the MAMJJ and ASOND seasons described in the introduction from the different studies (Aguedjou et al., 2019; Didden and Schott, 1993; Silva et al., 2005; Neto and da Silva, 2014). MAMJJ and ASOND correspond to 1752 hours covering the periods shown in Table 1. The MAMJJ shift of one week in August is necessary to have the same number of spring and neap tide cycles, which is better for the comparison of tidal harmonics. We will first check that the EKE and circulation conditions in the model are consistent with the observations. Then, as stratification is essential for internal tide generation and propagation, we will examine how it differs between the MAMJJ and ASOND seasons.

3.2.1 Mean current and EKE during MAMJJ and ASOND

First, 25-hour running means were performed to separate tide and high frequency from the low frequency mesoscale variability. Then EKE was evaluated using the anomaly of the 25-hour running mean current relative to the mean current over the entire period of availability of the hourly outputs (from March to December). As expected from the available literature, mean surface currents (Figure 3, arrows) are weak during MAMJJ, the NBC remaining trapped along the coast (Figure 3a). In ASOND, the NBC is wider and more intense, the NBC retroflection (NBCR) and the eastward current NECC are easily distinguished (Figure 3b). The contrast between MAMJJ and ASOND is striking : the EKE is between 900-1200 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ in MAMJJ, which is low compared to the values exceeding 2000 $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ along the NBCR/NECC pathways in ASOND. These EKE values agree with Aguedjou et al. (2019) who found larger diameter and more intense eddies in ASOND, but the generation and propagation of smaller (radius between 60-80 km) and lower SSH amplitude eddies (<3cm) during MAMJJ.

Figures 3c and 3d show EKE in MAMJJ and ASOND for the year 2015 from the AVISO data. They confirm the contrasts revealed by our simulations offshore, although the simulations and altimetry observations are quite different mainly along the shelf break. The sources of these differences are multiple, including the horizontal resolution ($1/4^\circ$ for AVISO and $1/36^\circ$ for NEMO), the reference period for the calculation of the mean current used to calculate the anomalies (1992-2016 for AVISO, 2015 for NEMO), the nature of the currents (geostrophic for AVISO, total for NEMO) and the processing of the altimeter signal at the limit of the continent which could be the reason why AVISO is maximum along the shelf break (Figure 3c and 3b).

3.2.2 MAMJJ and ASOND stratifications

About 50 Argo vertical profiles (see Figure 1 for locations), observing potential density to at least 1000 m in depth and with a stable Brunt Vaissala frequency (hereafter N), were selected over the 9.5 months of the study. They are spatially dispersed, with more than half of them during the MAMJJ period (Figure 1a).

The mean (red line) and standard deviation (red band) of Argo potential density and N vertical profiles over the 9.5 month of simulation (Figure 4a and 4d), the MAMJJ (Figure 4b and 4e) and ASOND (Figure 4c and 4f) seasons are compared to the simulation (blue line and band) in Figure 4. The model and observations are collocated in time and space for better comparison.

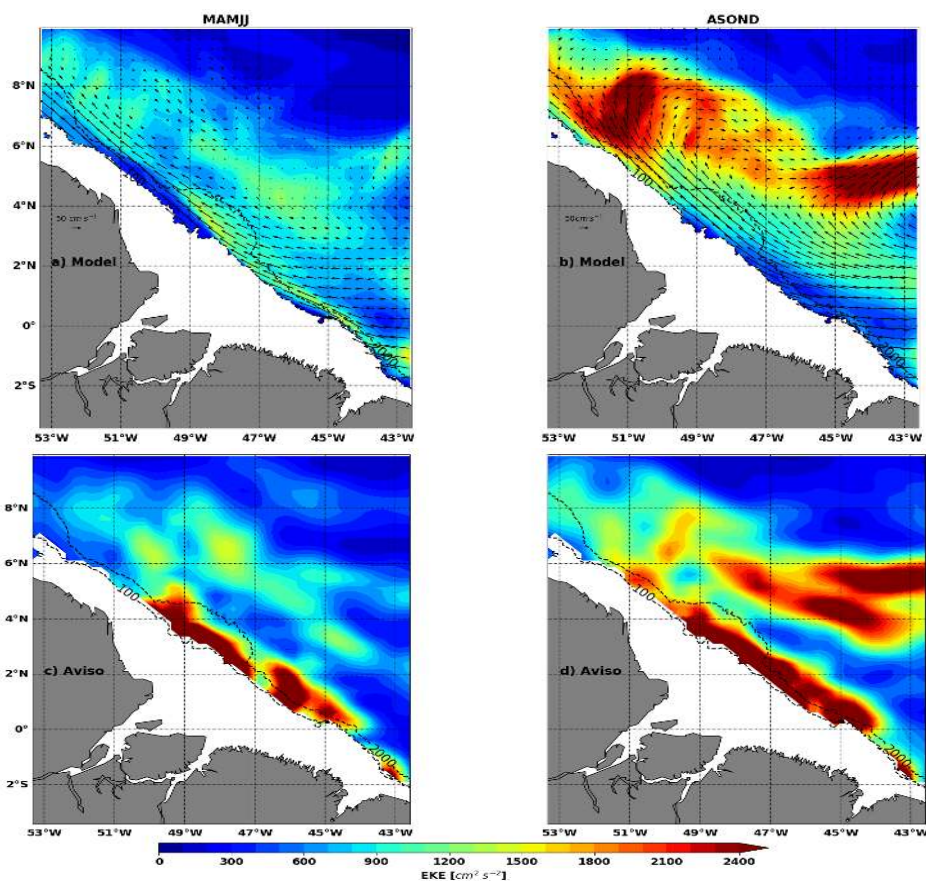


Figure 3. Top: model mean surface EKE (colors, units: $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$) and current (arrows, units: cm s^{-1}) during (a) MAMJJ and (b) ASOND. Bottom: AVISO mean surface EKE during (c) MAMJJ and (d) ASOND. Dashed black contours are 100 m and 2000 m isobaths. Bathymetry less than 100m is masked

The Argo 2015 annual mean indicate a N maximum (N_{max}) around 100 m where the associated potential density is about 1025 kg m^{-3} (Figure 4a and 4d). The simulated N profile remains within the standard deviation of the ARGO profiles. The vertical profiles for MAMJJ are almost identical to those of 2015 (Figure 4d and 4a).

The vertical profiles of N (Argo and model) are characterized by two maxima in ASOND (Figure 4c). The shallower is located in the first 50 meters of depth and is associated with very light water (Figure 4f), it is the signature of the Amazon plume extending eastward between August and October. The deeper maximum is associated with the pycnocline (Figure 4c and

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.

Ocean Science
 Discussions
 Open Access
 EGU

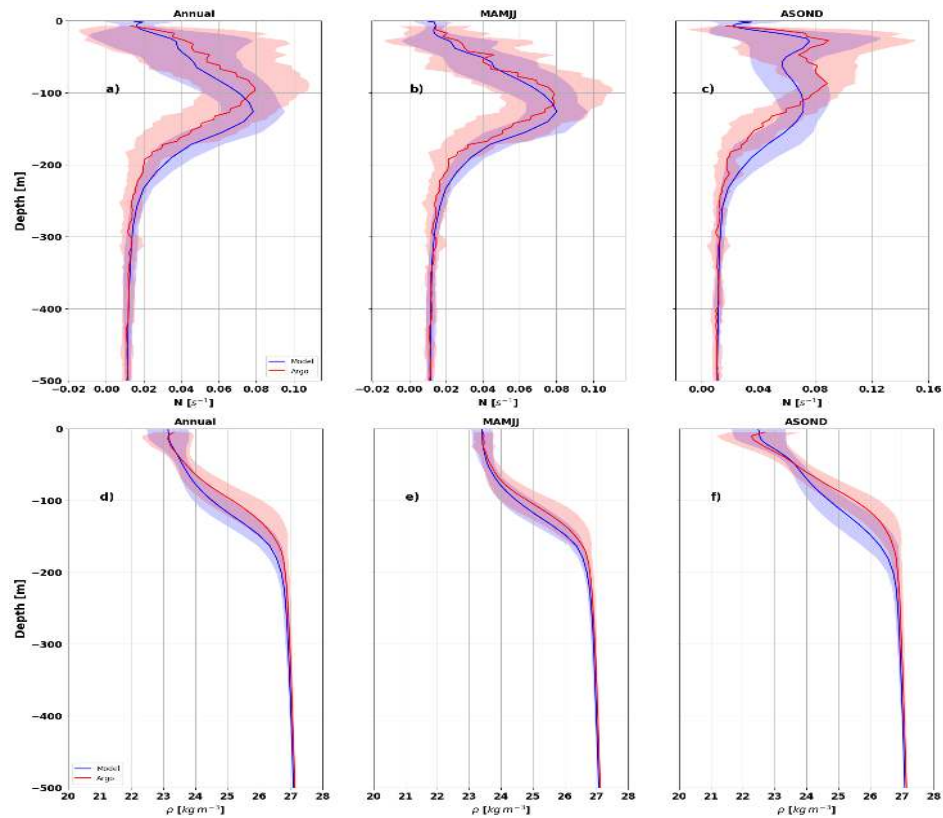


Figure 4. Mean vertical profiles from Argo (red) and model (blue) during (a,d) March to December 2015 (annual), (b,e) MAMJJ and (c,f) ASOND. Top: Brunt-vaisala frequency (N , units: s^{-1}). Bottom: Potential density (units: $kg m^{-3}$). The bands give the variability according to the standard deviation. See Figure 1 for Argo profiles location. Model and Argo are collocated in time and space

4e). In Barbot et al. (2021) idealized internal tide simulations based on the stratifications in this area, mode 1 and 2 baroclinic SSH amplitudes increase linearly with the pycnocline depth. The mode 1 SSH wavelength also linearly increases with the pycnocline depth whereas the mode 2 SSH wavelength decreases. So, to further distinguish the stratification between the two seasons, we have evaluated the pycnocline depth based on the depth at which N is maximum (Figure 5 bottom) and N value at this depth (Figure 5 top). The first 50 meters of depth have not been taken into account to avoid the effects of the Amazon plume.

For all points N_{max} value is higher in MAMJJ than ASOND (Figure 5a and b). Thus, a stronger higher mode internal tide generation is expected in MAMJJ. The depth of the pycnocline in MAMJJ is quite homogeneous in the area and around 130m

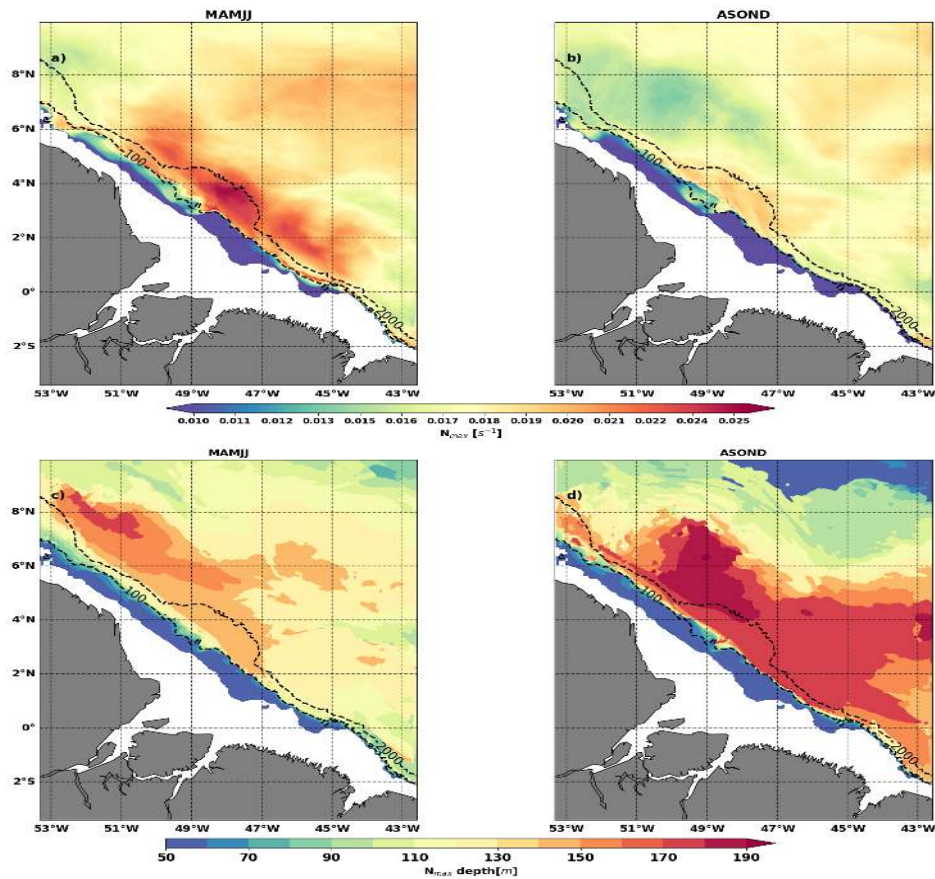


Figure 5. Top: N_{max} value (units: s^{-1}) during MAMJJ (a) and (c) ASOND. Bottom: Pycnocline depth (depth of N_{max} , units: m) during MAMJJ (d) and (d) ASOND. The N_{max} value and depth were deduced from the mean potential density over each season. Dashed black contours are 100 m and 2000 m isobaths. Bathymetry less than 50 m is masked

(Figure 5c). In ASOND, the pycnocline deepens by more than 50 m and reaches 170 to 190 m in the area delimited by the NBC and its retroflexion (Figure 5d). The internal tides generated in ASOND are expected to have less higher modes and a larger wavelength of the mode 1 (Barbot et al., 2021). Also, the steep pycnocline slope established along the NBCR / NECC (front) in ASOND, might act as a kind of barrier to the free propagation of the internal tide.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



Ocean Science
 Discussions
 Open Access
 EGU

Table 1 summarizes the circulation and stratification characteristics between MAMJJ and ASOND. MAMJJ is the season of low current, low EKE, and a shallower, stronger pycnocline with weak spatial gradient. In ASOND, the currents are stronger, the retroflection is well developed, the EKE is strong and the pycnocline is deeper, weaker and with stronger horizontal gradient.

Table 1. Circulation and stratification characteristics during MAMJJ and ASOND seasons.

	MAMJJ	ASOND
Periods	15/03/2015 - 07/08/2015	08/08/2015 - 31/12/2015
EKE	Weak	High
NBC	Weak / Coastally trapped	High / Large
NECC / EUC / Retroflection	Weak	High
N_{max} (Pycnocline)	Shallow / Strong / Low gradient	Deep / Weak / High gradient

3.3 M2 coherent internal tide for MAMJJ and ASOND: Energy budget

By ignoring the energy tendency, the nonlinear advection and the forcing terms, the barotropic and baroclinic tide energy budget equations reduce to a balance between the conversion rate (CVR), the divergence of the energy flux and the dissipation (Buijsman et al., 2017; Tchilibou et al., 2020) as shown by the equations below.

$$div_h(F_{bt}) + D_{bt} + CVR = 0 \quad (\text{W m}^{-2}), \quad (1)$$

$$div_h(F_{bc}) + D_{bc} - CVR = 0 \quad (\text{W m}^{-2}), \quad (2)$$

with

$$CVR = grad_h(H) \overline{(U_{bt} P_{bc})_{z=H+\eta}} \quad (\text{W m}^{-2}), \quad (3)$$

$$F_{bt} = \int_H^\eta \overline{(U_{bt} P_{bt})} dz \quad (\text{W m}^{-1}), \quad (4)$$

$$F_{bc} = \int_H^\eta \overline{(U_{bc} P_{bc})} dz \quad (\text{W m}^{-1}) \quad (5)$$

In these equations, bt and bc indicate the barotropic and baroclinic tides, $U(u, v)$ is the horizontal velocity, P is the pressure, F is the energy flux, D is the dissipation term, H is the bottom depth, η the surface elevation, $grad_h$ and div_h the horizontal gradient and divergence operators. The overbar indicates an average over a tidal period. CVR appearing in the barotropic (Eq.1) and baroclinic (Eq.2) energy budget equations, determines the amount of barotropic tide energy converted into baroclinic tides. The baroclinic (F_{bc} , Eq.5) and barotropic (F_{bt} , Eq.4) flux respectively provide information on baroclinic and barotropic tides propagation pathways. We derived the dissipation D from Eq.1 and Eq.2. Note that D is more of a proxy of the real dissipation because it may also include energy loss to other harmonics, non-linear terms and/or numerical dissipation (Nugroho et al., 2018).

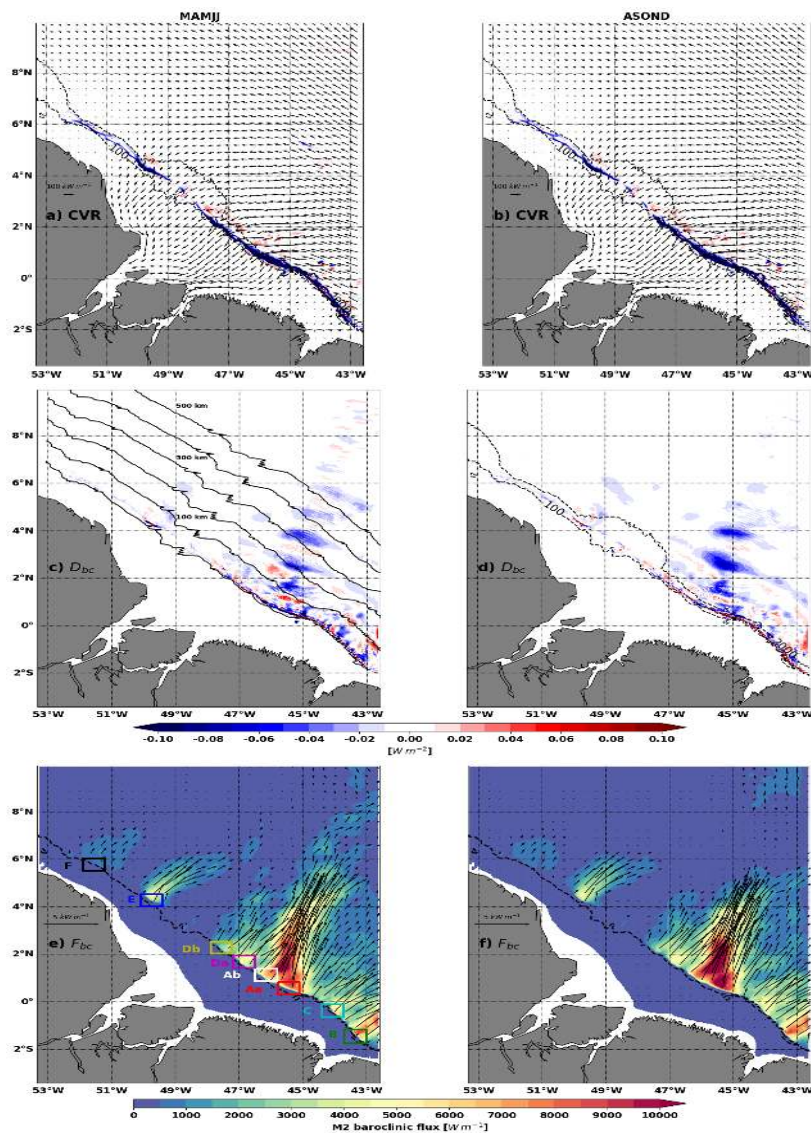


Figure 6. Top: M2 conversion rate (CVR , color, units: $W m^{-2}$) and barotropic flux (F_{bt} , arrows, units: $W m^{-1}$). Middle: M2 dissipation (colors, D , units: $W m^{-2}$). Bottom: M2 baroclinic flux (F_{bc} , colors and arrows, units: $W m^{-1}$). Left column for MAMJJ (a,c,e) and right column for ASOND (b,d,f). Boxes are the hot spots of internal tide generation. Dashed black contours are 100 m and 2000 m isobaths. The black solid contours are parallels to the 100 m isobath drawn every 100 km and along which the integrations are performed for Figure 7.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



Table 2. Location of boxes surrounding internal tides generation hot spots. In brackets, the color of the box as in Figure 6.

	Aa (Red)	Ab (White)	B (Green)	C (Cyan)	Da (Magenta)	Db (Yellow)	E (Blue)	F (Black)
lat (°N)	0.85 / 0.3	1.4 / 0.85	-1.15 / -1.75	-0.1 / -0.65	1.95 / 1.4	2.55 / 2	4.55 / 4	6.05 / 5.5
lon (°W)	45.1 / 45.8	45.8 / 46.5	43 / 43.7	43.7 / 44.4	46.5 / 47.2	47.2 / 47.9	49.4 / 50.1	51.2 / 51.9

For MAMJJ (Figure 6a, vectors) and ASOND (Figure 6b, vectors), the barotropic energy fluxes are quasi-identical, as only a small fraction of barotropic energy loss is due to internal tide generation (compared to bottom friction) and the resulting change in the conversion rate is itself a small fraction of the total. The barotropic energy flux originates from the southeastern open ocean and propagates towards the continental shelf. Initially directed towards the northwest, the fluxes gradually turn southward as they cross the shelf and converge towards the mouth of the Amazon River and Para River. The cross-shelf barotropic energy fluxes will be eroded through dissipation (D_{bt} , Table3) or through the generation of internal tides (CVR , Table3) according to Eq.1, until full extinction. North of 4°N in the NBC retroflection and NBC ring area, the barotropic tide flux decreases, likely because a large part was diverted toward the Amazon shelf.

Internal tide generation occurs along the shelf break (Figure 6a and 6b, negative blue color shading and CVR in Table 3) between the 100 and 1000 m isobaths, with some exceptions until 1800 m (Figure 6a and 6b). Note that the positive conversion rate in Figures 6 and 7 (energy directed from the baroclinic towards the barotropic tides) can occur when the phase difference between the baroclinic bottom pressure perturbation and the barotropic vertical velocity exceeds 90° (Zilberman et al., 2011). Typically, this will happen at some distance of the generation site, at non-flat bottom locations, as the phase speed of the baroclinic tides is much slower than the one of barotropic tides, making the phase difference vary quickly in the propagation direction. As noted in Figure 2, internal tide generation is stronger south of the Amazon cone (situated between 2-4°N/50°-47°W) than north of it.

For more detailed investigations, we divide the shelf break into 8 boxes of the same size as reported in Table 2 and plotted in Figure 6e. The hot spots of internal tide generations are located in A (Aa+Ab) and B sites (in good agreement with Magalhaes et al., 2016), they respectively produce between 1.5 to 1.6 GW for A (Aa+Ab) and between 0.57 and 0.6 GW for B, depending on the season (MAMJJ or ASOND, Table 3). Sites C and Da also produce strong energy for internal tides (almost 0.4 GW, Table 3). Whereas the other sites show less conversion rate with about 0.3 GW for E, 0.2GW for Db and 0.1GW for F (Table 3).

In Table 3, we also calculate the ratio $P1$ (Eq.6), which can be seen as a proxy of the efficiency to convert internal tides from the barotropic flux.

$$P1 = CVR/div_h(F_{bt}) \quad (6)$$

For $P1$ close to 1, internal tide generation explains most of the barotropic energy loss. If it is close to 0, then the divergence of the barotropic flux ($div_h(F_{bt})$) will be greater than the conversion rate, meaning that the barotropic flux exports most of the barotropic energy out of the box without local generation of internal tides. In the case of the A site, almost 80% of $div_h(F_{bt})$



Table 3. M2 baroclinic flux horizontal divergence ($div_h(F_{bt})$), barotropic dissipation (D_{bt}), conversion rate (CVR), baroclinic flux horizontal divergence ($div_h(F_{bc})$) and baroclinic dissipation (D_{bc}) at the hot spot of internal tide generation. Units are GW , boxes colors are in brackets. $P1$ is a proxy of the efficiency to convert internal tides from barotropic energy (Eq.6). $P2$ is a proxy of the efficiency of energy dissipated within the box (Eq.7). CVR_{mode2} and CVR_{mode3} are CVR for vertical mode 2 and 3. Bathymetry less than 100m is masked.

		$div_h(F_{bt})$	D_{bt}	CVR	$div_h(F_{bc})$	D_{bc}	$P1$	$P2$	CVR_{mode2}	CVR_{mode3}
Aa (Red)	ASOND	-1.15	0.21	-0.95	0.78	-0.17	0.82	0.18	-0.19	-0.03
	MAMJJ	-1.07	0.16	-0.91	0.66	-0.25	0.85	0.27	-0.24	-0.06
Ab (White)	ASOND	-0.81	0.17	-0.64	0.51	-0.14	0.79	0.21	-0.17	-0.02
	MAMJJ	-0.67	0.09	-0.57	0.42	-0.16	0.86	0.27	-0.19	-0.04
B (Green)	ASOND	-0.99	0.43	-0.56	0.46	-0.1	0.56	0.17	-0.08	-0.
	MAMJJ	-0.98	0.38	-0.6	0.43	-0.17	0.61	0.29	-0.16	-0.02
C (Cyan)	ASOND	-0.57	0.15	-0.41	0.31	-0.1	0.73	0.24	-0.07	0.
	MAMJJ	-0.54	0.13	-0.41	0.28	-0.13	0.76	0.32	-0.12	0.01
Da (Magenta)	ASOND	-0.47	0.08	-0.38	0.33	-0.06	0.82	0.15	0.06	-0.01
	MAMJJ	-0.46	0.08	-0.38	0.31	-0.06	0.83	0.17	0.06	-0.02
Db (Yellow)	ASOND	-0.18	-0.01	-0.2	0.17	-0.03	1.08	0.16	0.03	-0.01
	MAMJJ	-0.24	0.02	-0.22	0.18	-0.04	0.92	0.17	0.04	-0.01
E (Blue)	ASOND	-0.28	-0.	-0.28	0.24	-0.04	1.01	0.14	0.06	-0.02
	MAMJJ	-0.3	-0.	-0.3	0.24	-0.06	1.01	0.2	0.11	-0.06
F (Black)	ASOND	-0.07	0.	-0.07	0.05	-0.02	0.94	0.22	0.03	-0.01
	MAMJJ	-0.1	0.02	-0.09	0.07	-0.02	0.82	0.2	0.05	-0.02

is converted into internal tides, with only 20% flowing out of the shelf break in the Aa and Ab boxes. C and Da show similar behavior to A. In contrast, the B site has a smaller $P1$ ratio with 60% and less energy is converted into internal tides. Actually, B has the same $div_h(F_{bt})$ than A, but the efficiency to create internal tides is smaller (only 60%). This is due to the fact that the barotropic flux (Figure 6a and b) is perpendicular to the shelf break at the other sites (A, D, C, E and F), which is more efficient to create propagating internal tides, whereas the angle is smaller in the case of B. For Db and F sites, the $P1$ ratio is even larger and close to 1. In this region north to 2°N (Db and F sites), the angle between the barotropic tides and the gradient of the topography is close to 90°, which is the most efficient angle for conversion of barotropic to baroclinic tides ($P1$ close to 1)

During MAMJJ the conversion rate CVR in A (Aa+Ab) is slightly smaller (-7%) than in ASOND (MAMJJ : $0.91+0.57=1.48$ vs ASOND : $0.95+0.64=1.59$ GW, Table 3), whereas for B, Db, E and F, it is the opposite (between 5 to 10% higher in MAMJJ than ASOND, Table 3). For C and Da the conversion rate remains identical between ASOND and MAMJJ. As shown in Table

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



Ocean Science
 Discussions

Open Access
 EGU

3, the conversion efficiency ($P1$, Eq.6) is higher in MAMJJ than in ASOND for the sites A to Da south of 2° N. It is the reverse (or unchanged) for the northern sites Db to F. These changes might be due to the stratification changes from MAMJJ to ASOND and between south and north of 2° N. The higher efficiency to convert to internal tides south of 2° N in MAMJJ compared to ASOND is associated with the shallower and stronger stratification (Figure 5). Note that Eq.1 and 2 contains an approximation since they do not take into account the nonlinear terms, also they might have some truncation errors due to large numbers. This might explain the larger numbers ($P1 > 1$) found for E and Db sites.

A proxy of the dissipation is given in Figures 6c and 6d as the residual between the conversion rate and the divergence of the baroclinic flux. Although it does not take into account non-linear terms, it is quite revealing of the coherent internal tides dissipation. At the generation sites, the conversion of internal tides (CVR column, Table 3) is balanced by the export further away through the baroclinic flux ($div_h(F_{bc})$ column, Table 3) and the local dissipation (D_{bc} column, Table 3), following Eq.2. In regions away from generation sites, where CVR equals zero, the dissipation explains all the loss of baroclinic energy.

Table 3 shows that dissipation is the highest for boxes A, B and C (between 0.1 and 0.3 GW), with the highest value for Aa. Smaller values of the dissipation are obtained at D, E, and F (between 0.02 and 0.06 GW). Regarding $div_h(F_{bc})$, the largest values are for Aa (between 0.6 and 0.8 GW) while Ab and B have relatively smaller values (between 0.4 and 0.5 GW). The divergence of the baroclinic flux gets smaller northward (about 0.3 to 0.2 GW for C, Da, Db and E) and is almost null for F. This is coherent with the baroclinic flux intensity (Figure 6e and 6f), where the flux exported toward the open ocean is decreasing from A to F. To discuss the dissipation, we defined the $P2$ ratio as follows :

$$P2 = D_{bc}/CVR \quad (7)$$

$P2$ close to 1 means that internal tides generated in a box are dissipated locally there. On the contrary, if $P2$ is close to 0, the energy of the baroclinic tides propagates out of the box. As an example for site Aa (Table 3), during ASOND, $CVR = 0.95$ GW and $div_h(F_{bc}) = 0.78$ GW is exported away while 0.17 GW dissipates locally, yielding $P2 = 0.18$, so 18% of the internal tide energy generated in the box is locally dissipated. In fact, for the majority of the boxes, this ratio is between 15 to 30%, implying that 70 to 85% of baroclinic tide energy is radiated away. The largest $P2$ ratio occurs at C for both ASOND and MAMJJ (24% and 32% respectively), then, Aa (18% and 29%), Ab (21% and 27%), B (17% and 29%), F (22% and 20%), E (14% and 22%) and Da (15% and 17%) and Db (16% and 17%). For all sites except F, $P2$ ratio is stronger in MAMJJ than ASOND, meaning that MAMJJ is more favorable to local dissipation. In the 8 boxes, the generation of mode 2 and 3 is larger in MAMJJ compared to ASOND (see CVR for mode 2 and 3 columns of Table 3), as expected for a season with shallower pycnocline Barbot et al. (2021). Once higher modes are generated, instabilities are more probable, and thus local dissipation is higher.

The conversion rate and the baroclinic dissipation in Figure 6 were integrated every 10 km along parallels to the 100m isobath (the shelf break reference) and presented as a function of distance from the shelf break in Figure 7. The conversion to internal tide occurring between the 100m and 1800m isobaths in Figures 6a and 6b result in a $CVR(CVR_{max})$ peak of -45 W m^{-2} at 10 km offshore (Figure 7a). There is no conversion away from the shelf break, CVR varies very little between

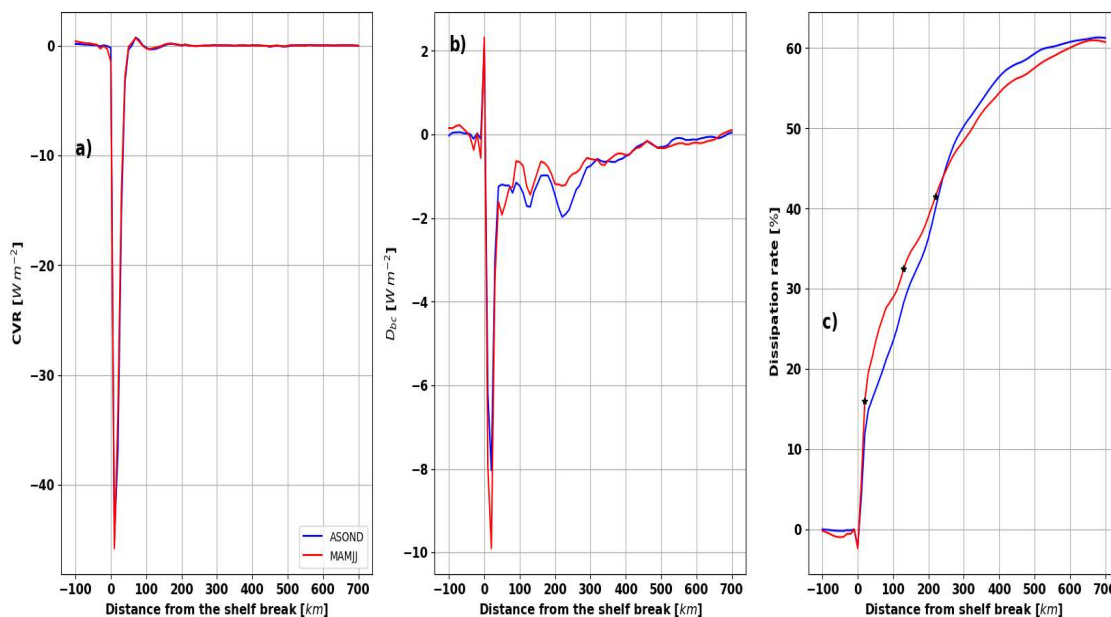


Figure 7. (a) CVR (units: $W m^{-2}$), (b) D_{bc} (units: $W m^{-2}$) and (c) dissipation rate (%) as a function of distance from the continental shelf break. CVR and D_{bc} are integrated every 10 km, the dissipation rate is the ratio between the cumulative sum of D_{bc} and the sum of 0 to 50 km of CVR . ASOND in blue and MAMJJ in red. The black stars are the location of the three peaks of maximum dissipation.

MAMJJ and ASOND (Figure 7a). The maximum of D_{bc} occurs a little bit offshore compare to the generation (20km), it is separated from a second peak located 110 km offshore, between the second and the third peak there is 90 km (Figure 7b). It is relatively the same distances that separate the negative patches of dissipation in Figure 6c and 6d.

We defined the dissipation rate (Figure 7c) as a function of distance to the shelf break by dividing the cumulative sum of dissipation from Figure 7b by the sum between 0 and 50 km of CVR from Figure 7a. The limit at 50 km was chosen because CVR reaches zero for the first time around 50 km offshore. The 50 km distance can also be considered as the boundary between local dissipation at the internal tide generation site and the remote dissipation. The dissipation rates at the distances associated with the three dissipation peaks (beams) (see star in Figure 7c) are 16%, 32%, and 41% during the MAMJJ, and 11%, 28%, and 40% during the ASOND. A significant increase in dissipation rate is observed between the second and third beams during ASOND compare to MAMJJ. At 50 km from the coast, the dissipation rates are 23% during MAMJJ and 17% during ASOND (Figure 7c), these dissipation rates express the local dissipation rate for the whole area. Furthermore, they exactly match with the mean of P2 (Table 3) of the eight boxes surrounding the main internal tide generation sites in Figure 6, and confirm that local dissipation is stronger during MAMJJ (due to higher internal tide mode of shorter propagation). At 700

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



km, the dissipation rates are 60% during MAMJJ and 61% ASOND (Figure 7c), which allows us to deduce remote dissipation rates of 37% during MAMJJ and 44% during ASOND. Again, the remote dissipation is stronger during ASOND than during MAMJJ.

It is evident in Figure 6e and 6f that the M2 baroclinic tide does not propagate identically in ASOND and MAMJJ. During ASOND, the northward propagation of the coherent internal tide is stopped at about 300 km from the shelf break. During MAMJJ, the baroclinic flux from A reaches 8°N while the baroclinic flux from F and E have branches that extend further north. The cessation of northward propagation of the M2 coherent baroclinic flux in ASOND can be at first order associated with more remote dissipation (Figure 7c). However, the dissipation rates for the two seasons both converge to 60% in Figure 7c. Even if there is a 7% offset between the remote dissipation rate during ASOND and MAMJJ, there remains about 40% of the internal tide energy undissipated. The dissipation hypothesis is therefore not the best to explain the differences between the coherent baroclinic flux propagations. The discrepancies certainly reflect the modulation in time of the interactions between the internal tides and the bottom circulation.

3.4 Internal tides interactions with the background circulation

Generally, internal wave propagation and dissipation are modified in the presence of a horizontal density gradient or a background current. When passing through a baroclinic eddy, the internal tidal beam is subdivided into different divergent or convergent branches depending on how it enters the vortex or is deflected by its edge (Dunphy and Lamb, 2014). Strong currents such as the western boundary currents (Gulf stream, Kuroshio) are likely to trap, refract and reflect the internal tide flux (Duda et al., 2018). A horizontal density gradient and the corresponding pycnocline slope can have a mirror effect on the internal wave and thus refract, reflect or at worst prevent its propagation (Li et al., 2019).

NBC, NBC retroflection (NBRC or NECC), and mesoscale eddies are associated with currents and frontal structures that can disrupt the propagation of the internal tide from the Amazon shelf break. This part of the work is a first approach to describe the variability of internal tides flux between ASOND and MAMJJ as observed above (Figure 6e and 6f). To investigate more precisely the tides/circulation interactions, we make the choice to leave aside the harmonic analysis approach, which does not allow us to depict short term changes in the internal tide propagation characteristics. Instead, we make use of time filtering over a 25-hours period, which provides a fair separation of tidal and non-tidal processes, at the sacrifice of individual tidal constituents diagnostics, leaving the neap and spring tides modulation in the filtered tidal signal. In addition, the barotropic/baroclinic tides separation is performed by using (Kelly et al., 2010) method instead of vertical modes decomposition. This method, computationally less heavy than the vertical mode method, does not allow us to distinguish the vertical modes, but such a distinction is not crucial for the present discussion.

Some selected snapshots of the 25-hour mean baroclinic flux, relative vorticity and currents are presented in Figure 8. As expected, the 25h mean eliminates the tidal signal in the currents while preserving the background and mesoscale circulation. The 25h-averaged internal tide flux (computed from the hourly low pass filtered simulated currents and pressure, then averaged over 25 hours) refers now to the total baroclinic flux. i.e it includes all the modeled baroclinic modes and tidal constituents. Even though the internal tide signal is dominated by mode 1 of M2, the stronger modes 2 and 3 in MAMJJ could add smaller

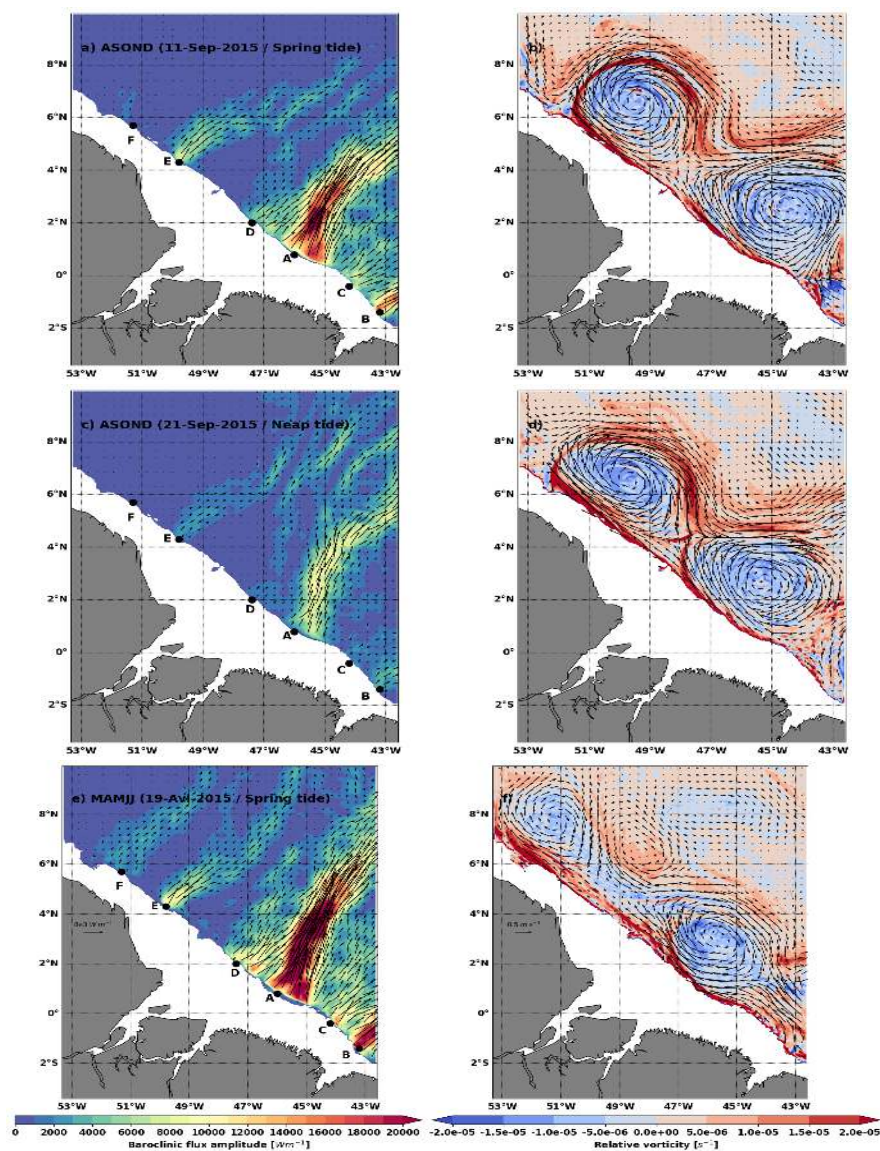


Figure 8. Examples of 25h mean snapshots of depth integrated baroclinic flux (colors and arrows, left, units: $W m^{-1}$), relative vorticity along the $1025 kg m^{-3}$ isopycnal (color, right, units: s^{-1}) and horizontal velocity along the $1025 kg m^{-3}$ isopycnal (arrows, right, units: m^{-1}) during (a,b) 09/11/2015 spring tide during ASOND, (c,d) 09/21/2015 neap tide during ASOND and (e,f) 04/19/2015 spring tide during MAMJJ. Bathymetry less than 100m is masked.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



scales to the baroclinic signal. For greater clarity and because several eddies have a reduced surface signature in this zone (Garraffo et al., 2003), we have chosen to represent the mean current and relative vorticity along the 1025 kg m^{-3} isopycnal which is representative of the thermocline spatial and temporal variability in the area and crosses the cores of the main currents. The snapshots illustrate the modifications of internal tide trajectories during its propagation.

Internal tide trajectories during ASOND are perfectly illustrated by two snapshots on the 09/11 (Figure 8a et 8b) and 09/21/2015 (Figure 8c et 8d) corresponding respectively to the periods of spring and neap tides. During this season, the very intense currents delimit a frontal line with a steep pycnocline slope. Along the 1025 kg m^{-3} isopycnal, we can also distinguish anticyclonic eddies that skim the coast (Figure 8b and 8d). The signature of these eddies is intensified in the upper ocean but they have a significant barotropic signature too. In both cases, internal tides generated at site F propagate in a ocean where there exists strong shear and stratification variability, in particular the recirculation regions and the northern edge of the retroflection. The internal tide beam from F becomes very quickly incoherent during neap tide (Figure 8a). The deviation of internal tides flux is also evident on the beams from sites E and D (Figure 8a and 8c). At about 6°N , where the current and front are strong (Figure 8b and 8d), the flux from E splits into several branches, the main one being oriented towards the northeast. From D, internal tide flux splits in two. The branch close to Db is deviated to the northwest between $2^\circ\text{--}4^\circ\text{N}$ and then to the northeast between $4^\circ\text{--}6^\circ\text{N}$, and finally joins the main branch from E. Internal tide beam leaving Da rapidly merge with internal tide flux from A. Internal tide beams from A are initially directed northeastward but lean eastward at the front and current maximum (near 4°N). The deviation is such that internal tides do not propagate far north of 8°N (Figure 8a). On 09/21/2015, a small part of it follows a thin branch that reaches 8°N (Figure 8c).

Figures 8e and 8f on the 04/19/2015 are examples of a spring tide during MAMJJ. In this season, both the currents and fronts are weaker (Figure 8f), therefore the baroclinic flux originating from A almost does not deviate from its initial trajectory and propagates to 8°N , which is the most striking difference with ASOND. But the marked propagation of the baroclinic flux from F and the branching of the one coming from E are also interesting contrasts.

To conclude, if the neap-spring tidal cycle obviously plays a role in the internal tide flux intensity, there exist significant differences in internal tide trajectories and structure (branching and merging) between MAMJJ and ASOND. Our examples show how this can be explained by refraction and dispersion due to current and stratification variability, in particular in the frontal region. The presence of strong eddies along the coast in ASOND is also a source of high variability influencing the propagation of internal tides.

The examples discussed in Figure 8 give indications for the interpretation and understanding of the coherent baroclinic fluxes in Figure 6. The harmonic analysis captures trajectories that have the highest occurrences after internal tide interactions with the background circulation. For instance, in MAMJJ, as the northern retroflection extension is reduced, the baroclinic flux from F is less impacted by the circulation. This limits the refraction and the beam is therefore more intense and visible in Figure 6e than in Figure 6f. More notably, while the baroclinic flux propagation originating from site E to A seems to stop before 6°N in ASOND, it extends further north during the weaker circulation conditions in MAMJJ. Internal tides are not dissipated as one could argue for ASOND, but the interaction of internal tides with the background circulation induce refraction and branching



and the variability of the circulation in this time period is such that on average there is no preferred direction of propagation beyond 6°N in ASOND.

3.5 Coherent and incoherent SSH for MAMJJ and ASOND

As mentioned in the introduction, altimetric observations of SSH include high-frequency unbalanced components from the barotropic tides and from the coherent and non-phase-locked (incoherent) internal tides. Global model estimates of the barotropic tide are applied as a correction to altimetric SSH before the data are used for ocean circulation studies (eg FES2014, Lyard et al., 2021). New global coherent internal tide corrections are also becoming available (eg M2 SSH, Ray and Zaron, 2016). However any residual errors from these tide model corrections will remain in the altimetric SLA data and pollute the calculation of geostrophic currents. The incoherent component of internal tides also remains in the altimetric SLA. So it is important to understand what spatial and temporal scales are affected by these ageostrophic components, so that adequate filtering can be applied to remove them for ocean circulation studies. This section addresses these scales for the Amazon region.

In the previous subsections, we have shown how the baroclinic flux and internal tide interactions with the circulation differ between MAMJJ and ASOND. These changes should naturally show up in the SSH. To study the SSH variations, the hourly SSH of the tidal model is split as indicated by the equations below:

$$SSH1 = SSH - SSHBT \quad (\text{cm}) \quad (8)$$

$$SSH2 = SSH1 - SSHBC \quad (\text{cm}) \quad (9)$$

where SSHBT and SSHBC are respectively the coherent barotropic and baroclinic SSH deducted for each season from the barotropic / baroclinic tides separation made from the projection on vertical modes (see subsection 2.3). SSHBT and SSHBC are the sum of all tide constituents by which the model has been forced. SSH1 corresponds to the usual processing of altimeter observations from which the barotropic tide correction is removed. The coherent part of internal tides is then removed from SSH1 to obtain SSH2 (Eq.9). SSH1 and SSH2 both have similar low-frequency components. The high frequency signal in SSH2 is associated with spatio-temporal variations of internal tides and the Inertia Gravity Waves (IGW) spectra, the whole constitutes the incoherent SSH.

To study the spatio-temporal scales of the coherent and incoherent tides, spectral analyses are performed on SSHBC, SSH1 and SSH2. Before the FFT calculation, SSH is detrended and windowed with a Tukey 0.5 window, as previously done in Tchilibou et al. (2020). The spectra are integrated over different frequency bands. We consider the "subtidal" as the periods above 28h ($f < 1/28h^{-1}$), the "tidal" as the periods between 28h and 11h ($1/28h^{-1} < f < 1/11h^{-1}$), and the "supertidal" as the periods below 11h ($f > 1/11h^{-1}$). The sensibility to these cutoff frequency bands was tested without major changes to our results. Finally, a separate analysis of the SSH variations of the model without tides revealed that fluctuations associated with high frequency atmospheric forcing can be neglected here (not shown).

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



3.5.1 Geographical distribution of the SSH temporal Root Mean Square (RMS) for different frequencies band

The geographical distributions of the temporal RMS of SSH1 deduced over all frequencies (full RMS, Figure 9a and 9b), tidal frequencies (Figure 9c and 9d) and supertidal frequencies (Figure 9e and 9f) are shown for the MAMJJ (Figure 9, left) and ASOND (Figure 9, right) seasons.

For both seasons the maximum variations of *SSH1* occur north of 6°N and west of 48°W (Figure 9a and 9b) where the retroreflection of the NBC takes place (Figure 3). Along the NBCR/NECC, the RMS is greater than 4 cm and the EKE is maximal (Figure 3). At first order, these maxima express the intraseasonal mesoscale variations of the SSH. This is confirmed by the map of the geographical distribution of the subtidal RMS (not shown), which is also maximal along the NBCR/NECC. However, the maximum of the full RMS is also due to *SSH1* variations between 11h and 28h (tidal frequencies). In the area 4°-6°N/43°W-45°W for example, the full RMS is on average 5 cm in MAMJJ and 7 cm in ASOND while the tidal RMS is about 3 cm over the two seasons (Figure 9c and 9d). As shown in Figure 6e and 6f, the tidal RMS suggests wave propagation from internal tide generation sites. Some internal tidal beams are noticeable on the full RMS, especially in MAMJJ.

Figure 10 represents the coherent *SSHBC* (Figure 10a and 10b) and incoherent *SSH2* (Figure 10c and 10d) signals at tidal frequencies. The structures in Figures 10a and 10b are reminiscent of those derived from the harmonic analysis in Figure 2d, and are in agreement with the M2 baroclinic flux in Figures 6e and 6f. During ASOND, the tidal RMS of *SSHBC* (Figure 10b) is almost zero north of 6°N while it is about 3 cm and has a well-marked wave structure for the incoherent *SSH2* (Figure 10d). In MAMJJ, the incoherent signal corresponds to large structures co-located with the coherent internal tide beams (Figure 10a and 10c).

The RMS of *SSH1* at super tidal frequencies reveals previously unsuspected propagation (Figure 9e and 9f). Waves whose main generation sites coincide with points A, B and E propagate from the shelf break towards the open sea. Judging from the number of beams in the 0-4°N / 45°W-43°W box (Figure 9f), the wavelength of these waves is less than 70 km. At 2°N, the RMS of the waves coming from A increases from 1 cm to more than 2 cm, the intensification continues until 6°N where there is a merger with the beam of waves coming from E (Figure 9e and 9f). By analyzing *SSHBC* and *SSH2* at super tidal frequencies (figures not shown), it appears that the super tidal signal is essentially incoherent.

The *SSH1* subtidal, *SSHBC* tidal coherent, *SSH2* tidal incoherent and *SSH1* supertidal RMS are averaged over the entire domain and reported in Table 4 (“mean” columns) for MAMJJ and ASOND. The subtidal signal is three to four times greater than the tidal one, which is almost twice the supertidal. At tidal frequencies, the incoherent signal is as important (or slightly more important in ASOND) than the coherent one. If we also take into account the fact that the super tidal signal is incoherent, then the amplitude of the incoherent signature on the SSH becomes greater than the coherent one, justifying the incoherence ratio of more than 0.5 noted by Zaron (2017, its Figure 8) in this region. The transition from MAMJJ to ASOND is marked by an increase in the subtidal RMS of about 1 cm (Table 4), but there is no significant change between seasons for the tidal (coherent and incoherent) and super tidal RMS values. Thus, the seasonal variability of stratification and the interactions of internal tides with the current impact mainly the geographical distribution of the SSH than its intensity.

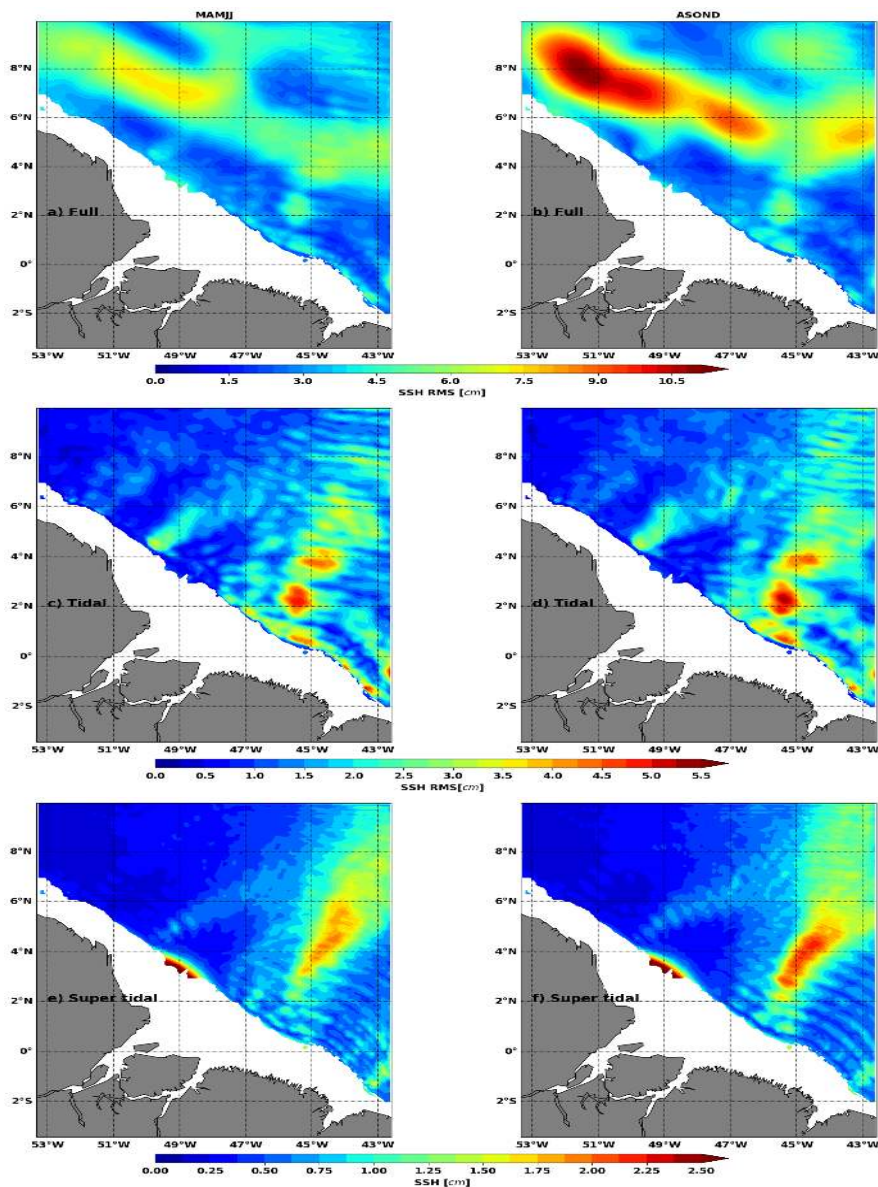


Figure 9. Root means square (RMS) of *SSH1* for (a,b) all frequencies (full), (c,d) tidal frequencies ($1/28h^{-1} < f < 1/11h^{-1}$), supertidal frequencies ($f > 1/11h^{-1}$) during MAMJJ (left) and ASOND (right). *SSH1* is the residual between the SSH and the coherent barotropic SSH (*SSHBT*), see Eq.8 . Units: *cm*. Bathymetry less than 100m is masked.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.

Ocean Science
 Discussions

Open Access
 EGU

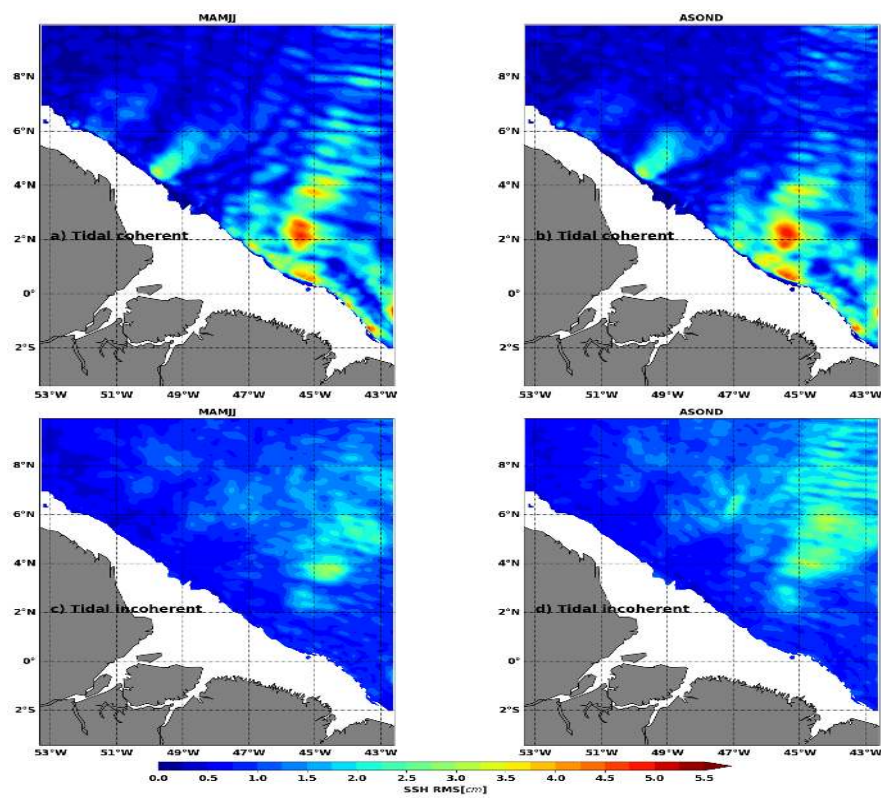


Figure 10. Root means square of (a,b) $SSHBC$ and (c,d) $SSH2$ for tidal frequencies during MAMJJ (left) and ASOND (right). $SSHBC$ is the coherent baroclinic SSH, $SSH2$ is the incoherent SSH defined as the residual between $SSH1$ and $SSHBC$, see Eq.9. Units: cm . Bathymetry less than 100m is masked.



Table 4. RMS of *SSH1* at subtidal frequencies, coherent (*SSHBC*) and incoherent (*SSH2*) at tidal frequencies, and *SSH1* at super tidal frequencies. Mean refer to the mean of RMS in Figure 9 and 10 over the model domain. Mode 1 and mode 2 refer to the RMS deduced from the integration of spectra in Figure 12 over the wavelength band 150-100km and 100-70km respectively

RMS (cm)	Subtidal (<i>SSH1</i>)	Coherent tidal (<i>SSHBC</i>)		Incoherent tidal (<i>SSH2</i>)			Supertidal (<i>SSH1</i>)	
	mean	mean	mode 1	mode 2	mean	mode 1	mode2	mean
MAMJJ	3.68	1.06	1.52	0.61	1.04	1.1	0.96	0.62
ASOND	4.49	1.01	1.09	0.58	1.16	1.28	1.1	0.65

3.5.2 Meridional wavenumber-frequency spectrum

To better analyse the spatio-temporal scales impacted by the different components of the tides, meridional wavenumber-frequency spectra of *SSH1* (Figure 11, right) and of hourly SSH of the model without tides (NTSSH, Figure 11, left) are evaluated in the box 43°W-45°W/0°N-10°N through which a large part of the tidal and super-tidal *SSH1* transit. The 10° latitudinal extension of the box limits the effects of overlap and flattening of the spectrum that would have occurred with a smaller latitudinal extension (Tchilibou et al., 2018). In Figure 11, negative wavenumbers indicate southward propagation and positive wavenumbers northward propagation. The MAMJJ and ASOND wavenumber-frequency spectra give similar conclusions, so only the MAMJJ spectra are presented. The energy distribution spectrum of the model without tides is asymmetric with a preference for northward propagations (Figure 11a). The energy maximum (in red, Figure 11a) is concentrated at subtidal frequencies (period >28h) and decreases as the frequency increases. In view of the amplitudes of spectrum with tides (Figure 11b), the injection of energy at high-frequency by the other oceanic mechanisms and atmospheric forcings can be considered negligible.

Not surprisingly, the introduction of tides into the model has boosted the high frequency energy, keeping the subtidal energy unchanged. Figure 11b shows clear maxima at diurnal ($0.042 h^{-1}$, i.e. 12h), semidiurnal ($0.083 h^{-1}$, 12h) and higher harmonics (8h, 6h, 4h, 3h). At these different frequencies, the energy remains strong over a wide band of wavenumbers while spreading out to neighbouring frequencies, and thus reflecting the mixing of coherent and incoherent internal tides. More generally, the frequency peaks mentioned above are not isolated but linearly connected to each other. Such a high-frequency distribution of energy in the spectrum is linked to the IGW field (Farrar and Durland, 2012), that contributes to both tidal and super tidal variations (Figure 11b).

3.5.3 Meridional wavenumber spectrum and transition scale

Satellite altimetry provides higher along track resolution of these SSH variations, with poorer temporal resolution. Here we consider how the full spatio-temporal structure of the model is projected onto wavenumber spectra. This method is often used to describe the spatial scales impacted by the ocean's turbulent energy cascade, and to identify scales impacted by the altimetric noise (Vergara et al., 2019; Xu and Fu, 2012; Chen and Qiu, 2021). The wavenumber-frequency spectra (Figure 11) have been time-integrated over selected frequency bands to obtain the meridional wavenumber spectrum in Figure 12. Wavenumber

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.

Ocean Science
 Discussions

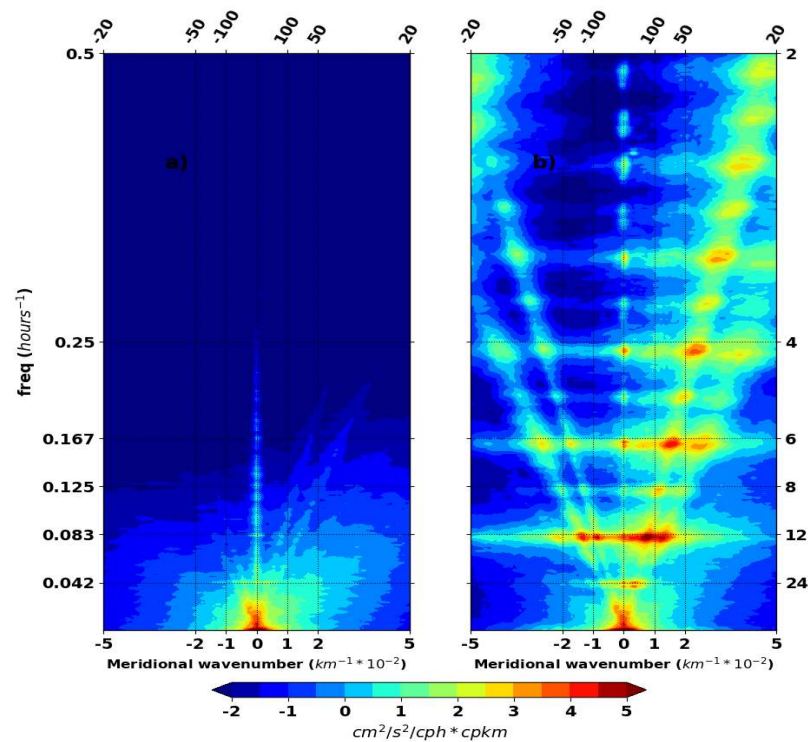


Figure 11. Meridional wavenumber-frequency of (a) the hourly SSH of the model without tide (*NTSSH*) and (b) the hourly *SSH1* of the model with tide, both during MAMJJ. *SSH1* is the residual between hourly total SSH and the coherent barotropic SSH. Spectra are evaluated within 0-10°N/43-45°W and averaged over the longitudes. Units: $\text{cm}^2 \text{s}^{-2} / \text{cph} * \text{cpkm}$. Same results are obtained for ASOND.

spectra are shown for different SSH products with distinct integration frequency bands. For example, *SSH1_full* (in blue) is the spectrum of *SSH1* integrated over all frequencies. The different frequency bands for SSH are also shown separately: *SSH1_subtidal* (red), *SSH1_tidal* (green), *SSHBC_full* (magenta), *SSH2_tidal* (brown), *SSH2_supertidal* (cyan). For comparison purposes, we also present the wavenumber spectrum of the model with no tidal forcing, *NTSSH_subtidal* (No Tide SSH, orange) and the spectrum of the Saral/altika altimetry data, *Saral_full* (black). The two season spectra (MAMJJ and ASOND) are evaluated in box 43°W-45°W/0°N- 10°N where the subtidal, tidal and supertidal SSH have relatively high RMS (Figures 9 and 10).

The altimeter data (*Saral_full*; black) and *SSH1_full* (blue) are both corrected for the barotropic tide only, and have similar characteristics (Figure 12a and 12b). In ASOND the two spectra overlap in the classical 250-70 km “mesoscale” wavelength band. Both the model and observations have a spectrum with an average k^{-1} slope in the 250-70 km band; they show

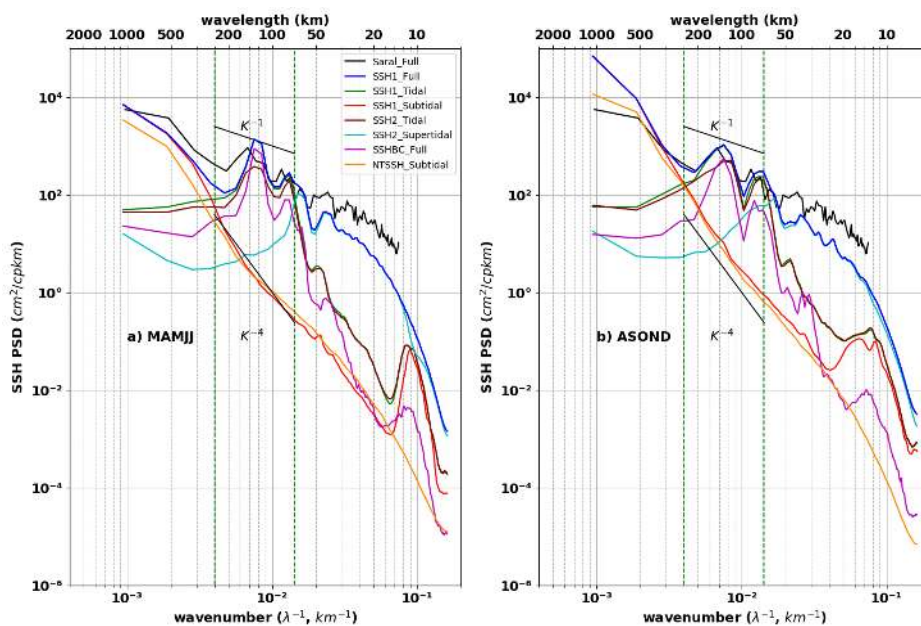


Figure 12. SSH Meridional wavenumber spectra during (a) MAMJJ and (b) ASOND. The spectra of the model are deduced by integrations on all frequencies (full), at subtidal frequencies (subtidal, $f < 1/28h^{-1}$), at tidal frequencies (tidal, $1/28h^{-1} < f < 1/11h^{-1}$) and at supertidal frequencies (supertidal, $f > 1/11h^{-1}$) of meridional wavenumber-frequency spectra of *SSH1* (hourly residual between the total SSH and the coherent barotropic SSH), *SSH2* (hourly residual between the total SSH and *SSH1*), *SSHBC* (hourly coherent baroclinic SSH) and *NTSSH* (hourly SSH of the model without tide) meridional wavenumber-frequency spectra. Saral_full (in black) is the mean of Saral/AltiKa along track SSH spectra for the period 2013-2014. Spectra are evaluated within 0-10°N/43-45°W and averaged over the longitudes. The vertical dotted green line delimit the classical 250-70km mesoscale band. Units are in $cm^{-2}/cpkm$.

peaks at mode 1 (120 km) and mode 2 (70 km) baroclinic wavelengths (same as *SSHBC_full*). Despite the discrepancies at large scales and at scales smaller than 60km, the agreement between altimetry and model reinforces our confidence in the model.

In Figure 12a and 12b, *SSH1_subtidal* (red) is closer to *SSH1_full* (blue) from 1000 to 300 km, from 300 to 70 km *SSH1_full* is dominated by *SSH1_tidal* (green), and *SSH2_supertidal* (cyan) explains the variations below 70 km. In the 250-70 km band, the RMS of the spectrum are 0.23 cm for *SSH1_subtidal* (red) and 0.21 cm for *NTSSH_subtidal* (orange) in MAMJJ, and 0.46 cm and 0.43 cm respectively in ASOND. In this wavelength band, the energy levels of the *SSH1_subtidal* (red) and *NTSSH_subtidal* (orange) spectra are comparable in ASOND, their slope is in K^{-4} (Figure

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



12b). In MAMJJ, a change in slopes is observed in both spectra (Figure 12a). Overall, the SSH at subtidal frequencies, i.e. the mesoscale imprints on SSH, does not significantly change when switching from the model without tide to the model with tides.

On the other hand, the RMS of $SSH1_{full}$ (blue) and $SSH1_{tidal}$ (green) are 2.46 cm and 2.4 cm in MAMJJ and 2.57 cm, 2.43 cm respectively in ASOND between 250-70 km. The closeness of the RMS of $SSH1_{full}$ and $SSH1_{tidal}$ and their large deviation from $SSH1_{subtidal}$ make the internal tides and IGWs the main contributors to the variation of SSH between 250-70 km. So for this example from 43-45°W off the Amazon shelf break, the SSH variations for meridional scales greater than 300 km are consistent with ocean circulation variations, the internal tides (and few IGW) of tidal frequencies dominate at scales between 300 and 70 km, whereas IGW (and few internal tides) of super tidal frequencies dominate at scales smaller than 70 km. This distribution according to the wavelengths is in agreement with Figures 6 and 7, and Table 3.

For both seasons, there is more energy in the tidal incoherent SSH than in the coherent internal tide ($SSH2_{tidal}$ in brown versus $SSHBC_{full}$ in magenta, Figure 12) at large (>300 km) and small scales (<60 km). As we suspected from Figure 10, the incoherent tidal and coherent internal tide have peaks at both mode 1 (120km) and mode 2 (70km) baroclinic scales. More precisely, integrating the spectra between 150-100km for mode 1 and 100-60km for mode 2 (Table4), leads to a stronger incoherent SSH than the coherent SSH for mode 1 in ASOND, and stronger incoherent tide for mode 2 over both seasons.

Savage et al. (2017) define the transition scale between balanced and unbalanced motion as the wavelength at which the amplitude of the spectrum at super tidal frequencies exceeds that of the subtidal frequencies. In our case, the $SSH2_{supertidal}$ (cyan) and $SSH1_{subtidal}$ (red) intersect around 152 km in MAMJJ and 133 km in ASOND (Figure 12, Table 5), i.e. at spatial scales close to those noted in the equatorial Pacific by Savage et al. (2017). We also note a slight seasonal variation in the transition scale, which decreases by 20 km between MAMJJ and ASOND. However, defining the transition scale from the super tidal is delicate in this tropical region where tidal variations are very strong. In fact, up to 67 km in MAMJJ and 62 km in ASOND (Table 5), the $SSH2_{supertidal}$ (in cyan, Figure 12) is weaker than $SSH2_{tidal}$ (brown, Figure 12). Instead, if we consider the transition scale to be defined between the subtidal (red) and the tidal incoherent (brown) or $SSH1_{tidal}$ (green), then it becomes 250 km for both seasons (Figure 12, Table 5). If we are more interested in the coherent SSH (magenta) then the transition scales are 250 km in MAMJJ and 200 km in ASOND, the seasonality here is due to the change in EKE, the stronger the EKE the smaller the transition scale. In any case, the transition between the balanced and the unbalanced occurs at scales beyond 150 km once we are no longer concerned with the super tidal. The application of the geostrophic approximation is compromised for meridian spatial scales below 250 km in this region.

Table 5. Transition length scale between balanced and unbalanced motion.

	Subtidal / Supertidal	Incohérent tidal / Supertidal	Subtidal / Incohérent tidal	Subtidal / Coherent
MAMJJ	152 km	67 km	250 km	250 km
ASOND	133 km	62 km	250 km	200 km

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



Ocean Science
 Discussions

Open Access
 EGU

4 Summary and Discussions

One of the challenges for the future SWOT mission is to propose appropriate processing to filter out most of the internal tides signals in the SSH products. Such an objective requires a clearer knowledge of internal tide dynamics including their temporal variability in various regions of the ocean. This study focuses on internal tides off the Amazon shelf, their interactions with the background circulation (currents and stratification) and their SSH signature during two strongly contrasted seasons. The analyses are based on 9.5 months (March to December 2015) of hourly outputs of a high resolution ($1/36^\circ$) NEMO numerical model forced by explicit tides, that we validated by comparison with Argo and altimetry observations. The oceanic region off the Amazon shelf is strongly influenced by the seasonal cycle of the ITCZ, the Amazon River discharge, and the western boundary current NBC and its retroflection. Their combined actions give rise to strong contrasts in circulation and stratification. On the basis of the precise examination of the NBC and EKE cycles, the model simulations have been equally distributed between the MAMJJ (corresponding to March to July) and the ASOND (from August to December) seasons. In MAMJJ, the pycnocline is closer to the surface, slightly stronger and quite horizontally homogenous over the model domain, the currents and mesoscale activity are weak. In ASOND, the pycnocline is deeper (up to 50 m difference with MAMJJ), slightly weaker but with strong horizontal gradient along the NBCR/NECC path, the currents and mesoscale activity are intense. For each of the two seasons, the tidal frequency components have been separated by harmonic analysis and the projection on vertical modes is used to separate the barotropic tide from the baroclinic tide, in a way similar to Tchilibou et al. (2020). Harmonic analysis was also used to distinguish the coherent internal tide from the incoherent (we define as coherent the fields deduced from current and pressure harmonics, the incoherent being the residual between the total and the coherent fields for frequencies faster than $28 h^{-1}$). The dominant tide component for this region is M2, so the M2 coherent barotropic and baroclinic flux, as well as the baroclinic dissipation and SSH have been detailed for the MAMJJ and ASOND contrasted conditions.

Whatever the considered season, the M2 barotropic tidal energy fluxes originate in the open ocean and reach the continental shelf. A large part of the barotropic tide crosses the shelf-break and converges towards the mouth of the Amazon River. The other part converts into baroclinic tides along the shelf break between the 100 and 1800 m isobaths. Eight poles of internal tides generation have been identified (see Table 1 and Figure 6 for position), the mains modeled sites are located at A and B (in good agreement with Magalhaes et al., 2016) where the conversion rate from barotropic to baroclinic tides was found to be around 1.5 GW (Aa+Ab, table 3) and 0.6 GW respectively. The conversion rate at the other sites are 0.4 GW for C and Da, 0.3 GW for E, 0.2 GW for Db and 0.1 GW for F (Table 3). These differences are explained by differences in the barotropic flux intensity and the angle between the flux and the topography slope. In the case of the A and C site, almost 80% of the barotropic energy is converted into internal tides, and only 20% will flow out of the shelf break. In contrast, B, which has a similar barotropic flux as A, is less efficient in generating internal tides since the angle is smaller than 90° . At the eight main internal tides generation sites, the conversion rate varies slightly from 5 to 10% between the two seasons. During MAMJJ the conversion rate in site A is slightly smaller than in ASOND, whereas for B, Db, E and F, it is the opposite. South of 2°N , the conversion from barotropic to baroclinic tide is more efficient in MAMJJ than in ASOND. Larger conversion rate might be due to the stratification modulation from MAMJJ (shallower and slightly stronger stratification) compared to ASOND. This

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



is in good agreement with idealized simulations of Barbot et al. (2021), that show that shallower stratification enhanced the conversion rate in this area.

Regarding dissipation of internal tides and its variability, we found that between 15 to 35% of internal tide energy dissipates locally near the eight generation sites, implying that 65 to 85% is radiated away. The largest local dissipation is found at C for both ASOND and MAMJJ (24% and 32% respectively), while Aa, Ab and B ratio are slightly smaller (17% and 29%), F (22% for both seasons), E (14% and 22%) and Da and Db are the smallest (15%, 17%). Local dissipation at the generation sites is higher in MAMJJ than in ASOND. MAMJJ has a shallower and slightly stronger stratification compared to ASOND which produces stronger higher baroclinic modes (mode 2 and 3). This makes the internal wave packet more unstable, and more prompt for local dissipation. Offshore, internal tide dissipation hotspots have been observed along the propagating beams, with a distance separating them of about 90km to 120km, in good agreement with previous simulations (Buijsman et al. 2016). The distance (90 km) smaller than a mode 1 baroclinic wavelength (120 km) suggest that the dissipation would occur in the model in the water column between 100 and 500m. It is also possible that the 90 km distance is a consequence of a change in stratification and particularly in the depth of the pycnocline as discussed by Barbot et al. (2021).

One of the most striking differences between MAMJJ and ASOND occurs when comparing the M2 coherent baroclinic fluxes (Figure 6). In ASOND, the offshore propagation of the baroclinic flux is like stopped after 200 km. In MAMJJ, on the other hand, the baroclinic flux propagates further away from the shelf break, the one coming from A reaches 8°N. As M2 fluxes are computed from a harmonic analysis, this “disappearing” M2 energy fluxes can be due either to true energy loss from the baroclinic tides, or to an increasing incoherent regime. We integrated the M2 conversion rate and dissipation every 10 km and plotted them as a function of distance from the shelf break. The conversion to baroclinic tide is maximum 10 km offshore. The maximum of dissipation occurs at 20 km, two other peak of dissipation are observed offshore. The distance between the dissipation peaks is in agreement with the dissipation hotspots beams evoked above. The dissipation rate was estimated by dividing the cumulative sum of dissipation by the sum of 0-50 km *CVR*. The 50 km limit was set because of the first *CVR* curve crossing at zero. In this study, 50 km is also the boundary distance between the local dissipation and the remote dissipation independently of the generation site. During MAMJJ, the local and remote dissipation rates are 23% and 37% respectively, they change to 17% and 44% during ASOND. There is a 7% increase in remote dissipation during the ASOND, but for both seasons there is still nearly 40% of internal tide energy undissipated. Thus, energy loss through dissipation cannot explain all the discrepancies found between the propagation of the MAMJJ and ASOND coherent baroclinic flux, we show in this paper that the second hypothesis about the increase in the incoherent regime is more likely.

Indeed, snapshots of the total baroclinic flux averaged every 25 h are analyzed to investigate further the varying baroclinic flux of the two seasons. They reveal branching of the baroclinic flux at the level of the NBCR/NECC front, and possibly deviation by the NBC and coastal eddies-like structures. We associated the branching of the baroclinic flux with refraction, in good agreement with previous academic studies (Duda et al., 2018). We found that internal tide interactions with the background circulation depend on the spring/neap tide cycle and seasonal variations in the background circulation (the NBCR/NECC front intensities). The baroclinic flux from F interacts with the background circulation just after it is generated. This explains why it propagates such a short distance off the shelf, compared to the others. The baroclinic flux generated at D, splits into two main



branches, the former merges offshore with the new branch resulting from the separation of the baroclinic flux from E while the second joins very quickly the baroclinic flux propagating from A. The baroclinic flux off A, although the most intense, undergoes an eastward deviation and sometimes branching at the front level (around 4°N). The baroclinic flux that appears to stop and dissipate in ASOND are in fact rendered incoherent by the intensification of internal tide interactions with the background circulation.

An analyze of the geographical distribution of the SSH RMS and SSH wavenumber spectrum in different frequency bands complete these first results. We defined the subtidal band as periods greater than 28 h, the tidal band as periods between 28 h and 11 h, and the supertidal band as periods less than 11 h. SSH at tidal and super tidal frequencies is related to a mixture of internal tides and inertail gravity waves. We found SSH RMS of 2 to 6 cm for the tidal frequency band and up to 2 cm for the supertidal one. In this tropical Atlantic region, tidal SSH is dominant at wavelengths between 250 km and 70 km while the super tidal SSH dominates for wavelengths below 70 km. The meridional wavenumber spectrum of the tidal coherent and incoherent SSH are characterized by peaks around 150-100 km and 100-70 km respectively associated with mode 1 and mode 2. At mode 1 wavelength, the peak of the incoherent tidal SSH spectrum is stronger than the coherent tidal in ASOND, the order is reversed in MAMJJ. As it would be expected, the tidal incoherent SSH remains greater than the coherent signal at mode 2 wavelength both for MAMJJ and ASOND seasons. Using the Savage et al. (2017) criterion, the transition scale at which the SSH signal of geostrophic flow can be masked by unbalanced –wave- signature is around 150 km during ASOND and 130 km during MAMJJ. However, if we compare the energy levels of the subtidal and tidal spectra, then the transition scale is shifted toward 250 km for the two seasons (Table 5).

The contrast observed between ASOND and MAMJJ coherent baroclinic fluxes thus shows that the structure of the coherent signal, generated by the barotropic tide, is dependent on the interaction between internal tides and the background circulation/stratification over the analyzed time period. This result raises questions about the prediction of coherent internal tides which, to be optimal, must take into account variations in circulation and stratification. Internal tide trajectory patterns exhibiting several branches (Figure 7c for instance) are not retained by the harmonic analysis and are generally attributed to incoherent tide. We have seen that beams originating from different generation sites (A and D for instance) can merge in some time periods. Possibly, it is this offshore merging of beams of various origins that sometimes gives the impression that there are only two internal tides generation sites on the Amazon shelf, as in Magalhaes et al. (2016) interpretation of SAR observations. SWOT will allow a far better description of the mesoscale activity, in particular for boundary currents. This better description of the seasonal and spatial variability, will improve our understanding of internal tides propagation and refraction around the circulation. The spatial extension of the model does not yet allow us to make a clear statement on the eastward deviation of the baroclinic flux around 4°N east of 45°W. It could be a refraction or an advection. In any case it seems that at the front, the effects of stratification (refraction, reflection) compete with the effects of the current (advection) to define internal tides trajectory pattern. It would be interesting to quantify the respective impacts of stratification versus current. More investigations are needed to confirm the possible coastal deviations of internal tides by the NBC and the coastal eddy structures.

The SSH results highlight the risk of overestimating the RMS associated with the mesoscale circulation, without prior high frequency filtering. The predicted standard deviations of the measurement error uncorrelated to the instruments and in the case

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
Preprint. Discussion started: 6 January 2022
© Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



where 15 km wavelength filtering is not applied to the SWOT observations are 2.74 cm for the raw data on 1 km x km grids and 1.35 cm in the case of 2 km x 2 km (Chelton et al., 2019): These noise levels are comparable to the SSH RMS at super tidal to tidal frequencies. There is therefore some high frequency physical signal that will be contained in SWOT noise. The coherent baroclinic flux and the 25 h mean baroclinic flux snapshots presented in this study (Figure 7) are unanimous on the seaward propagation of the internal tide. On the other hand, the wavenumber-frequency (Figure 11b) shows that there is also southward propagation in the model. This southward propagations may be due to internal tides and IGWs reflection as they interact with the circulation or the topography. However, it is also possible that this reflection is indicative of a numerical tidal damping/radiating issue at the northern open boundary of the model. Finally, some of the wavenumber spectra in Figure 12 are characterized by a hump at scales smaller than 20 km. We did not pay particular attention to this hump at 20 km which is close to the model effective resolutions.

In the past decade, many investigations have been motivated by the internal tide surface signature corrections for all altimetry missions but especially for the future wide swath altimetry SWOT mission. Various empirical atlases for surface internal tides have been derived from nearly 30 years of multi-mission altimetry, which reveal the coherent part of this signal over the altimetry era. The altimetry community's more pressing issue is the non-coherent part that is left aside in these atlases, whose magnitude and variability are the main concerns today as they will significantly contribute to the SWOT error budget. Our investigations are a contribution to their quantification in a specific area, and demonstrate the large variability of the internal tide dynamics at seasonal timescales. They also suggest even higher variability if considering shorter timescales because of the interaction with the ocean upper circulation, indicating clearly that the internal tide correction will be one of the most challenging problems for future altimetry data processing. In tropical regions with high seasonal variability, it is possible that internal tidal predictions at seasonal frequencies are more effective for altimetry data correction than annual prediction maps as currently proposed.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



References

- Aguedjou, H. M. A., Dadou, I., Chaigneau, A., Morel, Y., and Alory, G.: Eddies in the Tropical Atlantic Ocean and Their Seasonal Variability, *Geophysical Research Letters*, 46, 12 156–12 164, <https://doi.org/10.1029/2019GL083925>, 2019.
- Arbic, B., Richman, J., Shriver, J., Timko, P., Metzger, J., and Wallcraft, A.: Global Modeling of Internal Tides Within an Eddyng Ocean General Circulation Model, *Oceanography*, 25, 20–29, <https://doi.org/10.5670/oceanog.2012.38>, 2012.
- Arbic, B. K., Wallcraft, A. J., and Metzger, E. J.: Concurrent simulation of the eddyng general circulation and tides in a global ocean model, *Ocean Modelling*, 32, 175–187, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2010.01.007>, 2010.
- Armi, L.: Effects of variations in eddy diffusivity on property distributions in the oceans, Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, MA, <https://doi.org/10.1575/1912/10336>, 1979.
- Baines, P.: On internal tide generation models, *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, 29, 307–338, [https://doi.org/10.1016/0198-0149\(82\)90098-X](https://doi.org/10.1016/0198-0149(82)90098-X), 1982.
- Barbot, S., Lyard, F., Tchilibou, M., and Carrere, L.: Background stratification impacts on internal tide generation and abyssal propagation in the western equatorial Atlantic and the Bay of Biscay, *Ocean Science*, 17, 1563–1583, <https://doi.org/10.5194/os-17-1563-2021>, 2021.
- Barnier, B., Reynaud, T., Beckmann, A., Böning, C., Molines, J.-M., Barnard, S., and Jia, Y.: On the seasonal variability and eddies in the North Brazil Current: insights from model intercomparison experiments, *Progress in Oceanography*, 48, 195–230, [https://doi.org/10.1016/S0079-6611\(01\)00005-2](https://doi.org/10.1016/S0079-6611(01)00005-2), 2001.
- Beardsley, R. C., Candela, J., Limeburner, R., Geyer, W. R., Lentz, S. J., Castro, B. M., Cacchione, D., and Carneiro, N.: The M_2 tide on the Amazon Shelf, *Journal of Geophysical Research*, 100, 2283, <https://doi.org/10.1029/94JC01688>, 1995.
- Blayo, E. and Debreu, L.: Adaptive Mesh Refinement for Finite-Difference Ocean Models: First Experiments, *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 29, 12, 1999.
- Buijsman, M. C., Arbic, B. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Wallcraft, A. J., and Zamudio, L.: Semidiurnal internal tide incoherence in the equatorial Pacific, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122, 5286–5305, <https://doi.org/10.1002/2016JC012590>, 2017.
- Carrère, L., Lyard, F., Cancet, M., Guillot, A., and Roblou, L.: FES 2012: A NEW GLOBAL TIDAL MODEL TAKING ADVANTAGE OF NEARLY 20 YEARS OF ALTIMETRY, p. 6, 2012.
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., Samelson, R. M., Farrar, J. T., Molemaker, M. J., McWilliams, J. C., and Gula, J.: Prospects for future satellite estimation of small-scale variability of ocean surface velocity and vorticity, *Progress in Oceanography*, 173, 256–350, <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2018.10.012>, 2019.
- Chen, S. and Qiu, B.: Sea Surface Height Variability in the 30–120 km Wavelength Band From Altimetry Along-Track Observations, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 126, e2021JC017284, <https://doi.org/10.1029/2021JC017284>, <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2021JC017284>, 2021.
- de Lavergne, C., Madec, G., Le Sommer, J., Nurser, A. J. G., and Naveira Garabato, A. C.: The Impact of a Variable Mixing Efficiency on the Abyssal Overturning, *Journal of Physical Oceanography*, 46, 663–681, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0259.1>, 2016.
- Debreu, L.: Raffinement adaptatif de maillage et méthodes de zoom : application aux modèles d’océan, Ph.D. thesis, <http://www.theses.fr/2000GRE10004>, thèse de doctorat dirigée par Le Dimet, François-Xavier et Blayo, Éric Mathématiques appliquées Grenoble 1 2000, 2000.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



- Diden, N. and Schott, F.: Eddies in the North Brazil Current retroflection region observed by Geosat altimetry, *Journal of Geophysical Research*, 98, 20 121, <https://doi.org/10.1029/93JC01184>, 1993.
- Duda, T. F., Lin, Y.-T., Buijsman, M., and Newhall, A. E.: Internal Tidal Modal Ray Refraction and Energy Ducting in Baroclinic Gulf Stream Currents, *Journal of Physical Oceanography*, 48, 1969–1993, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-18-0031.1>, 2018.
- Dufau, C., Orszynowicz, M., Dibarboure, G., Morrow, R., and Traon, P.-Y. L.: Mesoscale resolution capability of altimetry: Present and future, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121, 4910–4927, <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/2015JC010904>, _eprint: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2015JC010904>, 2016.
- Dunphy, M. and Lamb, K. G.: Focusing and vertical mode scattering of the first mode internal tide by mesoscale eddy interaction: MODE-ONE FOCUSING AND SCATTERING, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119, 523–536, <https://doi.org/10.1002/2013JC009293>, 2014.
- Dussin, R., Barnier, B., Brodeau, L., and Molines, J. M.: The Making of the DRAKKAR FORCING SET DFS5, p. 34, DRAKKAR/MyOceanReport01-04-16, LGGE, Grenoble, France, 2016.
- Farrar, J. T. and Durland, T. S.: Wavenumber–Frequency Spectra of Inertia–Gravity and Mixed Rossby–Gravity Waves in the Equatorial Pacific Ocean, *Journal of Physical Oceanography*, 42, 1859–1881, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-11-0235.1>, 2012.
- Ffield, A.: North Brazil current rings viewed by TRMM Microwave Imager SST and the influence of the Amazon Plume, *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 52, 137–160, <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2004.05.013>, 2005.
- Fratantoni, D. M. and Glickson, D. A.: North Brazil Current Ring Generation and Evolution Observed with SeaWiFS, *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 32, 17, 2002.
- Fu, L.-L. and Ferrari, R.: Observing Oceanic Submesoscale Processes From Space, *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 89, 488–488, <https://doi.org/10.1029/2008EO480003>, 2008.
- Gabioux, M., Vinzon, S. B., and Paiva, A. M.: Tidal propagation over fluid mud layers on the Amazon shelf, *Continental Shelf Research*, 25, 113–125, <https://doi.org/10.1016/j.csr.2004.09.001>, 2005.
- Garraffo, Z. D., Johns, W. E., P.Chassignet, E., and Goni, G. J.: North Brazil Current rings and transport of southern waters in a high resolution numerical simulation of the North Atlantic, in: Elsevier Oceanography Series, edited by Goni, G. J. and Malanotte-Rizzoli, P., vol. 68 of *Interhemispheric Water Exchange in the Atlantic Ocean*, pp. 375–409, Elsevier, [https://doi.org/10.1016/S0422-9894\(03\)80155-1](https://doi.org/10.1016/S0422-9894(03)80155-1), 2003.
- Garzoli, S. L.: North Brazil Current retroflection and transports, *Journal of Geophysical Research*, 109, C01 013, <https://doi.org/10.1029/2003JC001775>, 2004.
- Geyer, W. R.: Tide-induced mixing in the Amazon Frontal Zone, *Journal of Geophysical Research*, 100, 2341, <https://doi.org/10.1029/94JC02543>, 1995.
- Ivanov, V. A., Ivanov, L. I., and Lisichenok, A. D.: Redistribution of energy of the internal tidal wave in the North Equatorial Countercurrent region, *Soviet Journal of Physical Oceanography*, 1, 383–386, <https://doi.org/10.1007/BF02196837>, 1990.
- Jackson, C. R.: An Atlas of Internal Solitary-like Waves and their Properties, p. 8, 2004.
- Johns, W. E., Lee, T. N., Beardsley, R. C., Candela, J., Limeburner, R., and Castro, B.: Annual Cycle and Variability of the North Brazil Current, p. 26, 1998.
- Kantha, L. H. and Tierney, C. C.: Global baroclinic tides, *Progress in Oceanography*, 40, 163–178, [https://doi.org/10.1016/S0079-6611\(97\)00028-1](https://doi.org/10.1016/S0079-6611(97)00028-1), 1997.
- Kelly, S. M. and Lermusiaux, P. F. J.: Internal-tide interactions with the Gulf Stream and Middle Atlantic Bight shelfbreak front: INTERNAL-TIDE INTERACTIONS, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121, 6271–6294, <https://doi.org/10.1002/2016JC011639>, 2016.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



- Kelly, S. M., Nash, J. D., and Kunze, E.: Internal-tide energy over topography, *Journal of Geophysical Research*, 115, C06014, <https://doi.org/10.1029/2009JC005618>, 2010.
- Kelly, S. M., Nash, J. D., Martini, K. I., Alford, M. H., and Kunze, E.: The Cascade of Tidal Energy from Low to High Modes on a Continental Slope, *Journal of Physical Oceanography*, 42, 1217–1232, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-11-0231.1>, 2012.
- Kelly, S. M., Lermusiaux, P. F. J., Duda, T. F., and Haley, P. J.: A Coupled-Mode Shallow-Water Model for Tidal Analysis: Internal Tide Reflection and Refraction by the Gulf Stream, *Journal of Physical Oceanography*, 46, 3661–3679, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-16-0018.1>, 2016.
- Koch-Larrouy, A., Lengaigne, M., Terray, P., Madec, G., and Masson, S.: Tidal mixing in the Indonesian Seas and its effect on the tropical climate system, *Climate Dynamics*, 34, 891–904, <https://doi.org/10.1007/s00382-009-0642-4>, 2010.
- Kunze, E., Rosenfeld, L. K., Carter, G. S., and Gregg, M. C.: Internal Waves in Monterey Submarine Canyon, *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 32, 24, 2002.
- Laurent, L. S. and Garrett, C.: The Role of Internal Tides in Mixing the Deep Ocean, *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 32, 18, 2002.
- Le Bars, Y., Lyard, F., Jeandel, C., and Dardengo, L.: The AMANDES tidal model for the Amazon estuary and shelf, *Ocean Modelling*, 31, 132–149, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2009.11.001>, 2010.
- Lentz, S. J.: Seasonal variations in the horizontal structure of the Amazon Plume inferred from historical hydrographic data, *Journal of Geophysical Research*, 100, 2391, <https://doi.org/10.1029/94JC01847>, 1995.
- Lentz, S. J. and Limeburner, R.: The Amazon River Plume during AMASSEDs: Spatial characteristics and salinity variability, *Journal of Geophysical Research*, 100, 2355, <https://doi.org/10.1029/94JC01411>, 1995.
- Li, Q., Mao, X., Huthnance, J., Cai, S., and Kelly, S.: On Internal Waves Propagating across a Geostrophic Front, *Journal of Physical Oceanography*, 49, 1229–1248, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-18-0056.1>, 2019.
- Lyard, F. H., Allain, D. J., Cancet, M., Carrère, L., and Picot, N.: FES2014 global ocean tide atlas: design and performance, *Ocean Science*, 17, 615–649, <https://doi.org/10.5194/os-17-615-2021>, publisher: Copernicus GmbH, 2021.
- Madec Gurvan, Romain Bourdallé-Badie, Jérôme Chanut, Emanuela Clementi, Andrew Coward, Christian Ethé, Doroteaciro Iovino, Dan Lea, Claire Lévy, Tomas Lovato, Nicolas Martin, Sébastien Masson, Silvia Mocavero, Rousset, C., Dave Storkey, Martin Vancoppenolle, Simon Müeller, George Nurser, Mike Bell, and Guillaume Samson: NEMO ocean engine, <https://doi.org/10.5281/ZENODO.1464816>, publisher: Zenodo Version Number: v4.0, 2019.
- Magalhaes, J. M., da Silva, J. C. B., Buijsman, M. C., and Garcia, C. A. E.: Effect of the North Equatorial Counter Current on the generation and propagation of internal solitary waves off the Amazon shelf (SAR observations), *Ocean Science*, 12, 243–255, <https://doi.org/10.5194/os-12-243-2016>, 2016.
- Marin, F., Caniaux, G., Giordani, H., Bourlès, B., Gouriou, Y., and Key, E.: Why Were Sea Surface Temperatures so Different in the Eastern Equatorial Atlantic in June 2005 and 2006?, *Journal of Physical Oceanography*, 39, 1416–1431, <https://doi.org/10.1175/2008JPO4030.1>, 2009.
- Moller, G. S., Novo, E. M. M., and Kampel, M.: Space-time variability of the Amazon River plume based on satellite ocean color, *Continental Shelf Research*, 30, 342–352, <https://doi.org/10.1016/j.csr.2009.11.015>, 2010.
- Munk, W. and Wunsch, C.: Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing, *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 45, 1977–2010, [https://doi.org/10.1016/S0967-0637\(98\)00070-3](https://doi.org/10.1016/S0967-0637(98)00070-3), 1998.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



- Neto, A. V. N. and da Silva, A. C.: Seawater temperature changes associated with the North Brazil current dynamics, *Ocean Dynamics*, 64, 13–27, <https://doi.org/10.1007/s10236-013-0667-4>, 2014.
- Niwa, Y. and Hibiya, T.: Estimation of baroclinic tide energy available for deep ocean mixing based on three-dimensional global numerical simulations, *Journal of Oceanography*, 67, 493–502, <https://doi.org/10.1007/s10872-011-0052-1>, 2011.
- Niwa, Y. and Hibiya, T.: Generation of baroclinic tide energy in a global three-dimensional numerical model with different spatial grid resolutions, *Ocean Modelling*, 80, 59–73, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2014.05.003>, 2014.
- Nugroho, D.: La marée dans un modèle de circulation générale dans les mers indonésiennes, phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, <http://thesesups.ups-tlse.fr/3614/>, 2017.
- Nugroho, D., Koch-Larrouy, A., Gaspar, P., Lyard, F., Reffray, G., and Tranchant, B.: Modelling explicit tides in the Indonesian seas: An important process for surface sea water properties, *Marine Pollution Bulletin*, 131, 7–18, <https://doi.org/10.1016/j.marpolbul.2017.06.033>, 2018.
- Ponte, A. L. and Klein, P.: Incoherent signature of internal tides on sea level in idealized numerical simulations, *Geophysical Research Letters*, 42, 1520–1526, <https://doi.org/10.1002/2014GL062583>, 2015.
- Qiu, B., Chen, S., Klein, P., Wang, J., Torres, H., Fu, L.-L., and Menemenlis, D.: Seasonality in Transition Scale from Balanced to Unbalanced Motions in the World Ocean, *Journal of Physical Oceanography*, 48, 591–605, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0169.1>, publisher: American Meteorological Society Section: *Journal of Physical Oceanography*, 2018.
- Ray, R. D. and Mitchum, G. T.: Surface manifestation of internal tides generated near Hawaii, *Geophysical Research Letters*, 23, 2101–2104, <https://doi.org/10.1029/96GL02050>, 1996.
- Ray, R. D. and Mitchum, G. T.: Surface manifestation of internal tides in the deep ocean: observations from altimetry and island gauges, *Progress in Oceanography*, 40, 135–162, [https://doi.org/10.1016/S0079-6611\(97\)00025-6](https://doi.org/10.1016/S0079-6611(97)00025-6), 1997.
- Ray, R. D. and Zaron, E. D.: M2 Internal Tides and Their Observed Wavenumber Spectra from Satellite Altimetry, *Journal of Physical Oceanography*, 46, 3–22, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0065.1>, 2016.
- Richardson, P. L., Hufford, G. E., Limeburner, R., and Brown, W. S.: North Brazil Current retroflection eddies, *Journal of Geophysical Research*, 99, 5081, <https://doi.org/10.1029/93JC03486>, 1994.
- Richman, J. G., Arbic, B. K., Shriver, J. F., Metzger, E. J., and Wallcraft, A. J.: Inferring dynamics from the wavenumber spectra of an eddying global ocean model with embedded tides: DYNAMICS FROM MODEL WAVENUMBER SPECTRA, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 117, n/a–n/a, <https://doi.org/10.1029/2012JC008364>, 2012.
- Ruault, V., Jouanno, J., Durand, F., Chanut, J., and Benshila, R.: Role of the Tide on the Structure of the Amazon Plume: A Numerical Modeling Approach, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 125, <https://doi.org/10.1029/2019JC015495>, 2020.
- Savage, A. C., Arbic, B. K., Alford, M. H., Ansong, J. K., Farrar, J. T., Menemenlis, D., O'Rourke, A. K., Richman, J. G., Shriver, J. F., Voet, G., Wallcraft, A. J., and Zamudio, L.: Spectral decomposition of internal gravity wave sea surface height in global models: INTERNAL GRAVITY WAVE SEA SURFACE HEIGHT, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122, 7803–7821, <https://doi.org/10.1002/2017JC013009>, 2017.
- Shriver, J. F., Arbic, B. K., Richman, J. G., Ray, R. D., Metzger, E. J., Wallcraft, A. J., and Timko, P. G.: An evaluation of the barotropic and internal tides in a high-resolution global ocean circulation model: BAROTROPIC AND INTERNAL TIDES IN HYCOM, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 117, n/a–n/a, <https://doi.org/10.1029/2012JC008170>, 2012.
- Silva, A., Araujo, M., Medeiros, C., Silva, M., and Bourles, B.: Seasonal changes in the mixed and barrier layers in the western Equatorial Atlantic, *Brazilian Journal of Oceanography*, 53, 83–98, <https://doi.org/10.1590/S1679-87592005000200001>, 2005.

<https://doi.org/10.5194/os-2021-114>
 Preprint. Discussion started: 6 January 2022
 © Author(s) 2022. CC BY 4.0 License.



- Silva, A. C., Bourles, B., and Araujo, M.: Circulation of the thermocline salinity maximum waters off the Northern Brazil as inferred from in situ measurements and numerical results, *Annales Geophysicae*, 27, 1861–1873, <https://doi.org/10.5194/angeo-27-1861-2009>, 2009.
- So-Hybam: Observation Service SO HYBAM Geodynamical, hydrological and biogeochemical control of erosion/alteration and material transport in the Amazon, Orinoco and Congo basins. so-hybam.org, 2019.
- Szekely, T., Gourrion, J., Poulliquen, S., and Reverdin, G.: CORA, Coriolis Ocean Dataset for Reanalysis, <https://doi.org/10.17882/46219>, type: dataset, 2019.
- Tchilibou, M., Gourdeau, L., Morrow, R., Serazin, G., Djath, B., and Lyard, F.: Spectral signatures of the tropical Pacific dynamics from model and altimetry: a focus on the meso-/submesoscale range, *Ocean Science*, 14, 1283–1301, <https://doi.org/10.5194/os-14-1283-2018>, 2018.
- Tchilibou, M., Gourdeau, L., Lyard, F., Morrow, R., Koch Larrouy, A., Allain, D., and Djath, B.: Internal tides in the Solomon Sea in contrasted ENSO conditions, *Ocean Science*, 16, 615–635, <https://doi.org/10.5194/os-16-615-2020>, 2020.
- Vergara, O., Morrow, R., Pujol, I., Dibarboure, G., and Ubelmann, C.: Revised Global Wave Number Spectra From Recent Altimeter Observations, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124, 3523–3537, <https://doi.org/10.1029/2018JC014844>, <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2018JC014844>, 2019.
- Verron, J., Sengenès, P., Lambin, J., Noubel, J., Steunou, N., Guillot, A., Picot, N., Coutin-Faye, S., Sharma, R., Gairola, R. M., Murthy, D. V. A. R., Richman, J. G., Griffin, D., Pascual, A., Rémy, F., and Gupta, P. K.: The SARAL/AltiKa Altimetry Satellite Mission, *Marine Geodesy*, 38, 2–21, <https://doi.org/10.1080/01490419.2014.1000471>, 2015.
- Weatherall, P., Marks, K. M., Jakobsson, M., Schmitt, T., Tani, S., Arndt, J. E., Rovere, M., Chayes, D., Ferrini, V., and Wigley, R.: A new digital bathymetric model of the world’s oceans, *Earth and Space Science*, 2, 331–345, <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/2015EA000107>, <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2015EA000107>, 2015.
- Xu, Y. and Fu, L.-L.: The Effects of Altimeter Instrument Noise on the Estimation of the Wavenumber Spectrum of Sea Surface Height, *Journal of Physical Oceanography*, 42, 2229–2233, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-12-0106.1>, publisher: American Meteorological Society Section: *Journal of Physical Oceanography*, 2012.
- Zaron, E. D.: Mapping the nonstationary internal tide with satellite altimetry: MAPPING THE NONSTATIONARY INTERNAL TIDE, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122, 539–554, <https://doi.org/10.1002/2016JC012487>, 2017.
- Zaron, E. D.: Baroclinic Tidal Sea Level from Exact-Repeat Mission Altimetry, *Journal of Physical Oceanography*, 49, 193–210, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-18-0127.1>, 2019.
- Zhao, Z., Alford, M., and Girton, J.: Mapping Low-Mode Internal Tides from Multisatellite Altimetry, *Oceanography*, 25, 42–51, <https://doi.org/10.5670/oceanog.2012.40>, 2012.
- Zhao, Z., Alford, M. H., Girton, J. B., Rainville, L., and Simmons, H. L.: Global Observations of Open-Ocean Mode-1 M2 Internal Tides, *Journal of Physical Oceanography*, 46, 1657–1684, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0105.1>, 2016.
- Zilberman, N. V., Merrifield, M. A., Carter, G. S., Luther, D. S., Levine, M. D., and Boyd, T. J.: Incoherent Nature of M2 Internal Tides at the Hawaiian Ridge, *Journal of Physical Oceanography*, 41, 2021–2036, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-10-05009.1>, 2011.

Annexe B

Simulations spectrales académiques de la marée interne

Sommaire

B.1	Modèle et configuration	197
B.1.1	Le modèle T-UGOm	197
B.1.2	Amélioration de la configuration	198
B.2	Étude de sensibilité	200
B.2.1	Dissipation de l'énergie	200
B.2.2	Influence de la stratification	207
B.2.3	Discrétisation verticale	210
B.3	Simulations 3D	215
B.3.1	Optimisations du coût de calcul	215
B.3.2	Performances des solvers	220

B.1 Modèle et configuration

B.1.1 Le modèle T-UGOm

Le modèle T-UGOm (Toulouse Unstructured Grig Ocean model) est, comme son nom l'indique, un modèle en grille non structurées, c'est-à-dire avec une taille variable des mailles. Cette méthode de calcul permet d'obtenir avec une même grille avec une résolution adaptative tout en conservant la continuité de la grille (ce qui n'est pas le cas des grilles imbriquées). Ce modèle est développé pour la résolution des équations de la marée en deux dimensions à la fois pour une résolution spectrale et à la fois pour une résolution en pas de temps. La résolution du pas de temps n'est pas étudiée lors de cette thèse. La résolution spectrale est basée sur un précédent modèle nommée CEFMO (Le Provost and Vincent, 1986) utilisé notamment pour la production des atlas de marée FES : FES94 (Le Provost et al., 1994), FES95.2.1 (Le Provost et al., 1998), FES98 (Lefèvre et al., 2000), FES99 (Lefevre et al., 2002) and FES2004 (Lyard et al., 2006). T-UGOm est maintenant utilisé pour les nouvelles versions de cet atlas : FES2014 (Lyard et al., 2021) et FES2022 prochainement.

T-UGOm est aussi appliqué sur des domaines régionaux pour des études nécessitant une modélisation plus fines des processus de marée afin de mieux les inclure dans la circulation océanique (Pairaud et al., 2008, Le Bars et al., 2010, Mayet et al., 2013, Chevalier et al., 2018,

Piton et al., 2020). Dans ces études, T-UGOm produit une cartographie 2D des propriétés de la marée pour les harmoniques considérées et qui sont ensuite appliquées à d'autres modèles hydrodynamiques.

Depuis 2011, une version 3D de T-UGOm est développée pour la modélisation de la marée interne à l'occasion du projet COMODO. Ce projet est une initiative pour regrouper la Communauté de la MODélisation de l'Océan (PI : L. Debreu) pour réaliser des intercomparaisons entre les différents modèles océaniques utilisés. Ces intercomparaisons sont faites sur de multiples cas test académiques avec des bathymétries et de contexte de densité idéalisés propre à la génération des phénomènes souhaités.

B.1.2 Amélioration de la configuration

Le cas test COMODO pour la modélisation de la marée interne représente la pente d'un talus continentale centrée sur un domaine de 880 km de long (de -440 km à 440 km) avec une maille de large (~ 1 km). Le plaine abyssal, à gauche ou à l'ouest du domaine, possède une bathymétrie régulière de 4000 m. Le plateau continental, à droite ou à l'est du domaine, possède une bathymétrie régulière de 200 m. La pente est décrite par le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} \frac{d^2b}{dx^2} = -0.5 \left(1 - \frac{\cos(\pi(x-x_0))}{x_1-x_0} \right) & \text{for } x_0 < x < x_1 \\ \frac{d^2b}{dx^2} = -1 + 0.5 \left(1 + \frac{x_2-x_1}{x_3-x_1} \right) \left(1 + \frac{\cos(\pi(x-x_2))}{x_2-x_1} \right) & \text{for } x_1 < x < x_2 \\ \frac{d^2b}{dx^2} = 0.5 \frac{x_2-x_0}{x_3-x_1} \left(1 + \frac{\cos(\pi(x-x_2))}{x_3-x_2} \right) & \text{for } x_1 < x < x_2 \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

avec b la bathymétrie, $x_0 = -14$ km, $x_1 = 3$ km, $x_2 = 39$ km and $x_3 = 44$ km. Le domaine est couvert par 1760 triangles. L'élévation et la pression sont définis sur les sommets des triangles de façon continue d'un triangle à l'autre (discrétisation LGP1). La vitesse est définie au niveau du barycentre des triangles (discrétisation LGP0). Le forçage de la marée barotrope est fait de chaque côté du domaine, au niveau des frontières ouvertes avec un courant de marée de 0.1 m.s^{-1} à la fréquence de l'harmonique S2. Les frontières ouvertes possèdent une condition absorbante permettant d'amortir l'énergie barocline générée et garder un signal uniquement barotrope aux frontières.

L'étude de sensibilité de T-UGOm présentée dans cette thèse reprend ce cas test dont la configuration T-UGOm est développé par Nugroho (2017) dans sa thèse. L'auteur a utilisé ce cas test pour l'intercomparaison entre les modèles NEMO (Madec, 2008) (résolution en pas de temps) et T-UGOm (résolution spectrale). D'après ses résultats, le modèle NEMO produit un résultat moins bruité car ce modèle utilise une diffusion verticale explicite par rapport à T-UGOm qui utilise une diffusion verticale nulle. L'auteur mentionne tout de même que la diffusion de NEMO semble trop importante et masque notamment toute propagation de la marée interne sur le plateau continental (en eaux peu profondes).

Avant de décrire le déroulement de ce chapitre, il est nécessaire de préciser que la configuration de base du cas test COMODO a été modifiée pour une meilleure représentation de la marée interne. Comme expliqué dans l'introduction, la longueur d'onde de surface de la marée interne est directement dépendante de la profondeur de la colonne d'eau. Ainsi la partie "plaine abyssale" (gauche ou ouest du domaine) de la configuration COMODO permet de simuler environ 2 trains d'onde successif et la partie "plateau continental" (droite ou est du domaine) permet de simuler environ 25 trains d'onde successifs. Ce nombre de trains d'onde dépend de la stratification également c'est pourquoi ces valeurs ne sont pas à prendre comme absolues. Ces valeurs sont obtenues pour une stratification uniforme de $N = 2.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ comme illustré dans la figure B.1. Pour rééquilibrer ce rapport et avoir une meilleure simulation dans la zone abyssale, la

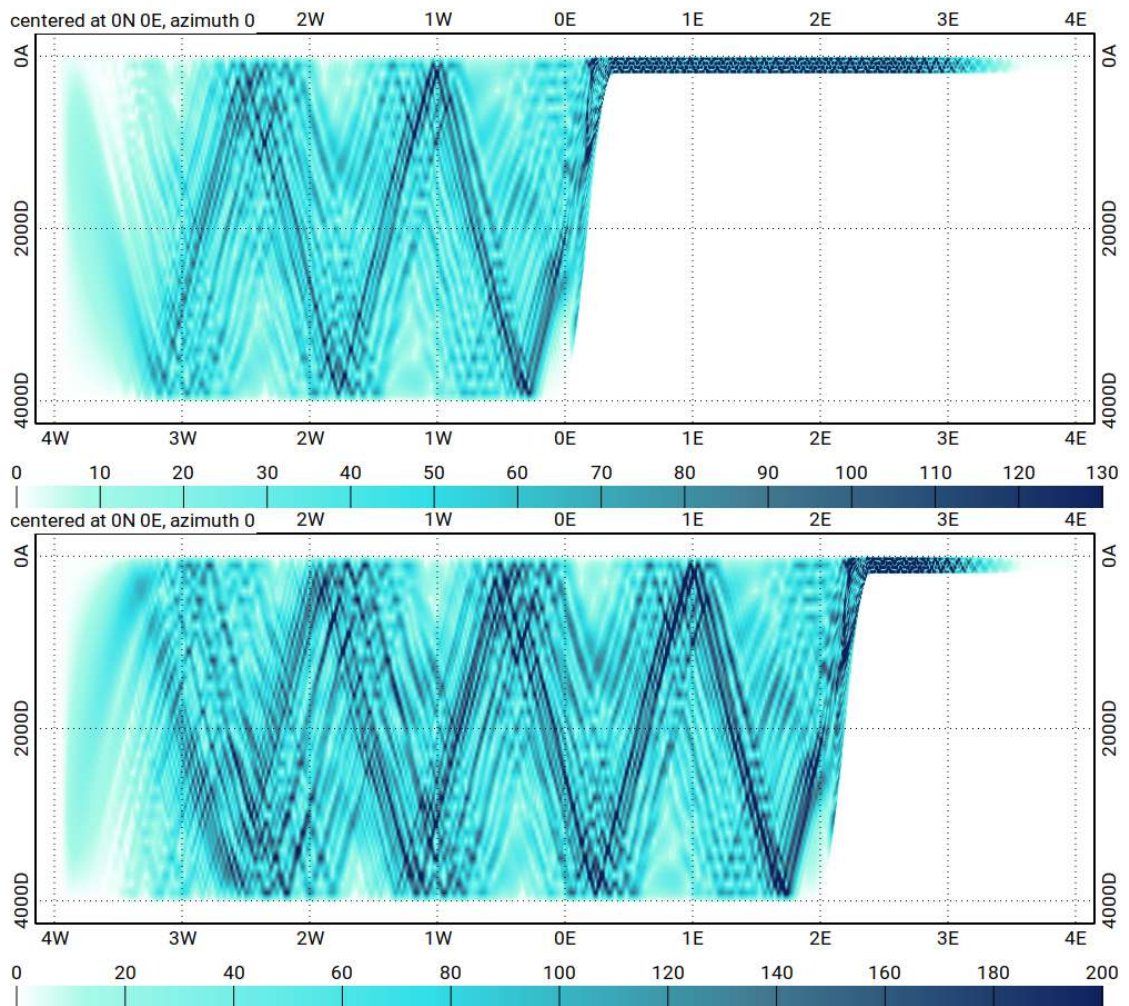


FIGURE B.1 – Comparaison entre (haut) la configuration COMODO d’origine et (bas) la configuration révisée. Le gradient de couleur représente les déplacements verticaux des couches (en m).

penne initialement placée au centre du domaine est déplacée de 220 *km* en direction du plateau continental. Avec une telle configuration, la partie abyssale permet de simuler environ 3 trains d'onde successifs et la partie continentale permet de simuler environ 9 trains d'ondes successifs (Fig. B.1).

Ce chapitre rassemble de nombreux tests préliminaires à l'étude de la marée interne. Ces tests sont nécessaires pour connaître la réponse du modèle aux différents paramètres du modèle. Premièrement, une étude de sensibilité du modèle T-UGOm est réalisée pour étudier la diffusion de l'énergie, l'influence de la stratification dans des cas idéalisés, les conditions absorbantes des frontières ouvertes ainsi que la discrétisation verticale. Deuxièmement, la paramétrisation de la marée interne dans les atlas FES2014 sera détaillée pour comprendre l'optimisation potentielle que des simulations académiques permettraient. Finalement, puisque la modélisation 3D réaliste est le but de cette thèse, les différents moyens à disposition pour l'optimisation des coûts de calcul seront testés et discutés.

B.2 Étude de sensibilité

B.2.1 Dissipation de l'énergie

La dissipation de l'énergie est principalement contrôlée par deux paramètres : la diffusion verticale k_z et la friction au fond τ^b (b pour *bottom*). Dans le modèle, la diffusion verticale est directement fixée par l'utilisateur.

La friction au fond peut, en revanche, être fixée selon plusieurs méthodes de calcul. En considérant que la friction au fond affecte la vitesse de façon linéairement par rapport à la distance au fond, alors τ^b s'exprime selon l'équation :

$$\tau^b = \rho r u \quad (\text{B.2})$$

avec r le coefficient linéaire de friction au fond, ρ la densité et u la vitesse du courant (ici selon l'axe x). Dans le modèle, selon cette première méthode, r est fixé par l'utilisateur.

En considérant que la friction au fond affecte la vitesse de façon quadratique par rapport à la distance au fond, alors τ^b s'exprime selon l'équation :

$$\tau^b = \rho C_D ||u||u \quad (\text{B.3})$$

avec C_D le coefficient quadratique du frottement au fond. Dans le modèle, selon cette deuxième méthode, C_D est fixé par l'utilisateur.

La définition courante de C_D est la suivante :

$$C_D = \left(\frac{u_*}{\bar{u}} \right)^2 \quad (\text{B.4})$$

avec \bar{u} la moyenne de la vitesse sur la verticale.

Pour la suite, la méthode de calcul de C_D sera celle qu'utilise Le Bars et al. (2010) pour T-UGOm. Cette méthode se base sur l'équation de Von Karman-Prandtl :

$$u(z) = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) u_* \quad (\text{B.5})$$

avec κ la constante de Von Karman, z_0 la rugosité de fond et u_* la vitesse de friction. Cette équation est la synthèse des recherches de Prandtl qui propose en 1904 que le profil de vitesse à l'approche d'une interface serait logarithmique (en anglais : Prandtl, 1928) ; puis des recherches

de son étudiant Von Karman qui propose en 1930 une équation similaire dans le cas d'une canalisation (en anglais : Von Kármán, 1931); finalement Prandtl propose une version de cette équation pour des conditions ouvertes (*outer law*), applicable à des cas naturels (Prandtl and Tietjens, 1957).

La moyenne de la vitesse dans la couche limite de fond peut être écrite sous la forme suivante :

$$\bar{u} = \frac{1}{h_b - z_0} \int_{z_0}^{h_b} u(z) dz \quad (\text{B.6})$$

avec h_b la profondeur de la couche limite. En insérant l'Équation B.5 dans l'Équation B.6 :

$$\bar{u} = \frac{1}{h_b - z_0} \int_{z_0}^{h_b} \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) u_* dz \quad (\text{B.7})$$

Selon Soulsby et al. (1993), les propriétés de la friction au fond peuvent être bien approximées en considérant u_* comme constant sur toute la colonne d'eau. L'équation devient alors :

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\kappa (h_b - z_0)} \left(h_b \ln\left(\frac{h_b}{z_0}\right) + z_0 - h_b \right) \quad (\text{B.8})$$

C_D peut alors s'exprimer selon :

$$C_D = \left(\frac{\kappa (h_b - z_0)}{h_b \ln\left(\frac{h_b}{z_0}\right) + z_0 - h_b} \right)^2 \quad (\text{B.9})$$

Dans le modèle, z_0 est fixé par l'utilisateur et $\kappa = 0.4$.

La rugosité de fond s'exprime en mètre et correspond à la taille des grains composant les sédiments. Cette méthode permet alors de calculer la friction de fond sur la base d'une taille caractéristique des sédiments qui composent le fond. Cette méthode ne permet pas de tenir compte de la distribution de la taille de grains des sédiments ou leur nature, mais elle a l'avantage d'être facilement interprétable. C'est pour cela que cette méthode sera choisie pour le reste de cette étude.

La dissipation de la l'énergie peut être observée à partir de l'amplitude des variables d'état mais surtout en calculant le flux d'énergie associé à la propagation de la marée. Au fur et à mesure de la propagation de la marée, la dissipation s'exprime avec une baisse de l'intensité de ce flux. Les flux d'énergies s'expriment en $W.m^{-1}$ et se calculent de la façon suivante :

$$\mathbf{F} = \int_H^\eta \langle p + \mathbf{V} \rangle dz \quad (\text{B.10})$$

où p est la pression, \mathbf{V} le vecteur de la vitesse barocline, η l'élévation de la surface libre et h la profondeur. Pour la marée interne, les variables d'état utilisées correspondent à la somme des modes baroclines. Les symboles $\langle \rangle$ signifie qu'il s'agit de la valeur moyenne sur une période de l'onde considérée.

Pour les modèles en pas de temps, le calcul de τ^b (Eq. B.3) au pas de temps n utilise le vitesse au pas de temps $n - 1$. Or dans le cas d'un modèle spectrale, il n'y a pas de pas de temps antérieur pour calculer la valeur de τ . Pour cela, la vitesse utilisée est de $1 m.s^{-1}$ pour le premier calcul. Ensuite plusieurs calculs sont réalisés, chacun se basant sur les valeurs de la vitesse du précédent calcul. La figure B.2 illustre le flux d'énergie de la marée interne pour plusieurs itérations. La convergence des valeurs de la simulations se fait dès la troisième itération. Pour la suite des tests de sensibilité, 5 itérations sont utilisées pour s'assurer de la convergence

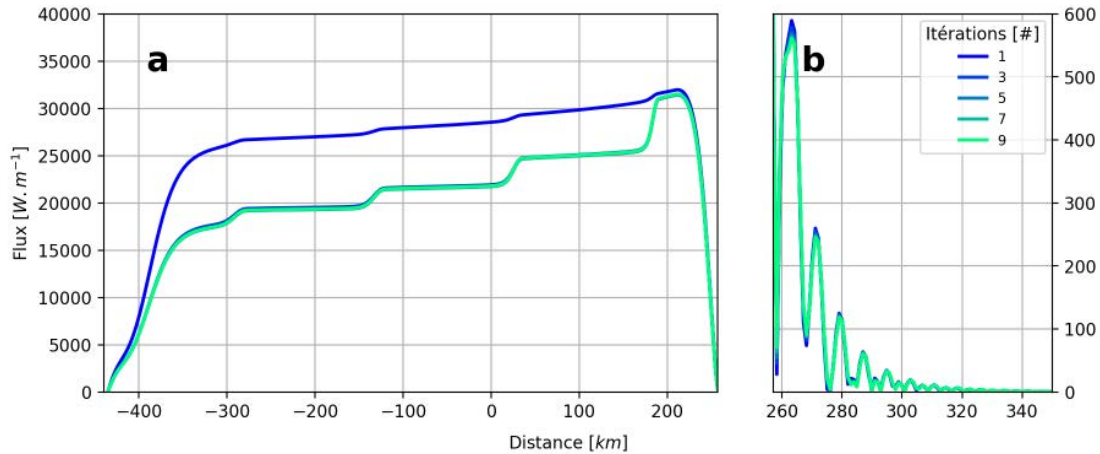


FIGURE B.2 – Flux d'énergie de la marée interne intégré sur la vertical pour (a) la plaine abyssale et pour (b) le plateau continental pour les différentes itérations successives du modèle. La diffusion verticale est de $10^{-2} m^2.s^{-1}$ et la rugosité de fond est de $10^{-2} m^2.s^{-1}$.

des résultats.

Dans cette partie, les impacts de la diffusion verticale et de la rugosité de fond seront étudiés séparément dans un premier temps et conjointement ensuite. Le but est d'obtenir une simulation moins bruitée que celle obtenue par Nugroho (2017) (visible dans la Figure B.1, haut), tout en conservant une bonne propagation de la marée interne.

La diffusion verticale

Dans un premier temps, la diffusion verticale est étudiée à partir des variables baroclines (marée interne) des déplacements verticaux des couches et la vitesse horizontale. La gamme de valeurs utilisées pour tester l'impact de la diffusion verticale s'étend de $10^{-5} m^2.s^{-1}$ à $10^{-1} m^2.s^{-1}$. Dans la plaine abyssale (Fig. B.3), l'impact de la diffusion verticale est nettement visible sur l'amplitude des déplacements verticaux des couches et de la vitesse horizontale. C'est entre $10^{-4} m^2.s^{-1}$ à $10^{-3} m^2.s^{-1}$ que la différence commence à être significative. Avec l'augmentation de la diffusion verticale, la totalité du domaine perd en intensité. Cela s'explique bien car la diffusion verticale s'applique en tout point du domaine. Cette perte d'intensité affecte particulièrement les faisceaux d'onde secondaire qui se trouvent autour du faisceau d'onde principal et qui sont moins forts. À partir de $10^{-2} m^2.s^{-1}$, le faisceau d'onde devient le seul passage où l'énergie reste suffisamment importante pour maintenir le signal de la marée interne.

Sur le plateau continental (Fig. B.4), le signal de la marée interne est plus dur à discerner que dans la plaine abyssale car la faible profondeur condense le bruit de la simulation. Tous les faisceaux d'onde secondaires qui sont visibles sur la figure B.3 (panels du haut) sont aussi présents sur le plateau continental. Comme la longueur d'onde de la marée interne est plus faible avec cette faible profondeur, ces faisceaux d'ondes secondaires se chevauchent avec le faisceau d'onde principale déjà réfléchi. Cela provoque un bruit masquant le faisceau d'onde principale.

L'augmentation de la diffusion verticale permet de réduire ce bruit. Pour une valeur de $10^{-3} m^2.s^{-1}$, le faisceaux d'onde principale est à la fois moins bruité et se propage sur une distance conséquente. Lorsque la diffusion verticale dépasse $10^{-2} m^2.s^{-1}$, la dissipation de l'énergie est tellement importante que la propagation de la marée interne est fortement impactée. Sur le plateau continental, la marée interne ne se propage pas au-delà de 20 km après la zone de génération.

Dans un deuxième temps, la dissipation de l'énergie est étudiée à partir du flux d'énergie

FIGURE B.3
 Amplitude de
 (gauche) l'élévation
 des couches et de
 (droite) la vitesse
 horizontale pour
 différentes valeurs
 de diffusion
 verticale : (de haut
 en bas) 0 ; 10^{-5} ;
 10^{-4} ; 10^{-3} ; 10^{-2} ;
 $10^{-1} m^2 \cdot s^{-1}$. Les
 simulations sont
 réalisées avec une
 diffusion verticale
 nulle.

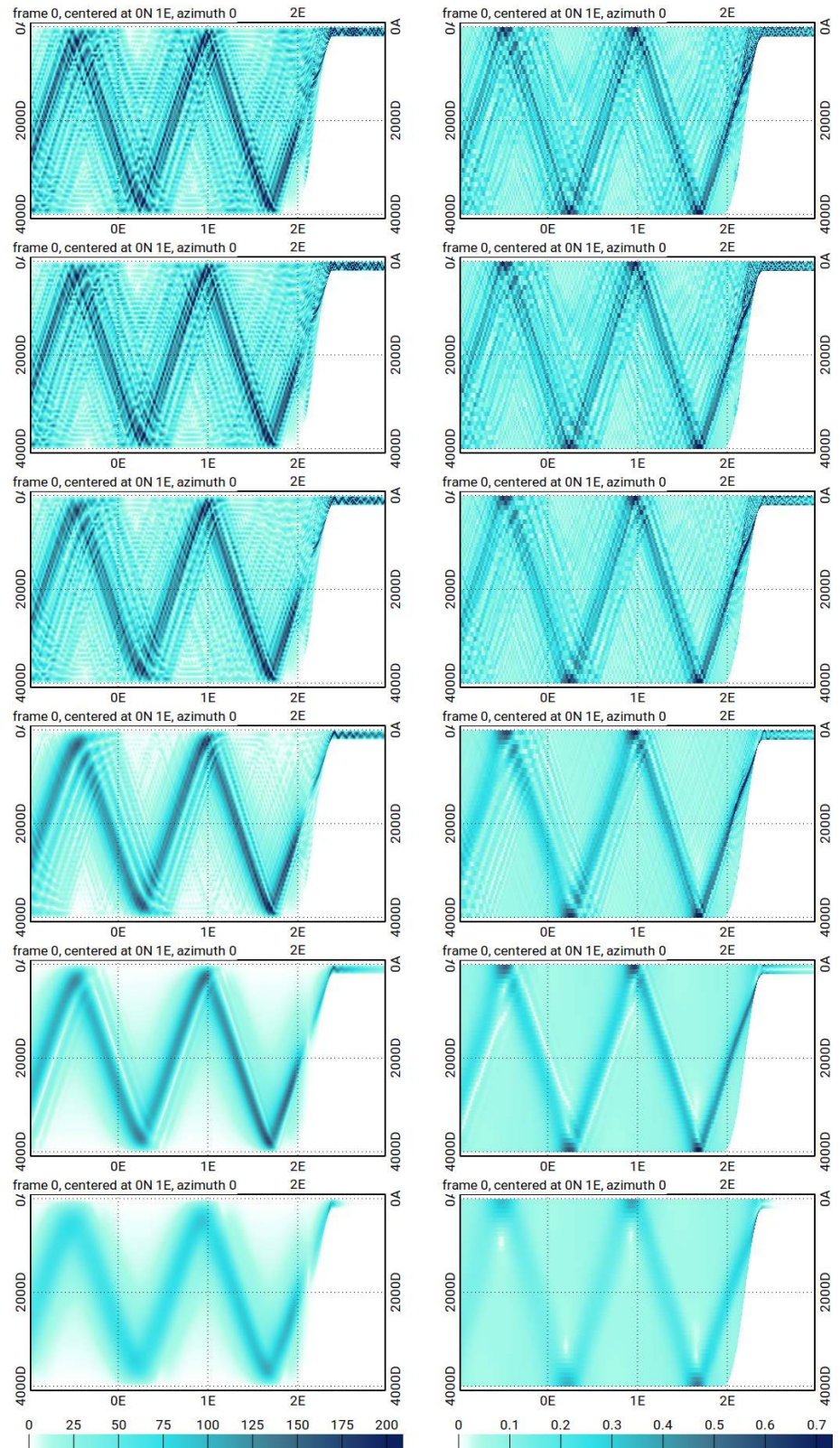


FIGURE B.4
Détail de la figure
B.3 sur le plateau
continental

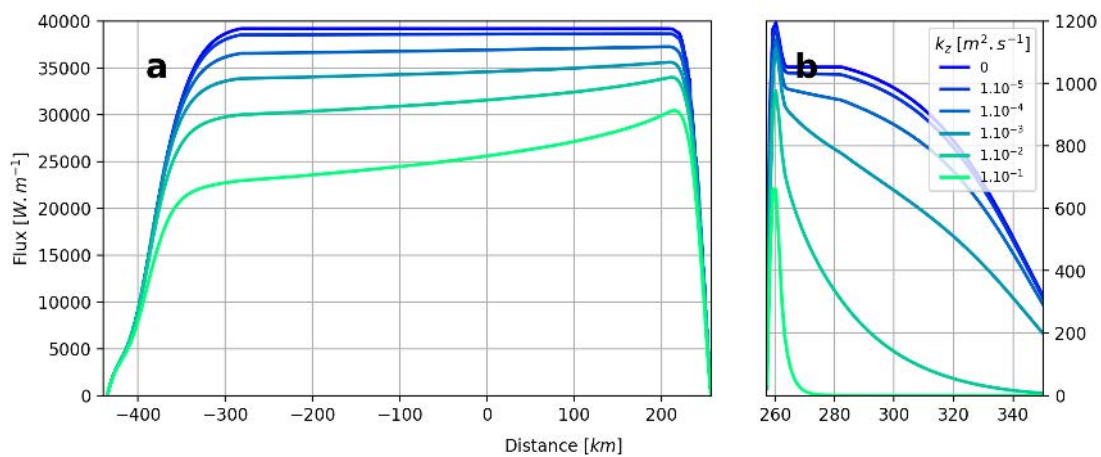
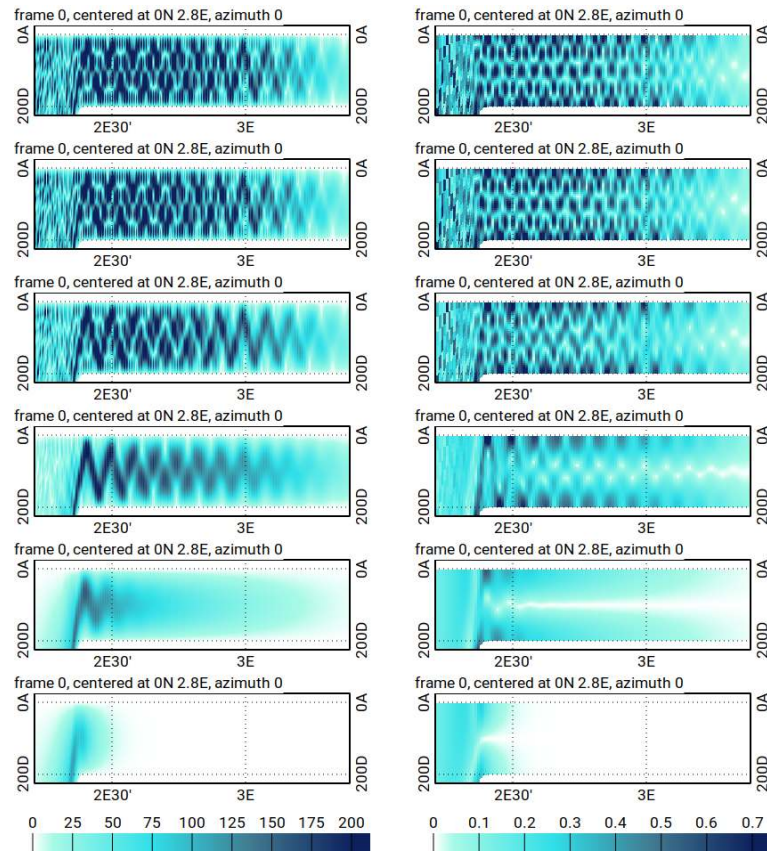


FIGURE B.5 – Flux d'énergie intégré sur la verticale en faisant varier la diffusion verticale k_z pour (a) la plaine abyssale et pour (b) le plateau continental. Les simulations sont réalisées avec une rugosité de fond nulle.

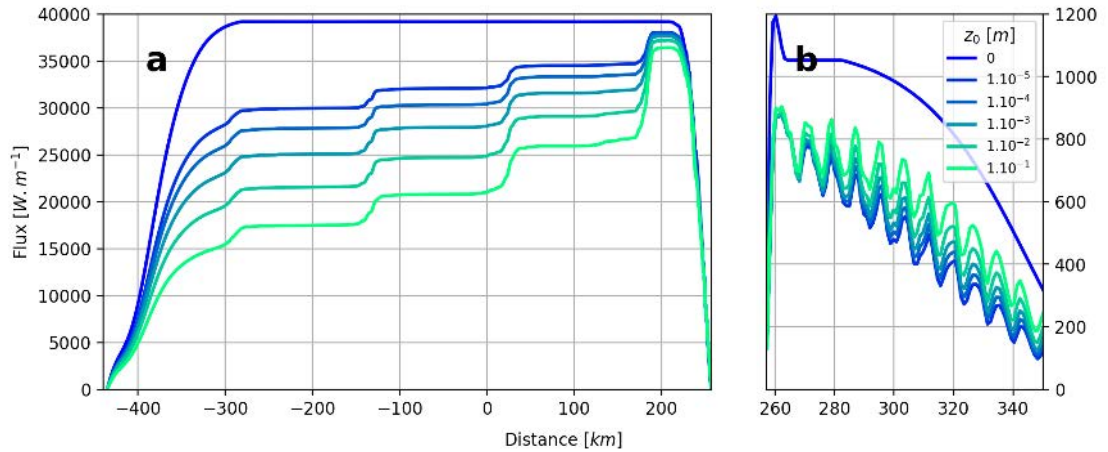


FIGURE B.6 – Flux d'énergie intégré sur la verticale en faisant varier la rugosité de fond z_0 pour (a) la plaine abyssale et pour (b) le plateau continental. Les simulations sont réalisées avec une diffusion verticale nulle.

barocline. La figure B.5 illustre l'impact de la diffusion verticale sur le flux d'énergie. Pour cette variable, la plaine abyssale et le plateau continental semblent réagir de la même façon et sont donc décrit ensemble. Lorsque la diffusion verticale est nulle, le flux d'énergie est conservé jusqu'aux zones tampons du domaine ou la totalité de l'énergie barocline est dissipée. Plus la diffusion verticale est forte, plus l'intensité totale du flux et donc la génération de marée interne est faible. La diffusion verticale a une forte influence sur la marée interne dès sa génération. Ensuite, le flux diminue tout le long du domaine de façon quasi linéaire avec une pente proportionnelle à l'intensité de la diffusion verticale.

Le flux d'énergie nous permet également de mettre en évidence la différence des flux de marée interne générés vers la plaine abyssale et vers le plateau continental. Pour une diffusion verticale nulle, la plaine abyssale développe un flux d'environ 39 kW.m^{-1} alors que le plateau continental ne développe qu'un flux d'environ 1 kW.m^{-1} . Cette différence explique pourquoi la marée interne est si vite dissipée sur le plateau continental (Fig.B.4). Cette différence est due à la grande différence de profondeur, le cumule des vitesses est donc bien plus important dans la plaine abyssale que sur le plateau continental (Eq. B.10). Pour le dire autrement, si les flux baroclines étaient équivalents de part et d'autre du talus continental, les vitesses sur le plateau continental seraient démesurées et irréalistes.

La rugosité de fond

La rugosité de fond seule a un impact bien moins notable que la diffusion verticale sur les variables baroclines des déplacements verticaux des couches et de la vitesse zonale. Le flux d'énergie barocline permet alors un diagnostic plus précis. Ce flux décrit des marches d'escaliers dans la plaine abyssale alors qu'il décrit plutôt en pics successifs sur le plateau. Ces formes indiquent une dissipation ponctuelle plutôt qu'une dissipation constante. On note 3 occurrences dans la plaine abyssale et une dizaine d'occurrences sur le plateau (Fig. B.6). Ces occurrences correspondent aux endroits où le faisceau de la marée interne arrive sur le fond, ce qui explique le plus grand nombre d'occurrence sur le plateau que sur la plaine abyssale. La forme en pics du flux d'énergie sur le plateau signifie que la marée interne gagne localement de l'énergie. Ceci peut être dû à une résolution verticale limitée et sera discuté dans la section B.2.3.

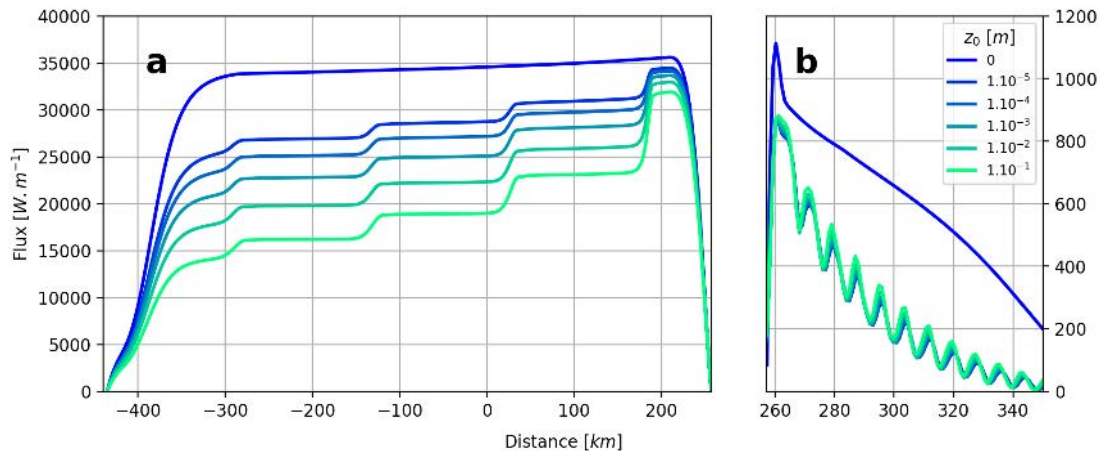


FIGURE B.7 – Flux d'énergie intégré sur la verticale en faisant varier la rugosité de fond z_0 pour (a) la plaine abyssale et pour (b) le plateau continental. Les simulations sont réalisées avec une diffusion verticale de $1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$.

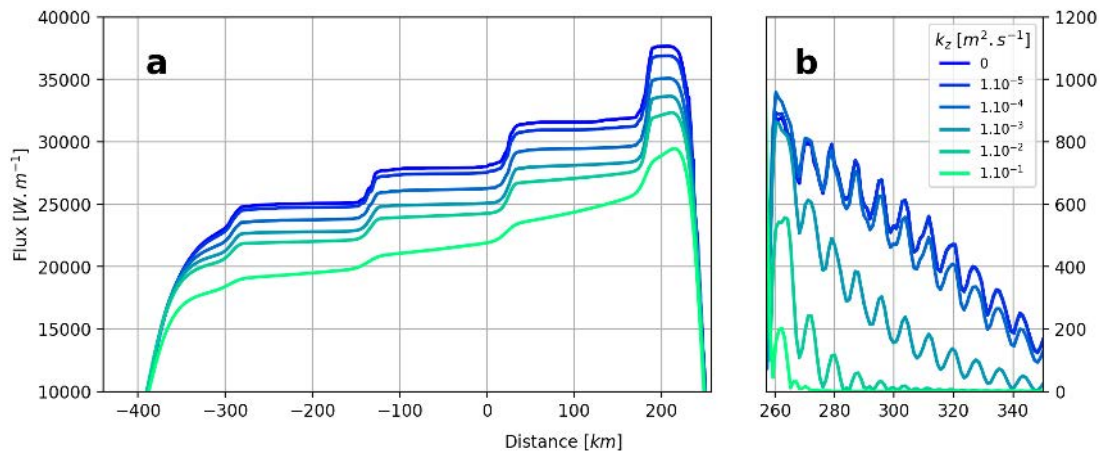


FIGURE B.8 – Flux d'énergie intégré sur la verticale en faisant varier la diffusion verticale k_z pour (a) la plaine abyssale et pour (b) le plateau continental. Les simulations sont réalisées avec une rugosité de fond de 1.10^{-3} m .

Effets conjoints

Pour étudier les effets conjoints de la diffusion verticale et de la rugosité de fond, chacun de ces paramètres est fixé à une valeur moyenne pendant que l'autre varie sur toute la gamme de valeur. D'après la figure B.3, lorsque la diffusion verticale est de l'ordre de $10^{-4} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, les amplitudes des variables d'état hors du faisceau d'onde ne sont pas affectées par la dissipation. Lorsque la diffusion verticale est de l'ordre de $10^{-2} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, seul le faisceau d'onde conserve de l'amplitude. Pour obtenir une simulation peu bruitée tout en conservant une légère signature de la marée interne hors du faisceau d'onde, la valeur moyenne de la diffusion verticale est fixée à $10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$.

La figure B.7 montre l'évolution du flux d'énergie de la marée interne avec l'augmentation de l'intensité de la rugosité de fond. Les marches d'escaliers dans la plaine abyssale sont très régulières et ressemblent à celles pour les simulations pour une diffusion verticale nulle (Fig. B.6a). Sur le plateau, les pics sont semblables pour toutes les valeurs de rugosité de fond. Ainsi, la rugosité de fond n'a pas d'impact majeur sur la diffusion verticale.

La valeur moyenne de la rugosité de fond est fixée à 10^{-3} m , le centre de la gamme testée.

La figure B.8 montre l'évolution du flux d'énergie de la marée interne avec l'augmentation de l'intensité de la diffusion verticale. Dans la plaine abyssale les marches d'escaliers sont érodés par une forte diffusion verticale. Sur le plateau, les pics ne sont moins affectés par la diffusion verticale et les deux paramètres se cumulent sans interagir.

La dissipation de l'énergie de la marée interne dans le modèle T-UGOm est majoritairement contrôlée par la diffusion verticale. Ce paramètre agit sur tout le domaine de façon uniforme, dissipant l'énergie de marée interne de façon régulière. La rugosité de fond dissipe localement la marée interne là où le faisceau d'onde touche le fond. Dans la plaine abyssale l'influence de ce paramètre sur la dissipation est moins importante si la diffusion verticale est forte. Ainsi pour obtenir des simulations moins bruitées, la diffusion verticale est fixée à $1.10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et la rugosité de fond à 1.10^{-3} m . Ces valeurs sont un bon compromis, permettant la diminution de la marée interne hors du faisceau d'onde en conservant un certain signal et un impact visible de la rugosité de fond.

B.2.2 Influence de la stratification

Dans la configuration COMODO, la stratification est fixée de façon uniforme sur tout le domaine. Cette partie présente l'influence de la stratification dans le cas d'une stratification constante, c'est-à-dire avec un N unique sur toute la profondeur, puis dans le cas d'une stratification idéalisée. Les cas réalistes de stratification et la signature de la marée interne associée sont traités dans un chapitre dédié (Chapitre 2).

Stratification constante

La stratification est étudiée sur une gamme de N allant de 1.10^{-4} s^{-1} à 1.10^{-2} s^{-1} . Pour comparaison, une stratification réaliste présente un N de l'ordre de 10^{-2} s^{-1} autour de la pycnocline et de l'ordre de 10^{-3} s^{-1} sur le reste des profondeurs. La figure B.9 rassemble les variables d'état pour cette gamme. La pente du faisceau d'onde semble directement dépendante de la valeur de N , plus celui-ci est élevé et plus la pente est faible se traduisant par une longueur d'onde importante. La relation entre N et la pente du faisceau d'onde peut se retrouver à partir de l'équation de dispersion d'une onde interne de gravité :

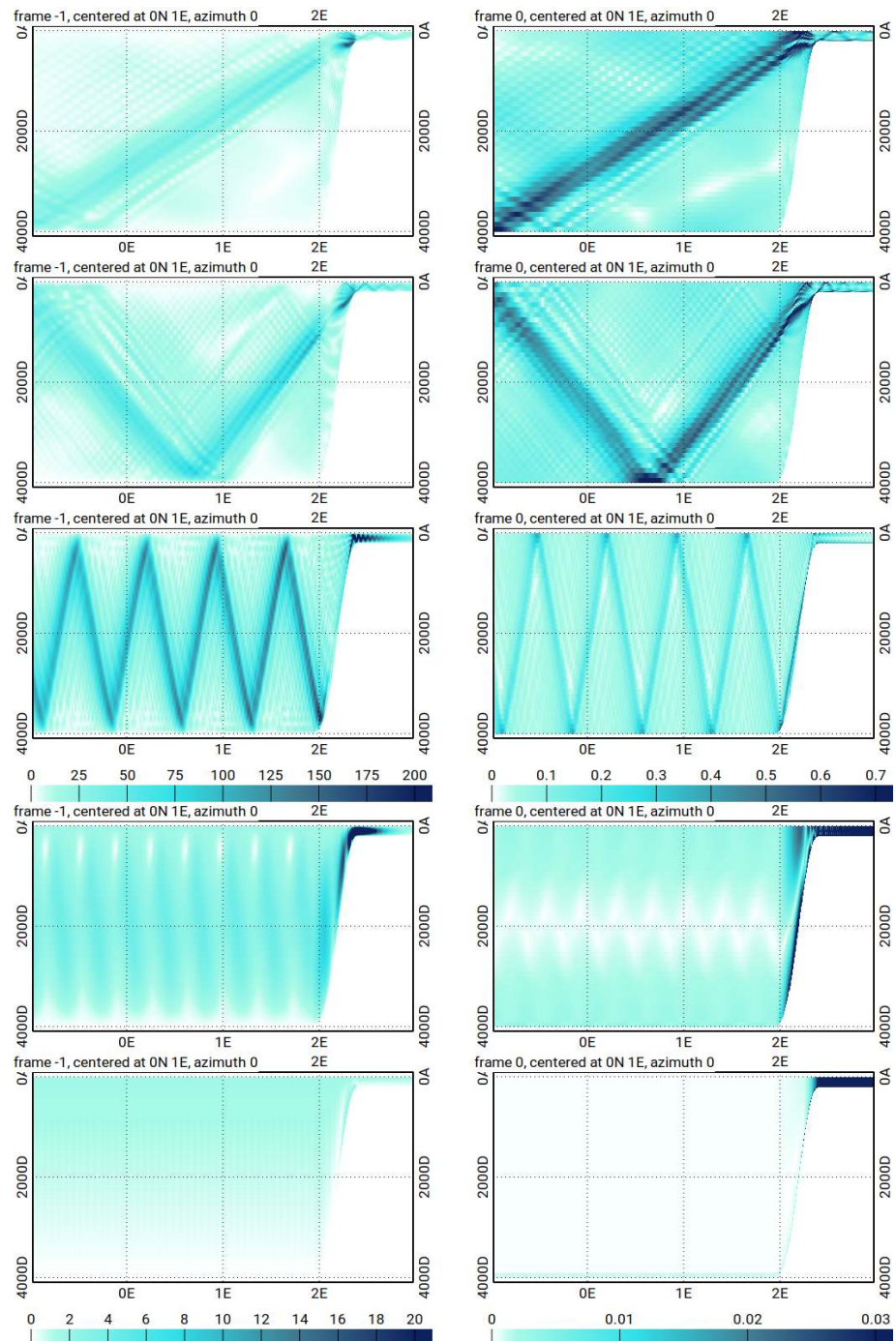
$$\omega^2 - N^2 \frac{k_H^2}{k_H^2 + k_V^2} + f^2 \frac{k_V^2}{k_H^2 + k_V^2} = 0 \quad (\text{B.11})$$

avec ω la fréquence de l'onde, k_H et k_V les nombres d'onde horizontaux et verticaux et f le paramètre de Coriolis. La pente du faisceau d'onde c équivaut au rapport entre les échelles horizontales et verticales de l'onde, ainsi :

$$c^2 = \frac{k_H^2}{k_V^2} = \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \quad (\text{B.12})$$

Dans la figure B.9 pour $N = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et plus faible, l'amplitude des variables d'état se réduit fortement. Ce constat est également valable pour le flux d'énergie au niveau de la zone de génération B.10. Ceci peut s'expliquer pour deux raisons : premièrement, cette faible stratification ne permet pas de générer une marée interne très importante, deuxièmement la pente du faisceau d'onde à cette stratification est très proche de la pente du talus. Lorsque la pente du talus est équivalente à la pente du faisceau d'onde parle alors de pente critique car c'est un cas particulier où la marée interne sera le plus dissipé par son interaction avec le fond (Cacchione et al., 2002).

FIGURE B.9
Amplitude de
(gauche) l'élévation
des couches et de
(droite) la vitesse
horizontale pour
différentes valeurs
 N : (de haut en
bas) 1.10^{-2} ;
 5.10^{-3} ; 1.10^{-3} ;
 5.10^{-4} ; 1.10^{-4}
 s^{-1} .



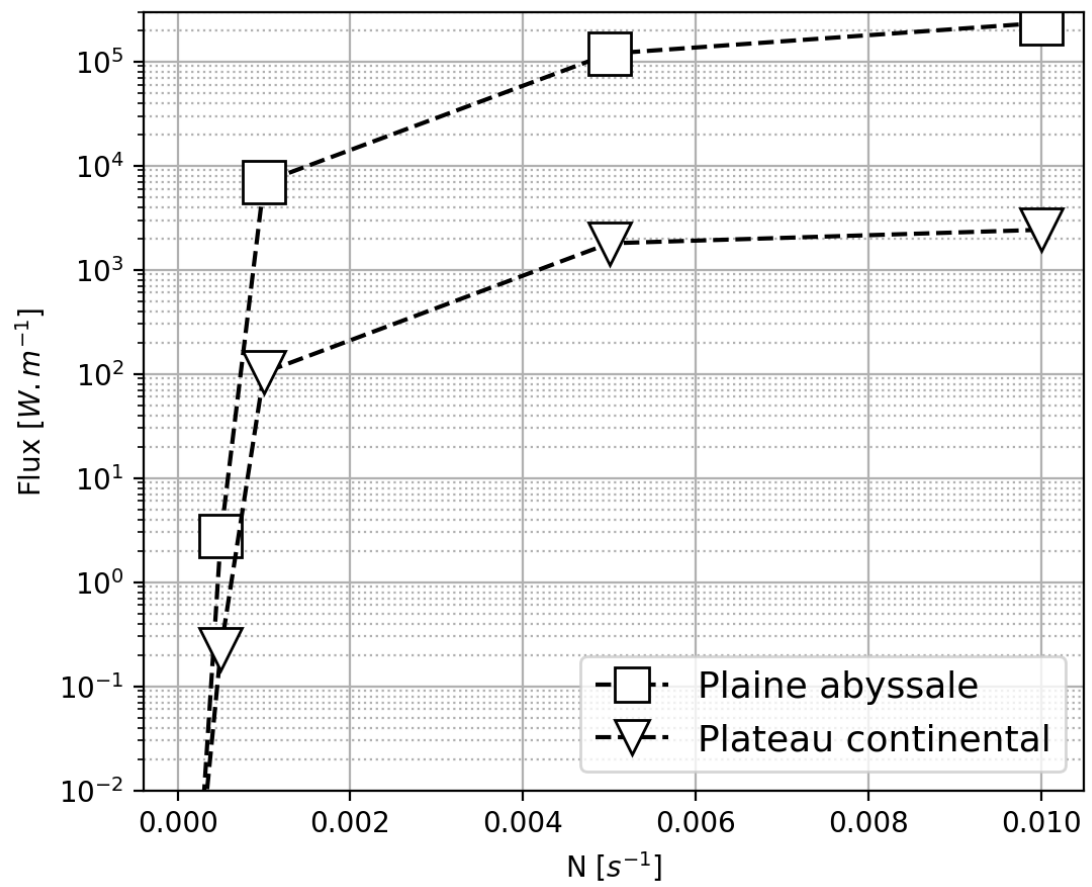


FIGURE B.10 – Flux d'énergie intégré sur la vertical au début de la propagation de la marée interne en fonction de l'intensité de la stratification (N). L'échelle du flux est logarithmique.

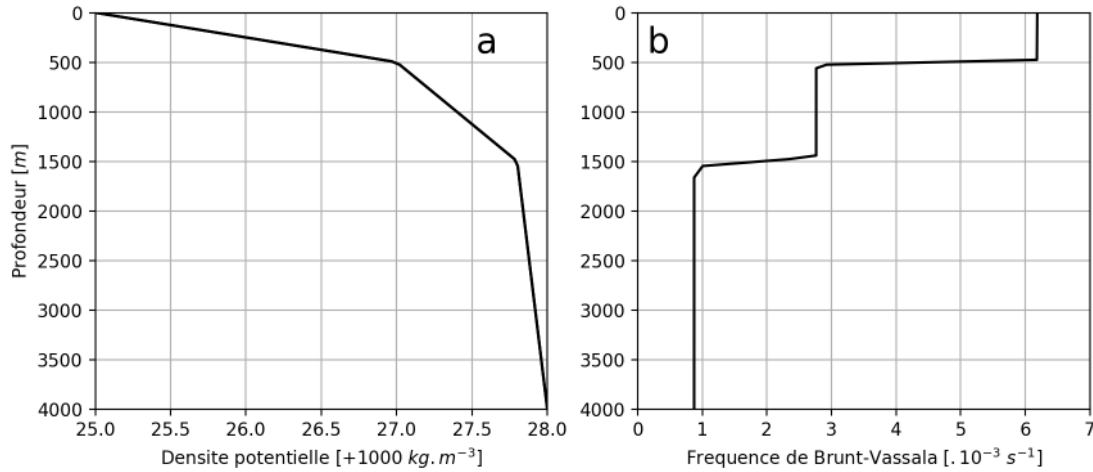


FIGURE B.11 – (a) Profil de densité potentielle et (b) la fréquence de Brunt-Väissälä associée pour un cas de stratification idéalisée.

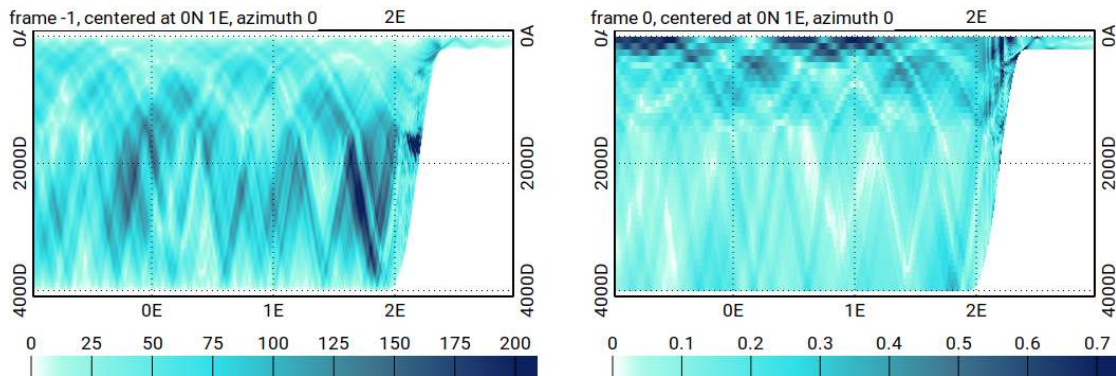


FIGURE B.12 – Amplitude (gauche) du déplacement vertical des couches (en m) et (droite) de la vitesse zonale (en m.s^{-1}) pour un cas de stratification idéalisée.

Stratification idéalisée

Pour s'approcher d'un cas plus réaliste, la stratification est maintenant fixée de telle façon à avoir 3 valeurs de N différentes dans la colonne d'eau (Fig. B.11). Le faisceau d'onde de la marée interne décrit alors trois pentes différentes en fonction de la profondeur (Fig. B.12). Le calcul de pente du faisceau (Eq. B.12) s'applique en chaque couche du modèle en utilisant la valeur de N associée à cette couche. Ainsi, le faisceau d'onde aurait autant d'angle différents que le nombre de valeurs différentes de N sur la verticale. Ceci explique pourquoi le faisceau d'onde possède une forme en ogive (ou en voûte) dans le cas d'une stratification réaliste.

B.2.3 Discrétisation verticale

La marée interne étant un processus variable sur la profondeur, le choix de la discrétisation verticale a un fort impact sur la bonne représentation de la marée interne. Deux aspects de cette discrétisation seront développés : la répartition de niveaux ainsi que leur nombre.

Disposition des niveaux

Le modèle T-UGOm propose différents types de discrétisation verticale. Le plus couramment, le modèle utilise des niveaux sigma qui suivent la topographie permettant une meilleur

résolution vertical au niveau des pentes et des faibles fonds. Les niveaux sont ensuite disposées en chaque point selon à rapport constant sur le domaine.

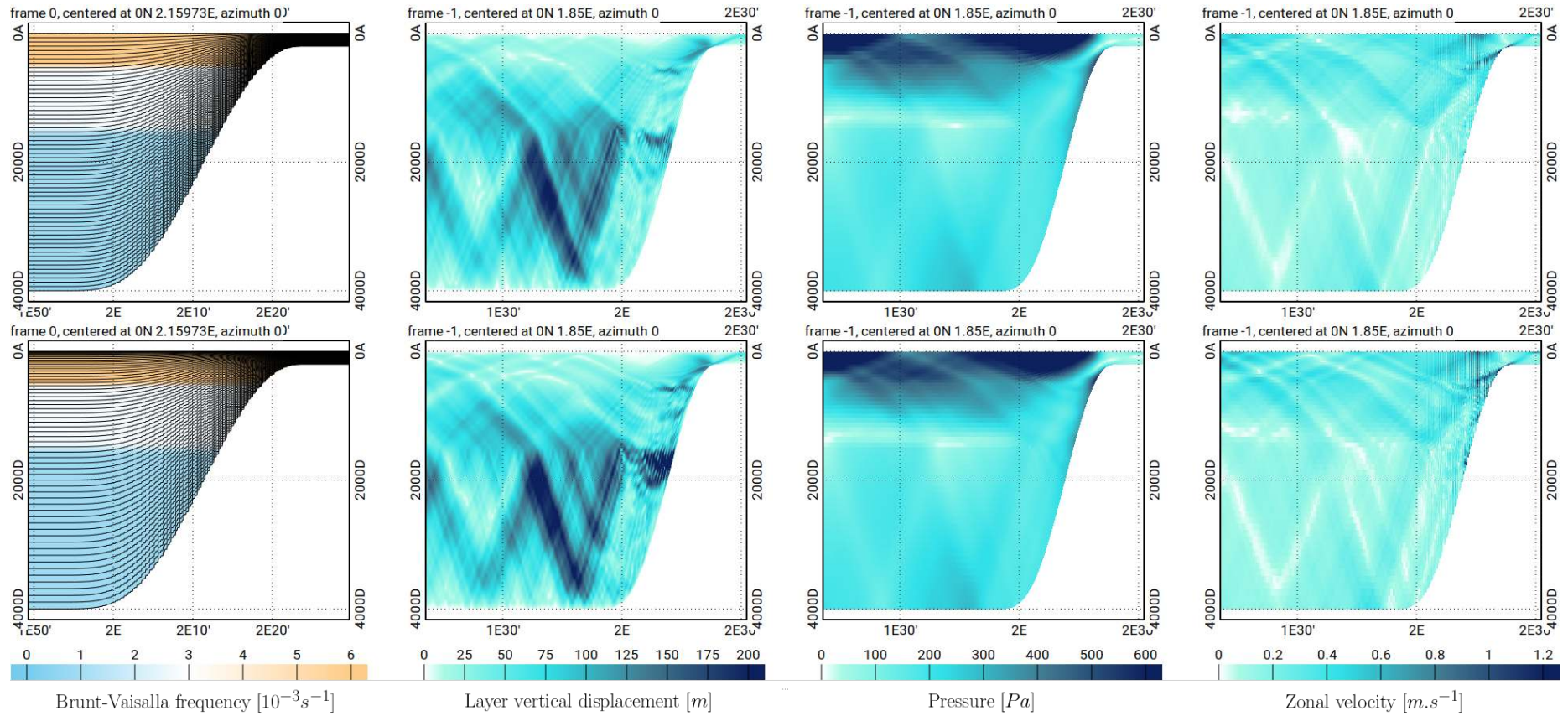


FIGURE B.13 – (de gauche à droite) Fréquence de Brunt-Väisälä et disposition des niveaux (courbes noires), amplitude du déplacement vertical des couches, amplitude de l'anomalie de pression et amplitude de la vitesse zonale pour une disposition (haut) uniforme et (bas) cosinus des niveaux dans un cas de stratification idéalisée.

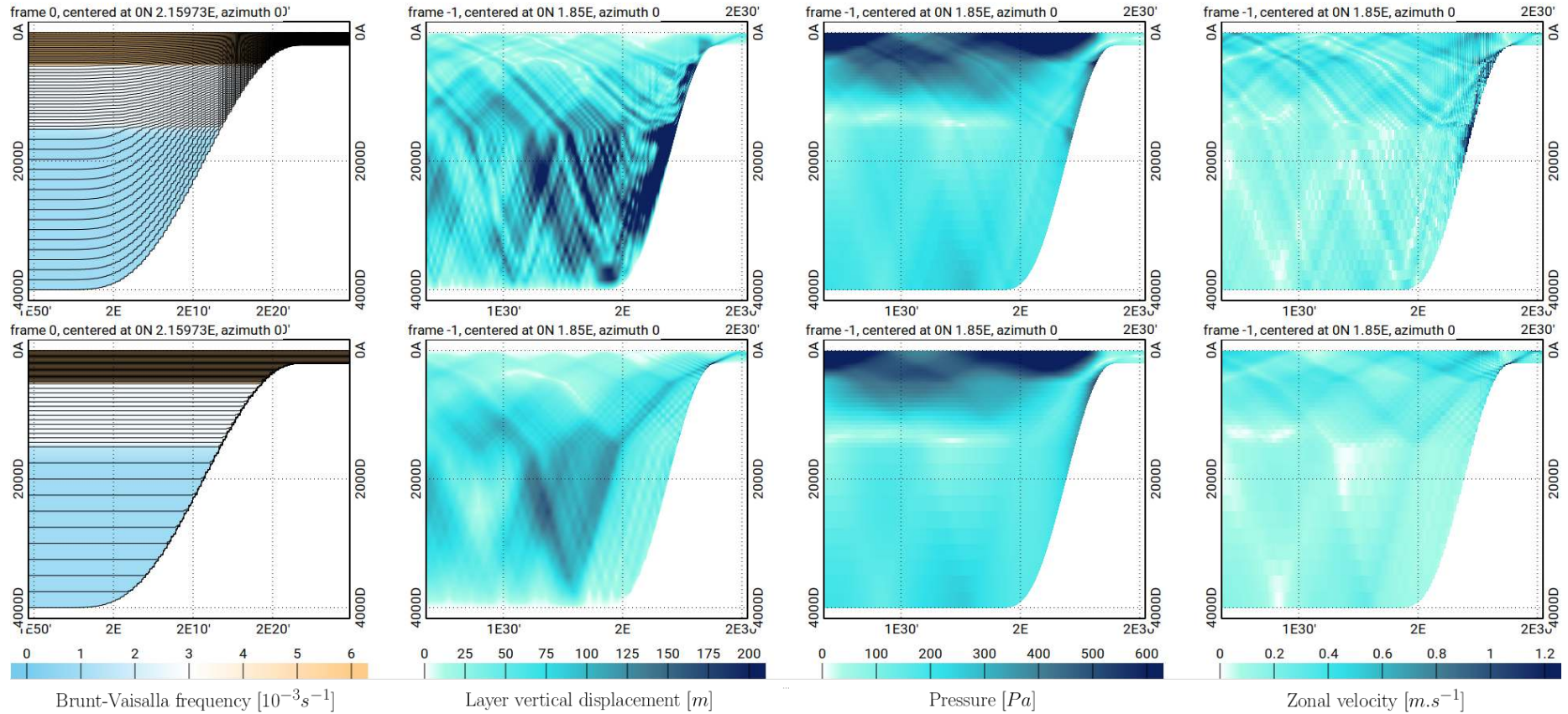


FIGURE B.14 – (de gauche à droite) Fréquence de Brunt-Väisälä et disposition des niveaux (courbes noires), amplitude du déplacement vertical des couches, amplitude de l’anomalie de pression et amplitude de la vitesse zonale pour une disposition (haut) modale et (bas) isopycnale des niveaux dans un cas de stratification idéalisée.

Premièrement, les niveaux peuvent être disposées à égales distances les unes des autres, c'est la disposition *uniforme*. Cette disposition est très adaptée aux tests académiques. Deuxièmement, les niveaux peuvent être disposés selon un quart de cosinus afin d'obtenir une meilleure résolution en surface au détriment de la résolution du fond, c'est la disposition *cosinus*. Cette disposition est plus adaptée aux simulations avec une pycnocline en surface car des échelles spatiales plus fines sont générées en surface. Les simulations réalisées dans ces deux cas simples avec 60 couches sont présentées dans la figure B.13.

Enfin, les niveaux sigma peuvent être disposés de façon à optimiser la position des niveaux par rapport à la forme des coefficients des modes verticaux, c'est la disposition *modale*. La décomposition en modes verticaux est un diagnostic qui permet de séparer les différentes échelles spatiales contenues dans un même signal océanique. Chaque mode correspond à un différent mode de résonance en fonction de la profondeur et de la stratification. Ainsi, la disposition modale fait en sorte que les niveaux ne soient pas localisés sur les profondeurs où les modes verticaux ont un coefficient nul afin que la décomposition conserve une valeur pour chaque mode et en chaque niveau. La simulation réalisée pour ce cas est présentée dans la figure B.14(haut).

Les niveaux verticaux peuvent aussi être fixés de façon à suivre les isopycnes plutôt que la topographie, permettant ainsi de faire de nombreuses simplifications numériques. La principale étant de pouvoir négliger l'advection horizontale au sein d'une couche car le gradient horizontal de densité est par nature nul. De plus la variable de pression n'a pas besoin d'être explicitée car celle-ci est directement déductible à partir de la position du niveau. Ces simplifications permettent donc un coût de calcul moins important que dans le cas des niveaux sigma. Avec ce type de niveau, T-UGOm optimise la disposition des couches de façon à obtenir une meilleure résolution aux profondeurs où N est plus important, c'est la disposition *isopycnale*. La simulation réalisée pour ce cas est présentée dans la figure B.14(bas).

Les simulations de ces différentes dispositions de niveaux (Fig. B.13 et B.14) montrent que les solutions numériques diffèrent légèrement. Le cas de la disposition isopycnale peut être traité séparément des autres cas car le type de niveaux vertical est très différent. Cette simplification possède un coût sur les résultats qui montrent des amplitudes des variables d'état plus faibles et moins contrastées. La position du faisceau d'onde est tout de même semblable aux simulations avec des niveaux sigma.

La zone la plus sensible est le talus continental (surtout vers 1500 m) où les amplitudes des variables d'état sont de plus en plus importantes pour les dispositions uniforme, cosinus, puis modale. Cette dernière disposition montre des amplitudes importantes tout le long de la pente (< 2000 m) qui ne sont pas présentes pour les dispositions uniforme et cosinus. Au niveau de la propagation de la marée interne sur la plaine abyssale, la disposition modale semble bien plus contrastée que les autres. Cependant, la multitude de faisceaux d'onde distincts brouille le faisceau d'onde principal correspondant à celui des autres dispositions et accentue un faisceau secondaire plus proche du talus (au fond vers 2°E plutôt que vers 1.8°E).

La disposition modale des niveaux semble assez prometteuse pour son détail de la propagation de la marée interne, cependant, le signal commun aux autres dispositions est masqué par ce détail. Cela pourrait être dû à la stratification idéalisée que nous avons utilisée : les variations brutales de N induisent des réflexions partielles du faisceau d'onde ce qui augmente le bruit de la simulation. De plus amples tests et validations doivent être menés pour déterminer si ce détail est bien le reflet de processus physiques.

La figure B.15 montre que le budget énergétique des simulations n'est pas exactement le même. La disposition isopycnale sous-estime le flux vers la plaine abyssale et sur-estime le flux sur le plateau par rapport aux autres dispositions. Entre les dispositions avec des niveaux sigma, la disposition cosinus est légèrement plus faible vers la plaine abyssale.

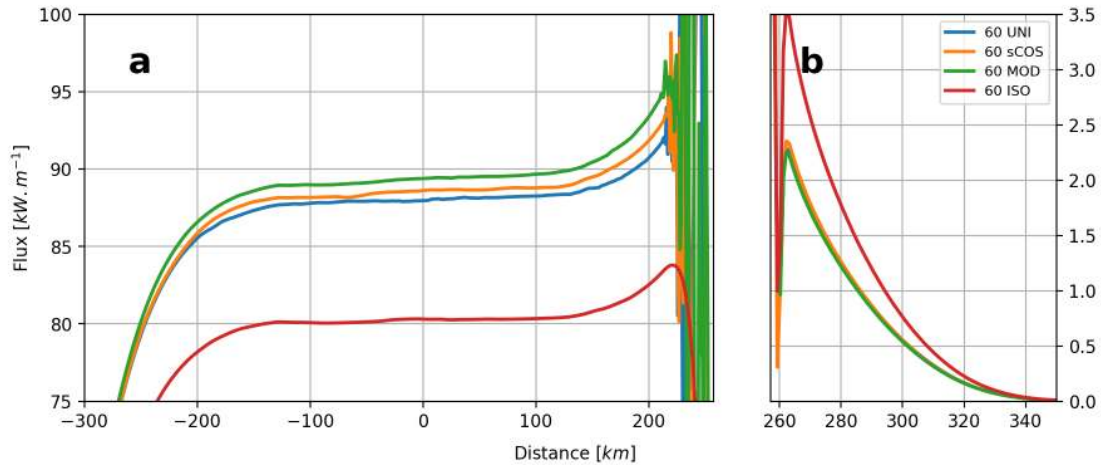


FIGURE B.15 – Flux d'énergie intergré sur la verticale pour les différentes dispositions des niveaux (UNI pour uniforme, sCOS pour cosinus, MOD pour modale et ISO pour isopycnale). Les simulations ont été réalisées pour une stratification idéalisée avec 60 couches.

Résolution verticale

La résolution verticale est maintenant étudiée pour les dispositions cosinus et modale. La gamme de résolution utilisée est la suivante : 40 couches, 60 couches, 80 couches dont 20 horizontales et 130 couches dont 40 horizontales. Lorsque des couches horizontales sont fixées, celles-ci sont réparties uniformément dans les 100 premiers mètres. Cette méthode permet d'avoir des couches de surface dont l'épaisseur varie pas en fonction de la profondeur maintenant une uniformité spatiale de la résolution, stabilisant la solution.

La figure B.16 illustre l'impact de l'augmentation de résolution vertical sur la disposition cosinus des niveaux. À 40 et 60 couches, le faisceau d'onde semble séparé en 2 mais ce n'est plus le cas pour 80 et 130 couches. Le maximum d'amplitude des variables d'état vers 1500 m le long de la pente est le plus important pour 60 couches puis devient très réduit pour 130 couches. Cette deux remarques sont aussi valable pour la disposition modale (Fig. B.17). Ainsi, lorsque la résolution verticale est suffisante, le faisceau d'onde ainsi que la zone de génération sont mieux cernées et le bruit de la simulation est réduit.

Les figures B.18 et B.19 montrent de flux d'énergie de la marée interne. Dans les deux dispositions (cosinus et modale), le flux est légèrement réduit lorsque la simulation possède 130 couches par rapport aux autres résolutions. Dans le cas de la dispositions modale, cette baisse du flux est plus progressive avec la résolution.

Pour conclure cette section, il y a un net gain de la représentation de la marée interne entre 60 et 80 couches avec des simulations moins bruitées. Les différences de la disposition modale dans la représentation du faisceau d'onde et de la pente du talus sont nettement réduite pour 80 couches, ce qui valide en partie cette disposition des niveaux.

B.3 Simulations 3D

B.3.1 Optimisations du coût de calcul

Lors du passage du modèle T-UGOm d'une grille 2D verticale comme le cas test COMODO à une grille 3D réaliste, plusieurs limitations sont émergées. La première contrainte facilement identifiable est la capacité mémoire requise pour les simulations. Pour palier à cela nous avons utilisé diverses optimisations afin de réduire les champs simulés.

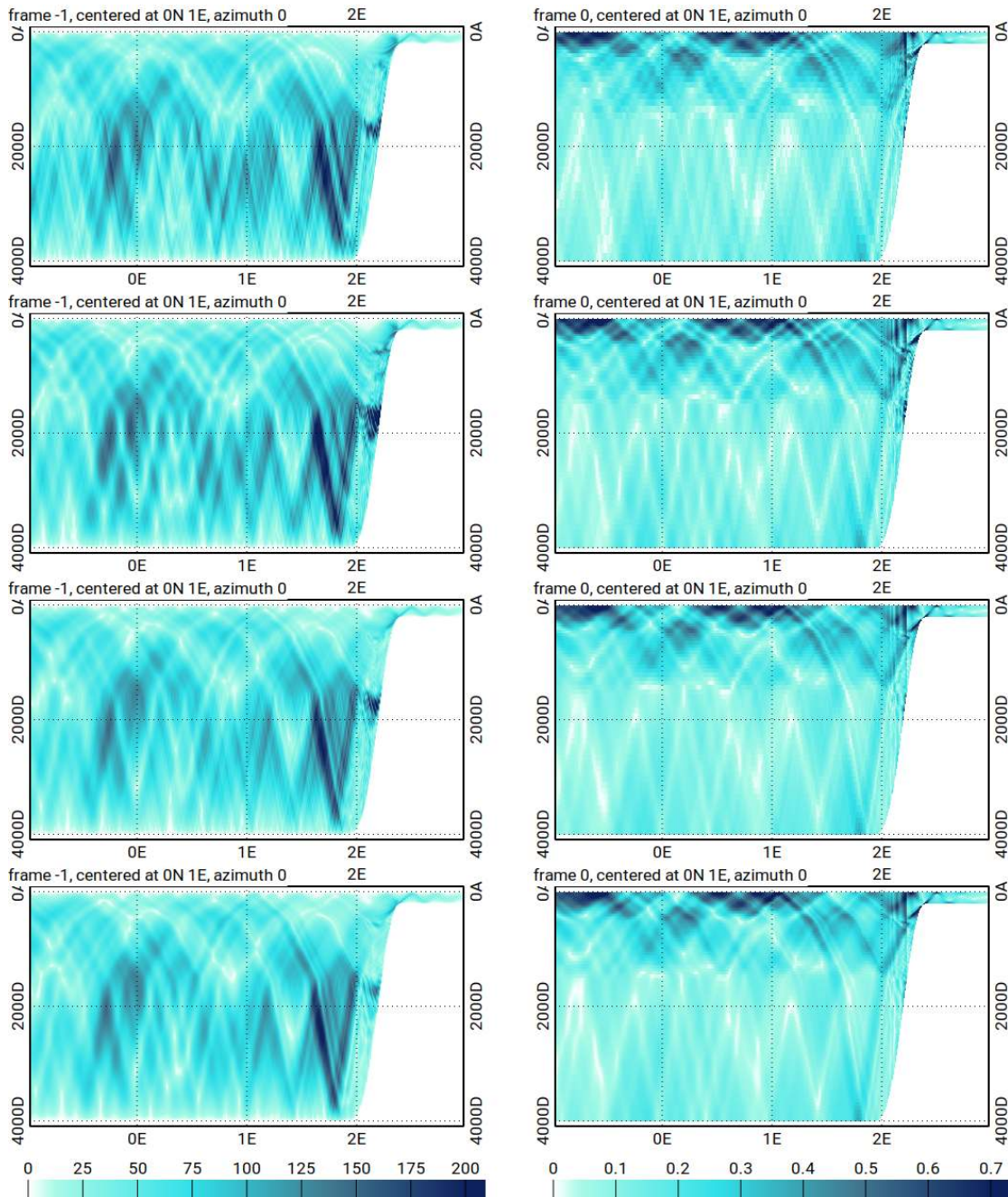


FIGURE B.16 – Amplitude (gauche) des déplacements verticaux des niveaux (en m) et (droite) des vitesses zonales (en $m.s^{-1}$) pour une disposition COSINUS des niveaux et selon des résolutions verticales différentes (de haut en bas) : 40 couches, 60 couches, 80 couches dont 20 horizontales et 130 couches dont 40 horizontales. Les simulations ont été réalisées pour une stratification idéalisée.

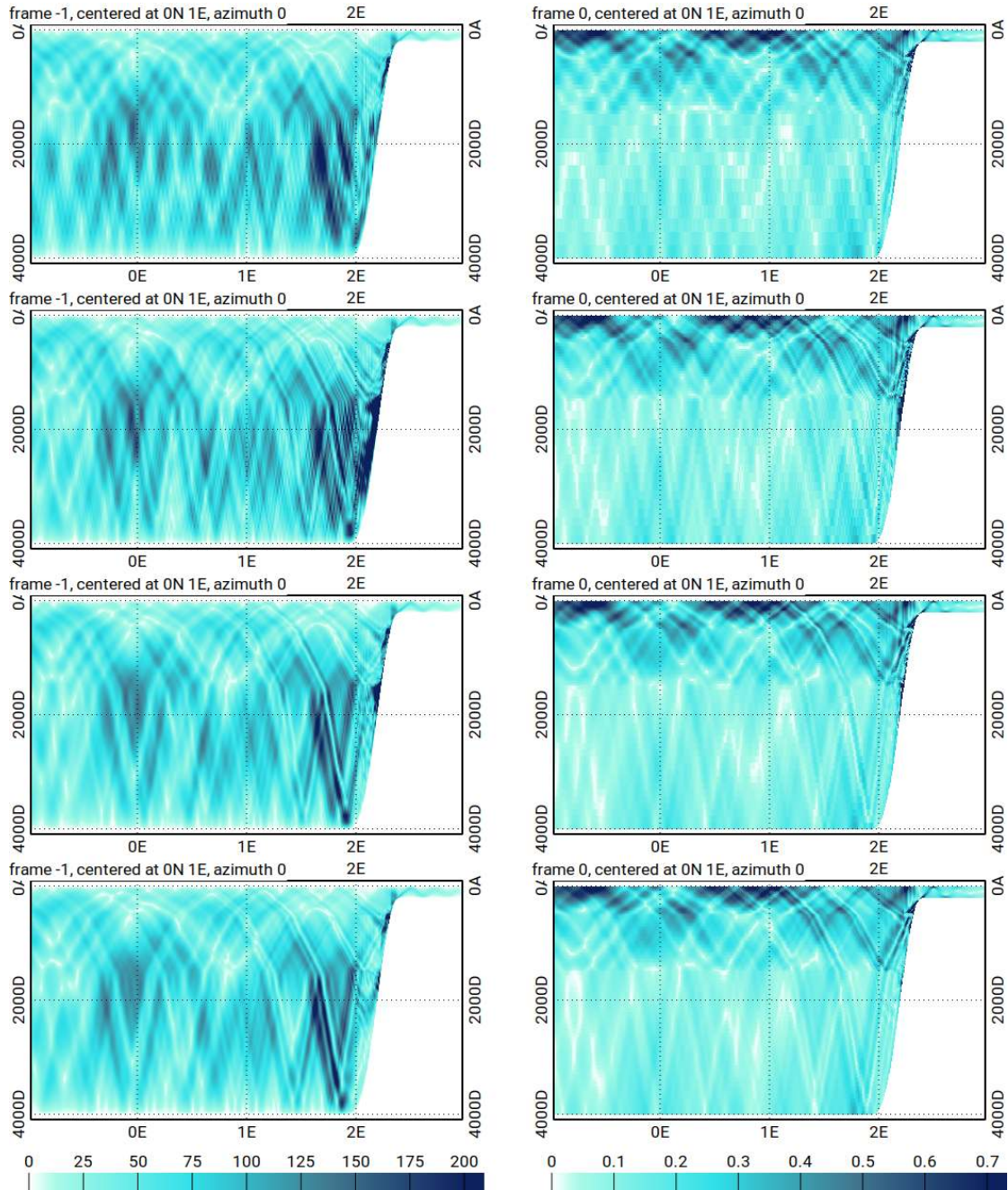


FIGURE B.17 – Amplitude (gauche) des déplacement verticaux des niveaux (en m) et (droite) des vitesses zonales (en $m \cdot s^{-1}$) pour une disposition MODALE des niveaux et selon des résolutions verticales différentes (de haut en bas) : 40 couches, 60 couches, 80 couches dont 20 horizontales et 130 couches dont 40 horizontales. Les simulations ont été réalisées pour une stratification idéalisée.

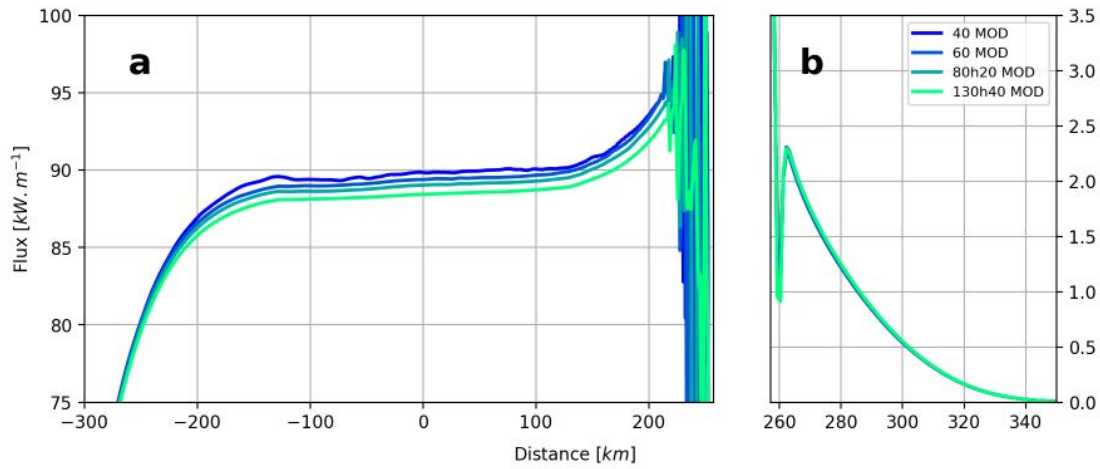


FIGURE B.18 – Flux d'énergie intégré sur la verticale pour les différentes résolution (sCOS pour disposition cosinus, 40 pour 40 couches, 60 pour 60 couches, 80h20 pour 80 couches dont 20 horizontales et 130h40 pour 130 couches dont 40 horizontales). Les simulations ont été réalisées pour une stratification idéalisée.

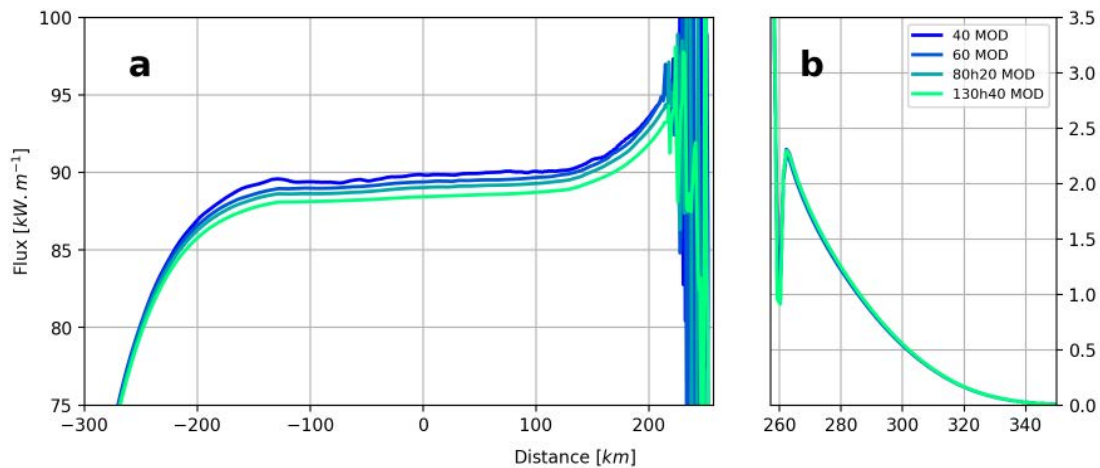


FIGURE B.19 – Flux d'énergie intégré sur la verticale pour les différentes résolution (MOD pour disposition modale, 40 pour 40 couches, 60 pour 60 couches, 80h20 pour 80 couches dont 20 horizontales et 130h40 pour 130 couches dont 40 horizontales). Les simulations ont été réalisées pour une stratification idéalisée.

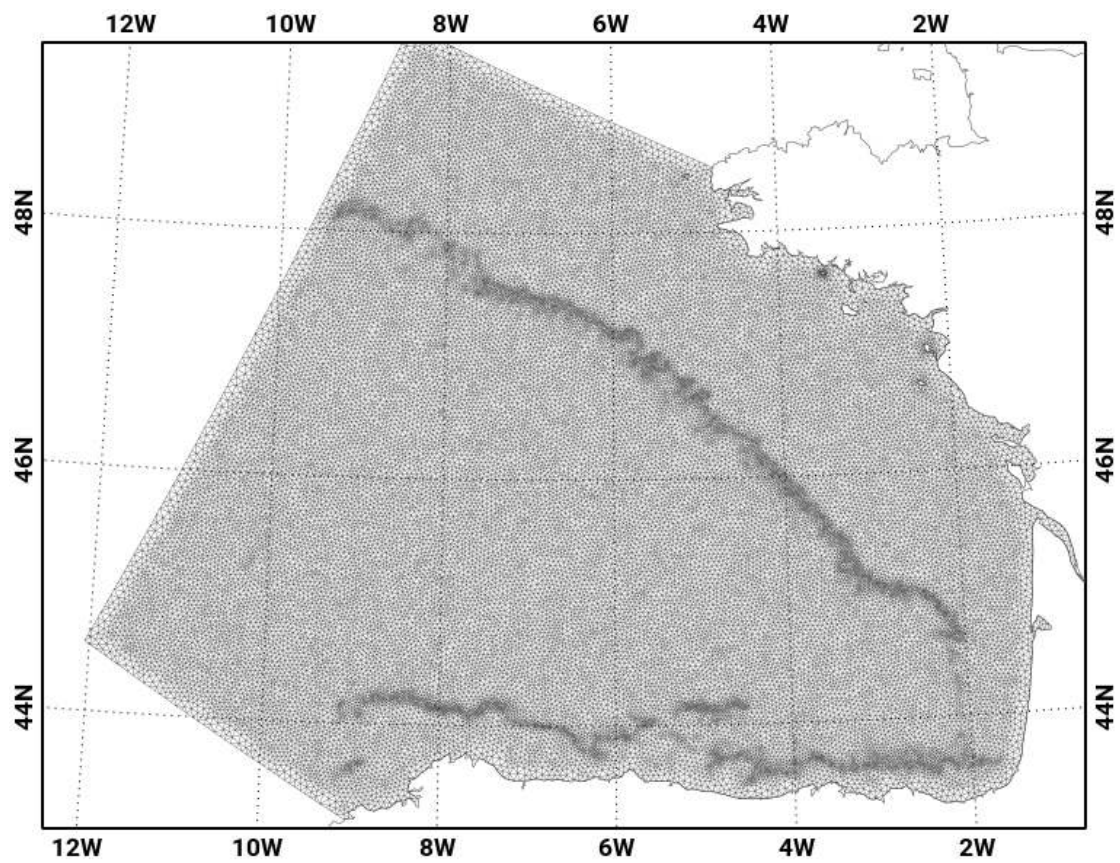


FIGURE B.20 – Grille horizontale non-structurée utilisée pour les simulations 3D de T-UGOm. La résolution moyenne des mailles est de 10 *km* sur la plaine abyssale et le plateau et de 1 *km* sur le talus continental.

Premièrement, les grilles horizontales non-structurées nous ont permis de faire évoluer la résolution pour ne détailler que les zones souhaitées à savoir les zones de pentes bathymétriques (Fig. B.20). Deuxièmement, les champs de densité sont passés d'une discrétisation verticale discontinue sur un niveau à continue, ce qui réduit le nombre de valeurs par deux. Troisièmement, la disposition isopycnales des niveaux a été utilisée produisant un net gain de mémoire vive.

Avec ces simples optimisations, des premières simulations ont pu être réalisées pour une stratification constante de $N = 2.10^{-2} s^{-1}$. Les résultats de ces simulations montrent que la marée interne très bruitée et que les structures bathymétrique impacte le premier des modes verticaux jusqu'en surface (Fig. B.21). La marée interne ne se propage que très peu sur le plateau continentale mais peu être dû à une rapide dissipation à cause de la stratification trop faible.

Cependant en essayant un simulation avec stratification non constante sur la verticale, alors les simulations deviennent très instables et les valeurs des variables d'état extrêmement grandes. De nombreuses combinaisons de dispositions des niveaux, nombre de couches et stratification ont été testée mais sans succès.

B.3.2 Performances des solvers

Les solvers numériques sont maintenant étudiés pour vérifier leur impact sur ces instabilités. Dans le cas de la modélisation spectrale, le système à résoudre est un système matriciel. Différents types de solvers numériques sont disponibles pour résoudre ce système. Les solvers *directs*, comme MUMPS (Amestoy et al., 2006) et PASTIX, (Hénon et al., 2002) permettent d'avoir une solution très proche de la solution analytique avec un temps de calcul très court. Les solvers *itératif*, comme PETSC-GMRES (Balay et al., 2021), affine la solution pendant un certain nombre d'itérations ou jusqu'à ce que la solution converge. Ce type de solver peut être plus long et nécessite un pré-conditionnement de la matrice adéquat pour accélérer la résolution et s'assurer que la solution converge bien.

Tous les tests précédant ont été réalisés avec le solvers PASTIX. Comme c'est un solvers direct, il requière un important coût de mémoire vive pendant la résolution du système. Ce coût peut en parti être répartie sur plusieurs noeuds de calculs sur un ordinateur en parallélisant le calcul. Cependant, après les premiers tests de parallélisation, cette méthode s'est avérée assez peu efficace pour le système matriciel à résoudre. La marée interne est un processus qui contient de multiples échelles spatiales différentes, qui peuvent être séparées selon les modes verticaux. Ces échelles interagissent entre elles en tout point de la grille ce qui rend la matrice beaucoup moins creuse que la matrice dans le cas de la marée barotrope seulement. Ainsi, chaque noeud de calcul utilisé dans la parallélisation demande de dupliquer une grande partie de la matrice dans la mémoire vive associée à ce noeud, ce qui augment rapidement le coût totale de calcul.

Ainsi, des tests sont réalisés pour vérifier si MUMPS donne les même résultats que PASTIX et surtout si un solver itératif comme PETSC permet de résoudre la système matricielle de la marée interne. Dans un premier temps, la configuration COMODO est utilisée pour les différentes simulations de comparaisons afin de réduire les temps de calculs. La gamme suivante de résolution verticale est testée : de 10 à 100 par pas de 10 avec une stratification constante $N = 2.10^{-2} s^{-2}$ sur toute la profondeur. La disposition uniforme des niveaux d'abord testée.

En utilisant les configurations par défaut des solvers, les 3 solvers montrent des résultats très proches et très cohérents jusqu'à 20 couches (Fig. B.22). Les différences entre MUMPS et PASTIX sont de l'ordre de $10^{-8} m$ pour le déplacement des niveaux et $10^{-11} m.s^{-1}$ pour les vitesses zonales. Les différences entre MUMPS et PETSC sont de l'ordre de $10^{-2} m$ pour le déplacement des niveaux et $10^{-6} m.s^{-1}$ pour les vitesses zonales. Au delà de 30 couches, le solvers PETSC donne des valeurs abérantes et ne semble plus converger vers une solution (Fig. B.23).

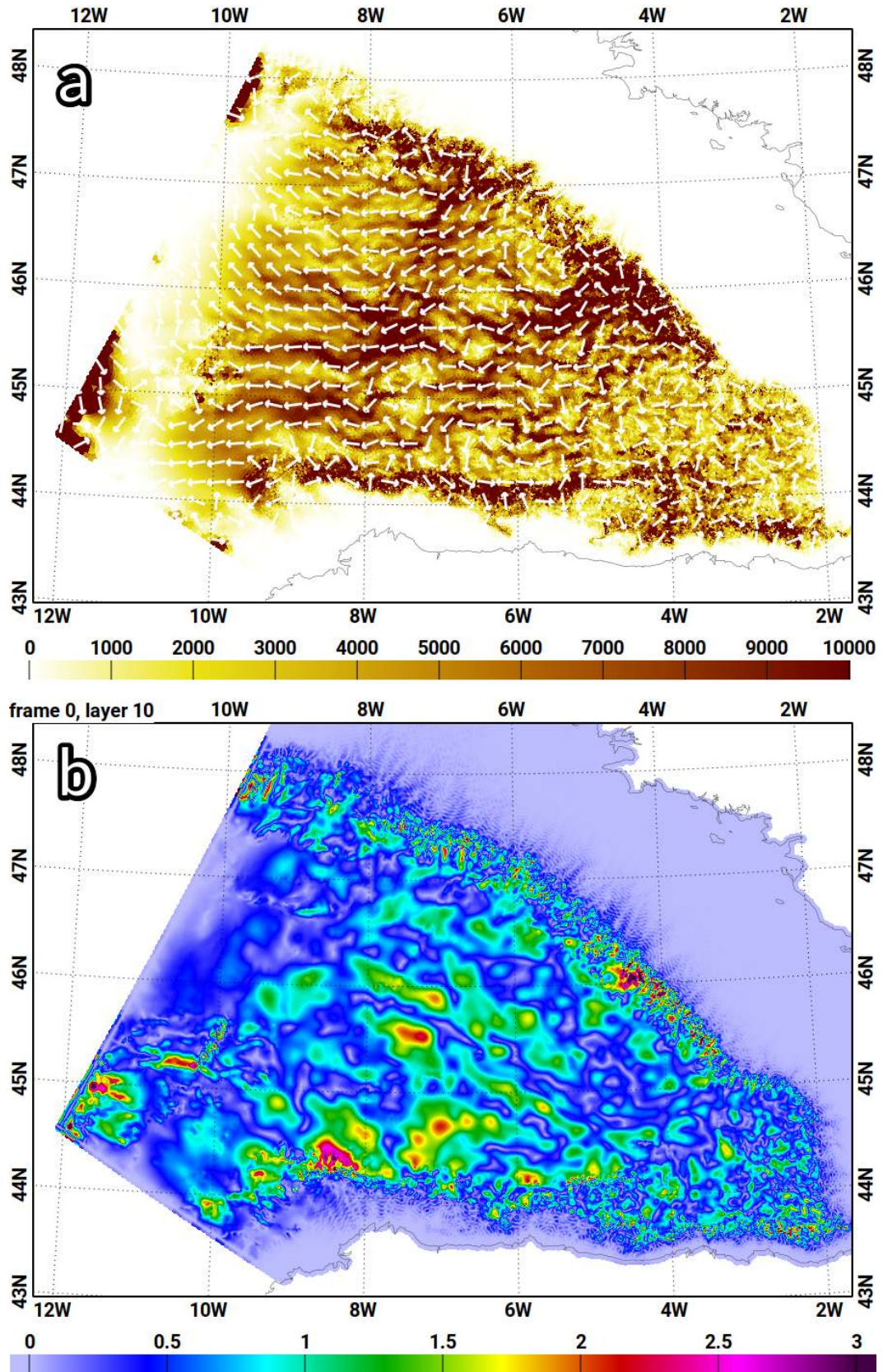


FIGURE B.21 – (a) Flux barocline intégré sur la verticale (en $W.m^{-2}$) et (b) amplitude de l'élevation de surface pour la somme de modes verticaux baroclines (en cm) puis (c) pour le mode 1 seulement (en cm). La simulation utilise une stratification constante sur la verticale et 10 couches verticales.

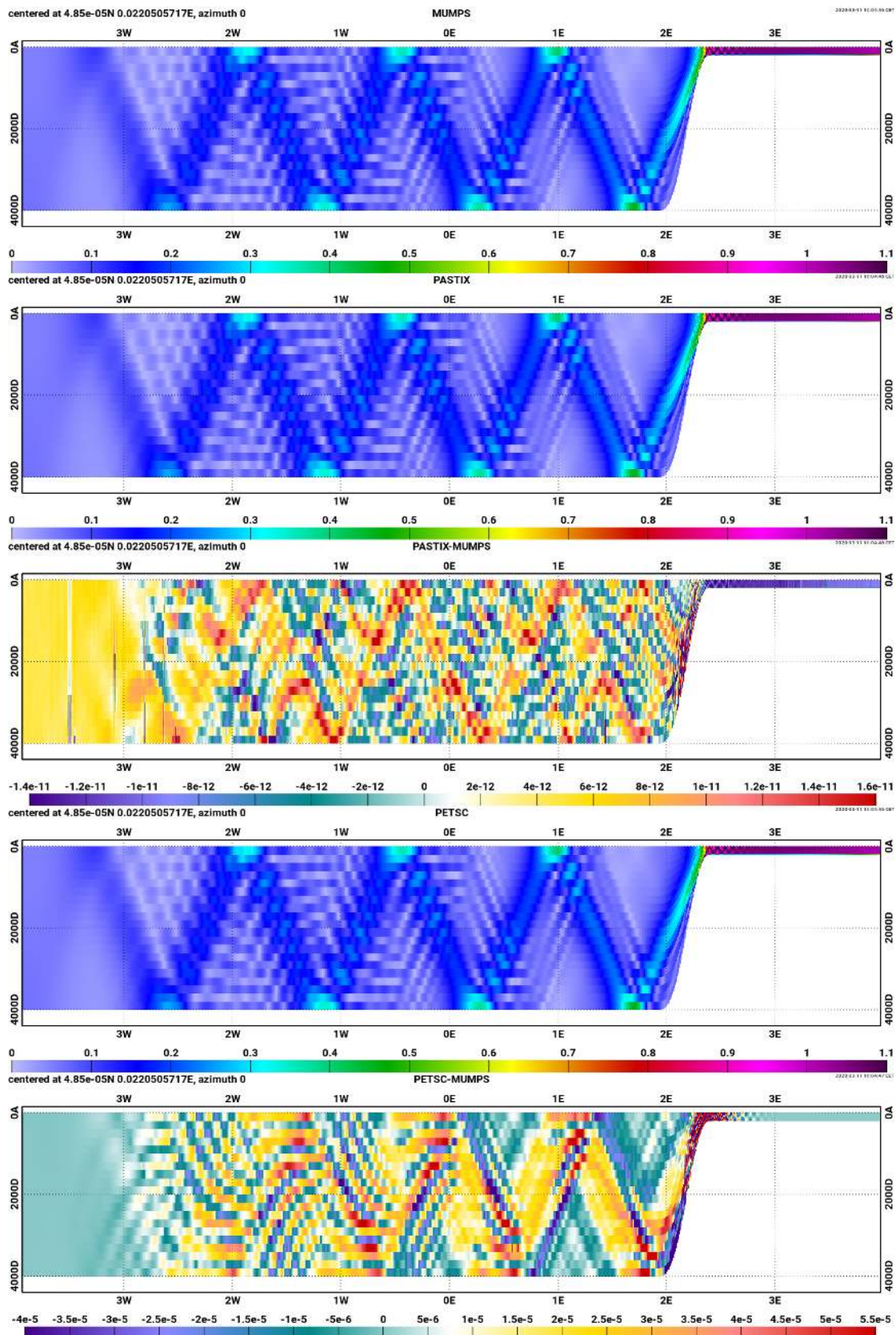


FIGURE B.22 – Comparaison et différences entre les solveurs selon la vitesse zonale (en $m.s^{-1}$) : (de haut en bas) MUMPS, PASTIX, PASTIX-MUMPS, PETSC, PETSC-MUMPS. Les simulations ont été faites pour 20 couches.

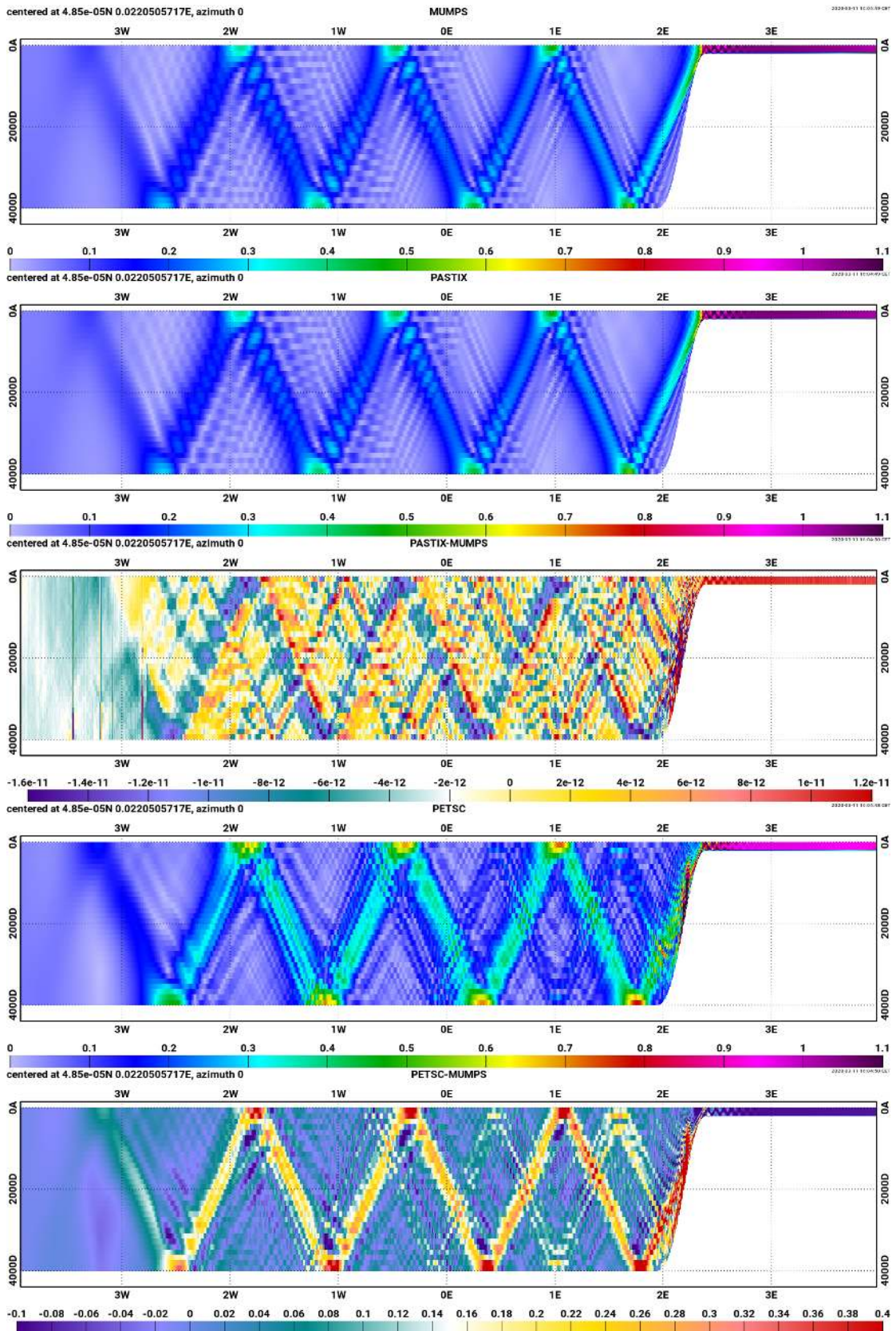


FIGURE B.23 – Comparaison et différences entre les solveurs selon la vitesse zonale (en $m.s^{-1}$) : (de haut en bas) MUMPS, PASTIX, PASTIX-MUMPS, PETSC, PETSC-MUMPS. Les simulations ont été faites pour 30 couches.

Ces résultats montrent que la résolution du système matriciel d'une modélisation spectrale de la marée interne n'est pas évidente avec un solveur itératif. Bien que le gain en mémoire vive soit important entre les deux types de solveurs, un bon préconditionnement de la matrice est impératif pour que la résolution converge. La question du préconditionnement est une question non triviale qui demande à elle seule une longue étude qui ne sera pas menée ici.

Pour conclure, les solveurs les plus performants se sont révélés inopérants pour l'inversion des systèmes linéaires complexes, et ce même pour des configurations régionales à résolution modérée. Le problème n'est pas uniquement lié aux grands nombres de liberté des systèmes 3D par rapport au 2D. Par exemple, il est intéressant de noter que les systèmes 3D défaillants ont un dimensionnement inférieur à certaines configurations 2D pour la marée barotrope, pour lesquels les solveurs restent efficaces. Le problème vient probablement d'un conditionnement plus défavorable pour les matrices 3D. En effet, ce conditionnement est relié aux extrêmes des échelles dynamiques (rapport de la plus petite sur la plus grande). Pour la marée barotrope ce rapport peut être évalué à un pour mille (longueur d'onde côtière et abyssale). Pour la marée 3D, ce rapport peut être évalué à un pour un million du fait des très courtes échelles spatiales liées aux modes élevées de la marée interne. Le conditionnement est également sensible à la plus grande variété de structures présentes dans une configuration réaliste par rapport à une configuration académique simple. De plus, le volume des matrices 3D (moins creuses que les matrices 2D) nous impose de réaliser nos simulations en mode parallèle MPI, configuration dans laquelle les solveurs sont plus vulnérables au problème de conditionnement. Au final, nous avons dû nous résoudre à admettre que même les solveurs linéaires les plus performants ne nous permettraient pas d'atteindre nos objectifs de modélisation.