



HAL
open science

Modélisation et analyse de la marée interne dans le golfe de Gascogne

Ivane Pairaud

► **To cite this version:**

Ivane Pairaud. Modélisation et analyse de la marée interne dans le golfe de Gascogne. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005. Français. NNT : . tel-00067994

HAL Id: tel-00067994

<https://theses.hal.science/tel-00067994>

Submitted on 10 May 2006

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.

UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER

Ecole Doctorale des Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace
Formation Doctorale Océan, Atmosphère et Environnement

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Discipline : **Océanographie Physique**

présentée par

Ivane Pairaud

Modélisation et analyse de la marée interne dans le golfe de Gascogne

Directeur de thèse Francis AUCLAIR

Rapporteurs Chantal STAQUET
 Patrice KLEIN

Soutenue le 18 novembre 2005 devant le jury composé de :

Franck ROUX	LA, Toulouse
Chantal STAQUET	LEGI, Grenoble
Patrick VINCENT	IFREMER, Paris
Pierre DE MEY	LEGOS, Toulouse
Florent LYARD	LEGOS, Toulouse
Francis AUCLAIR	LA, Toulouse

Laboratoire d'Aérodologie
UMR5560-CNRS/UPS, Observatoire Midi-Pyrénées
14 Av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

Remerciements

Je tiens à partager l'immense bonheur que me procure aujourd'hui le souvenir de ces trois années de thèse avec tous les gens qui ont fait partie de cette aventure.

En premier lieu, je souhaite faire part de mes plus sincères remerciements à Francis Auclair, qui a accepté d'encadrer ma thèse et avec qui j'ai beaucoup apprécié de travailler. Je le remercie pour son soutien et pour m'avoir fait partager ses grandes compétences de modélisateur et physicien de l'océan côtier.

A mes rapporteurs, Chantal Staquet et Patrice Klein, je souhaite exprimer toute ma gratitude et ma sympathie pour l'accueil qu'ils ont fait à mon travail, ainsi que pour le temps qu'ils ont passé à la lecture du manuscrit et le soin apporté à la rédaction de leur rapport. Merci également aux membres du jury : Franck Roux, pour l'avoir présidé, Patrick Vincent, Pierre De Mey et Florent Lyard, dont les conseils et critiques ont été d'une aide précieuse.

Je tiens à remercier chaleureusement toutes les personnes qui m'ont permis de réaliser cette thèse, tout particulièrement Claude Estournel et Patrick Marsaleix, qui m'ont accueilli au sein de leur équipe depuis mon premier stage en 2001. Je les remercie pour leur confiance et pour m'avoir fait découvrir la magie qui accompagne la modélisation de l'océan côtier. A Florent Lyard, j'adresse un merci tout particulier pour m'avoir fait vivre sa passion de la marée et pour avoir toujours répondu présent à mes demandes incessantes d'améliorations dans xscan.

Merci à Annick Pichon pour m'avoir accueilli à Brest en début de thèse.

Merci également à Thierry Letellier, David Greenberg et Cyril Nguyen pour leur aide au cours de ces derniers mois.

De nombreux points de cette étude n'auraient pu être traités sans le soutien logistique de l'équipe informatique du Laboratoire d'Aérodynamique : Serge Prieur, Laurent Cabanas, Jérémy Leclerc, Didier Gazen et Juan Escobar. Je souhaite leur adresser un grand bravo pour leur aide et leur efficacité.

Claire, Caroline, Marine, Franck, Christelle, Marie-Pierre, Julien, Guillaume, l'ensemble des jeunes chercheurs du laboratoire et du POC, Muriel Lux et Laurent Roblou (anciens collocataires du bureau 139) : j'ai passé des moments formidables en votre compagnie. Nos discussions existentielles lors des pauses à la cafétéria vont me manquer.

Rien n'aurait été pareil sans le soutien de mes amis : les deux Céline, Edith, Caroline, Frédéric, Estelle, Christophe et les artificiers, les plongeurs d'Algajola et de Bormes, Julien, Mathieu...

Enfin, merci à mes parents et à Tugdual pour m'avoir soutenue et avoir compris combien cette thèse était importante pour moi, ainsi que pour leur patience.

A Florent et Francis

Table des matières

I	Introduction	13
II	Transferts d'énergie et marée : de l'océan global au golfe de Gascogne	21
1	Caractéristiques hydrologiques	23
1.1	Hydrologie de l'océan global	23
1.2	Hydrologie du golfe de Gascogne	24
1.2.1	La couche supérieure	24
1.2.2	La couche intermédiaire	25
1.2.3	La couche inférieure	25
1.2.4	Variabilité saisonnière	25
2	Des puits d'énergie	27
2.1	La marée et les processus de mélange associés à l'échelle globale	27
2.1.1	La marée comme élément indispensable du mélange océanique	27
2.1.2	Les transferts d'énergie associés	29
a	Contributions énergétiques nécessaires au maintien de la stratification abyssale	29
b	Energie : où est-elle dissipée ?	31
c	Quantification du transfert d'énergie de la marée barotrope vers la marée barocline	31
2.1.3	Conclusion	33
2.2	Utilisation de l'énergie disponible dans le golfe de Gascogne	34
2.2.1	Transport sédimentaire	34
2.2.2	Croissance biologique	34
2.2.3	Front d'Ouessant	36
2.3	Conclusion	36
3	Bilan des observations de marée dans le Golfe de Gascogne	37
3.1	Observations <i>in-situ</i>	37
3.1.1	Observations de l'océan de surface	37
3.1.2	Observations dans la colonne d'eau	38
a	Présentation des différentes campagnes en mer	39
b	La campagne MINT94	40
3.2	Observations satellitaires	44
3.2.1	La signature des ondes internes en surface dans le golfe de Gascogne	45

3.2.2	Marée interne et solitons	47
3.2.3	Les limitations de l'observation spatiale	49
4	Historique des modèles de marée	51
4.1	Les marées en océan homogène ou marées barotropes	51
4.1.1	Historique	52
a	Depuis les origines...	52
b	...jusqu'aux modèles numériques	53
4.1.2	Origine des marées océaniques : le potentiel générateur des marées . .	54
4.1.3	Analyse harmonique	56
4.2	Les marées en océan stratifié ou marées baroclines	58
4.2.1	Développement des techniques de mesures	58
4.2.2	Emergence de la théorie des rayons	59
4.2.3	Les modèles analytiques apparus depuis 1970	59
4.2.4	Bilan des différents modèles numériques utilisés pour étudier la marée interne	62
a	Modèles numériques utilisés pour étudier la marée interne dans le monde	62
b	Modèles numériques utilisés dans le golfe de Gascogne . . .	63
4.3	Bilan	69
III	Modélisation des marées	71
5	Les ondes de marée dans l'océan	75
5.1	Equations de base de la mécanique des fluides : les équations de Navier-Stokes	75
5.1.1	Equation de continuité	75
5.1.2	Loi fondamentale de la dynamique et équation de conservation de la quantité de mouvement	76
5.1.3	Conditions aux limites	76
5.1.4	Hypothèses simplificatrices	77
a	Conséquences sur l'équation de Navier Stokes	77
b	Conséquences sur l'équation de continuité	77
5.1.5	Approximation de Boussinesq	78
5.1.6	Hypothèse de linéarité	78
5.1.7	Approximation hydrostatique	78
5.2	Les équations barotropes de la marée	79
5.2.1	Définitions	79
5.2.2	La marée barotrope dans l'océan global	80
5.2.3	La marée barotrope en océan peu profond	81
5.2.4	Energie associée	81
5.2.5	Phénomène de résonance	83
5.3	Les ondes internes dans l'océan	83
5.3.1	Propagation en milieu infini	83
5.3.2	Energie associée à la propagation des ondes internes	85
5.3.3	L'océan : un guide d'ondes	86
5.3.4	Décomposition en modes normaux	87

5.3.5	Classification des différentes représentations d'ondes internes	89
5.3.6	Conséquence de l'hypothèse hydrostatique dans l'océan	91
5.3.7	Les marées internes	92
6	Modèles analytiques de marée interne	93
6.1	La théorie des rayons de Baines	93
6.1.1	Modèle de marée barotrope	93
6.1.2	Modèle de marée barocline	95
a	Equations du mouvement et de continuité	95
b	Modèle de génération	95
c	Equation de propagation	97
d	Résolution générale	97
6.2	La décomposition modale de Prinsenbergh	100
6.3	Application au cas du golfe de Gascogne	102
6.3.1	Modèle de Baines	102
6.3.2	Modèle de Prinsenbergh	102
6.4	Conclusion	103
7	Le modèle numérique SYMPHONIE	105
7.1	Les équations primitives	105
7.2	Les équations de conservation pour la température et la salinité	107
7.3	Discrétisation spatiale du modèle	107
7.4	Le schéma de turbulence	108
7.5	La discrétisation temporelle du modèle	110
7.6	Le schéma d'advection	111
7.7	Les conditions aux limites	112
7.8	Conclusion	114
IV	Méthode d'analyse WEof appliquée à l'étude d'ondes de gravité	115
V	Les marées internes dans le golfe de Gascogne	149
8	Initialisation et forçage du modèle	153
8.1	Bathymétrie utilisée	154
8.2	Le forçage par la marée	154
8.3	Choix de la stratification pour la modélisation	156
8.3.1	La stratification MINT94	156
8.3.2	La climatologie LEVITUS94	158
8.3.3	La climatologie POP	158
a	Variabilité tridimensionnelle	158
b	Signature de l'Eau Méditerranéenne	159
c	Apparition d'une langue d'eau chaude	160
8.4	Méthodes d'initialisation et forçage	160
8.4.1	Initialisation et forçage à l'aide des stratifications bidimensionnelles LEVITUS94 et MINT94	160

8.4.2	Initialisation et forçage à l'aide de la stratification tridimensionnelle	
	POP	160
a	Le modèle POP	160
b	L'initialisation variationnelle	161
c	Bilan sur l'utilisation de VIFOP	164
9	La marée barotrope dans le golfe de Gascogne	165
9.1	Caractéristiques générales dans la zone	165
9.1.1	Introduction	165
9.1.2	Propagation de la marée à l'entrée de La Manche	167
9.1.3	Propagation de la marée dans la baie du mont Saint-Michel	167
9.1.4	Propagation de la marée dans le golfe de Gascogne	167
a	La marée semi-diurne M2	167
b	La marée diurne K1	169
c	L'harmonique quart-diurne M4	169
9.2	Modélisation régionale du golfe de Gascogne	171
9.2.1	Connaissances acquises à l'issue d'une précédente modélisation des marées dans le golfe de Gascogne	171
9.2.2	La marée semi-diurne	172
a	La marée partielle M2	172
b	Les autres ondes semi-diurnes	173
9.2.3	La marée diurne K1	174
9.2.4	La marée quart-diurne M4	177
9.3	Validation de la marée modélisée	178
9.3.1	Comparaison aux solutions du modèle MOG2D interpolées sur la grille à 3 km	178
a	La marée semi-diurne M2	178
b	La marée diurne K1	181
c	La marée quart-diurne M4	183
d	Bilan de la comparaison des solutions SYMPHONIE et MOG2D	183
9.3.2	Comparaison aux observations	186
a	Comparaison des solutions d'élévation de surface modélisées à celles des observations marégraphiques	186
b	Comparaison des courants modélisés aux observations des courantomètres	190
9.4	Etudes de sensibilité	194
9.4.1	Influence du potentiel de marée sur la solution de M2	194
9.4.2	Influence du forçage par M4 aux frontières	196
9.5	Propagation de l'énergie	198
10	Caractéristiques des marées internes dans le golfe de Gascogne	201
10.1	Etat des connaissances	201
10.1.1	Zones de génération de la marée interne	201
a	Critère de <i>Pichon et Correard</i>	202
b	Critère de <i>Baines</i>	203
c	Critère de <i>Lam et al.</i>	203
10.1.2	Caractéristiques de propagation de la marée interne	204

10.1.3	Problématique	206
a	Contexte de la modélisation	206
b	Questionnement	207
c	Méthodologie	207
10.2	Modélisation régionale des marées internes	208
10.2.1	Caractéristiques générales des marées internes modélisées	208
a	Zones de génération	208
b	Caractéristiques de propagation	209
10.2.2	Localisation fréquentielle	218
a	Présentation	218
b	Les marées internes semi-diurnes	222
c	Les marées internes quart-diurnes	233
d	Les marées internes diurnes	246
e	Bilan de l'analyse WEOF des marées internes dans l'océan	247
10.2.3	Signature des marées internes en surface	249
a	Signature des marées internes en surface vue par analyse harmonique	249
b	Comparaison aux observations	255
c	Analyse WEOF de l'élévation de surface	258
10.3	Comparaison à la modélisation et aux observations de la campagne MINT94	264
10.3.1	Comparaison à une modélisation de la campagne MINT94	264
a	Présentation de la modélisation de la campagne MINT94	264
b	Comparaisons en terme de vitesse horizontale et déplacement vertical des isopycnes	265
c	Conclusion	271
10.3.2	Comparaison aux observations de la campagne MINT94	271
a	Point PF2	271
b	Point PF4	272
c	Point PF6	275
10.3.3	Bilan de la comparaison à la modélisation et aux observations	278
10.4	Sensibilité aux caractéristiques de la simulation	278
10.4.1	Sensibilité à la résolution horizontale et verticale	278
a	Modélisation de petite emprise à haute résolution	279
b	Modélisation du golfe de Gascogne à haute résolution	286
c	Bilan partiel des modèles à haute résolution	291
10.4.2	Paramétrisation de la diffusion dans le modèle	291
a	Influence de la diffusion verticale sur la profondeur des isopycnes	291
b	Influence de la paramétrisation de la diffusion liée au schéma d'advection du modèle	293
c	Bilan intermédiaire de la paramétrisation de la diffusion et de l'advection dans le modèle	295
10.4.3	Conditions aux limites	295
10.5	Sensibilité à la stratification	296
10.5.1	Comparaison de la marée interne générée en conditions climatologiques hivernale et estivale	297

10.5.2	Conséquences de la variabilité horizontale de la stratification	302
10.5.3	Influence de la stratification initiale sur les caractéristiques des marées internes : génération et propogation étudiées à l'aide de modélisations stochastiques d'ensemble	305
10.6	Bilan de la modélisation des marées internes	310
VI	Conclusion et perspectives	313
10.7	Bilan de l'étude	315
10.8	Perspectives	318
A	Conversion d'énergie	321
B	Décomposition modale de Prinsenber	323
C	Calcul du marnage interne à l'aide des ondelettes	327
D	Evolution temporelle des WEofs monivariés de la marée interne	329
D.1	Marée interne semi-diurne	329
D.2	Marée interne quart-diurne	330
E	Evolution temporelle des WEofs monivariés de la marée barotrope	333
E.1	Marée interne semi-diurne	333
E.2	Marée interne quart-diurne	334

Première partie

Introduction

Après la signature du protocole de Kyoto en 1997, les états européens se dotent aujourd'hui de moyens d'action pour réduire l'émission des gaz à effets de serre responsables du réchauffement climatique. Mais le processus est amorcé et les premiers signes de ce changement ne tarderont pas à être ressentis au niveau de l'océan côtier, par anticipation d'un phénomène plus global. *Hare et Mantua* suggèrent en effet que le changement climatique pourrait être étudié avec plus de succès à partir des organismes marins que des variables climatiques. Les plateaux continentaux sont situés entre les régions émergées et l'océan profond. Ils constituent une zone d'échanges importants de chaleur et de CO₂ entre l'atmosphère et l'océan profond dans les régions de convection et d'upwellings. Sensibles et fragiles, les régions côtières sont soumises à une forte pression démographique et industrielle. Le rejet de substances anthropiques polluantes dans notre environnement marin constitue une réelle menace pour la survie des espèces. Des pollutions de toutes sortes guettent nos côtes quotidiennement, depuis la nappe d'hydrocarbures formée lors de dégazages sauvages des navires jusqu'à la multiplication des algues toxiques, comme la *Caulerpa taxifolia* (connue aussi sous le nom d' "algue tueuse") qui avait déjà colonisé dix mille hectares méditerranéens en 2000. Parmi les enjeux essentiels dans ces régions, le développement durable, le management des ressources sous-marines et le contrôle de la pollution sont autant de challenges qu'il faut relever. Il est donc primordial de bien connaître la dynamique océanique côtière et ses caractéristiques hydrologiques.

La façon la plus naturelle d'étudier l'océan est de procéder à la mesure in-situ des paramètres d'intérêts. Toutefois, le coût élevé de ce type d'études et les difficultés rencontrées lors de la mise en oeuvre des mesures à la mer permettent seulement l'obtention de données d'extension spatiale et temporelle limitée. De plus, la complexité de la physique océanique demande souvent une investigation de plusieurs paramètres simultanément pour bien comprendre les processus mis en jeu. Pour pallier au manque d'informations sur les données, on représente donc la dynamique océanique à l'aide d'équations mathématiques, résolues par des modèles analytiques et numériques. Ces derniers demandent une discrétisation spatiale du domaine simulé et permettent de prendre en compte l'hétérogénéité de la topographie et des conditions aux limites complexes. Les solutions analytiques, par contre, supposent que la géométrie du domaine est relativement simple, elles sont très utiles pour comprendre la physique en amont.

Pour valider la bonne représentation des différents processus décrits par les modèles, on compare la physique reproduite à la réalité des observations. De cette manière, les modèles peuvent être vus comme des extrapolateurs des données in-situ.

L'océan côtier : des besoins spécifiques

L'océan côtier abrite une physique complexe et des processus non-linéaires importants. Les plateaux continentaux sont soumis à l'influence conjointe du vent, de la marée, des apports d'eau douce depuis les estuaires des fleuves, et de la circulation du large.

Les régions côtières sont donc impliquées dans un grand nombre de processus d'échelles spatio-temporelles très différentes. Les échelles temporelles vont de quelques secondes dans le cas des ondes de tempête à la saison pour les ondes piégées à la côte. En outre, plusieurs processus d'échelles comparables peuvent être en présence au même moment.

Dans le cadre de ce mémoire, nous nous intéressons en particulier à la génération et à la propagation des ondes internes de gravité dans le golfe de Gascogne.

La nature des ondes internes dépend des caractéristiques spatiales et temporelles du forçage (*Levine, 1999*). Il est parfois possible de relier les ondes internes observées à un mécanisme de forçage spécifique. C'est le cas par exemple de la marée qui génère des ondes internes de marée périodiques. Mais à cause de la complexité des interactions non-linéaires et de la superposition des processus, la relation entre les ondes observées et leurs sources de génération est souvent loin d'être triviale. On pourrait par exemple imaginer que des ondes internes soient générées dans la même gamme de fréquences par la marée et par le vent.

Dans cette logique, notre approche est orientée "échelles de processus" plutôt que "processus". Elle consiste notamment à étudier les interactions non-linéaires entre les processus, plutôt que de considérer chacun indépendamment. L'utilisation des techniques de traitement du signal nous permet de parvenir à cet objectif.

Des outils de localisation fréquentielle et temporelle comme l'analyse en ondelettes sont utilisés en géophysique depuis une quinzaine d'années. La combinaison de cette méthode avec une analyse en composantes principales multivariée (pour la recherche des corrélations spatiales) permet de localiser dans le temps, en fréquence et dans l'espace (3D) la variabilité des champs physiques. Cette méthode est appelée analyse WEof, pour "Wavelet Empirical orthogonal function".

La marée

Lorsqu'on parle de la marée océanique, il s'agit en fait de la marée d'origine astronomique ou plus exactement du mouvement oscillatoire du niveau de la mer résultant de l'attraction des astres, la Lune et le Soleil, sur les particules liquides terrestres. Plus globalement, les grands lacs, l'atmosphère et la croûte terrestre sont eux aussi soumis à des phénomènes de marée, mais dans des proportions moindres. Mais c'est à cause de la marée océanique que l'on peut voir depuis les côtes qui bordent l'océan l'alternance d'une hausse et d'une baisse du niveau de l'océan deux fois par jour (marées semi-diurnes). Le phénomène de marée est bien connu des habitants de la côte Atlantique française, où son amplitude est particulièrement importante. Dans la baie du Mont Saint-Michel, la dénivellation entre marée haute et marée basse peut atteindre plus de 14 mètres. C'est une des zones de l'océan mondial où les marées sont les plus fortes. L'étude de l'environnement côtier passe donc par une bonne connaissance de la marée dans cette zone.

L'observation des marées terrestres remonte à l'aube des temps. Les premières traces

écrites relatives à leur existence datent de l'antiquité. Lors de ses voyages, le grec Pythéas (250 Av J.C.) est le premier à faire le lien entre les marées et la Lune, il remarque l'existence de deux marées hautes et deux marées basses journalières sur les côtes britanniques.

Au premier siècle de l'ère chrétienne, le romain Pline l'Ancien fait une remarque intéressante : *"Jamais les marées ne se reproduisent au même moment que le jour précédent, comme si elles haletaient par la faute de l'astre avide qui attire à lui les mers pour s'abreuver"*. En fait, il vient de découvrir que les marées n'étaient pas purement semi-diurnes. Il suppose alors que c'est l'influence de la position des astres, la Lune et le Soleil, qui serait à l'origine de la baisse et la hausse du niveau de la mer qu'il observe deux fois par jour.

Aujourd'hui, notre connaissance des phénomènes de marée s'est enrichie de plusieurs siècles de travaux réalisés par les plus grands scientifiques. Mais le processus de marée interne reste encore mal connu et il nécessite un effort d'investigation particulier.

Lorsque les courants de marée rencontrent des variations topographiques importantes, au niveau des talus continentaux et des canyons, ils génèrent des oscillations internes qui vont ensuite se propager à la même fréquence de part et d'autre du talus : ces ondes internes correspondent à ce que l'on appelle la marée interne.

L'existence des ondes internes en océan peu profond soulève plusieurs questions. D'abord, quelles sont les différences avec la propagation dans l'océan profond ? L'identification des différences pourrait donner des indices sur la nature des processus qui permettent le maintien des ondes internes océaniques. En outre, les ondes internes contribuent à générer de la turbulence. Une meilleure connaissance de leur impact sur les processus de mélange permettrait de mieux paramétrer les processus turbulents dans les modèles de circulation côtière. Au niveau des talus, le mélange induit par les ondes internes semble jouer un rôle très important dans le mélange de l'océan profond (*Munk et Wunsch, 1998*). En zone côtière, l'existence des ondes internes et plus particulièrement des marées internes semble affecter les processus de remise en suspension des sédiments, impliquer la formation de fronts froids et l'existence de tâches froides au-dessus des talus. Ces eaux, riches en nutriments, permettent à la vie de se développer durant le printemps.

Dans le champs des applications, il est important de savoir comment le champ d'ondes internes peut modifier les propriétés optiques du milieu et la propagation acoustique (*Colosi et al., 1994*). Par ailleurs, le Centre Militaire d'Océanographie français s'intéresse particulièrement à cette question dans le golfe de Gascogne, au niveau de la zone stratégique du talus Armoricaïn, pour répondre aux besoins de la lutte sous-marine (amélioration d'utilisation des sonars...). *Darras et al. (1994)* ont en effet montré l'influence de la marée interne sur la propagation acoustique dans le golfe de Gascogne. Elle déforme le champs célérimétrique en générant des gradients horizontaux de vitesse du son et en modifiant localement la valeur du maximum de célérité. Les rayons sonores sont déviés de leur trajectoire, et l'allure générale du champs sonore est modifiée.

Il est aussi nécessaire de connaître les courants de marée lors de la prédiction de la dérive des nappes de contaminants, dont les exemples les plus récents et malheureux sont les catastrophes du Prestige et de l'Erika. En effet, la dérive des nappes de pétrole à la surface de l'océan est fortement influencée par le vent, mais également par les courants en surface auxquels la marée contribue de manière importante.

De plus, les marées, le vent, les vagues et les courants sont autant de facteurs qui agissent

sur les variations du niveau de la mer. Au large, l'élévation de la surface libre de l'océan due à la marée représente plus de 80 % de la variabilité du niveau de la mer (*Roblou, 2001*). Le signal de marée est tellement important à l'échelle globale qu'il empêche d'accéder au signal de circulation océanique étudié par de nombreux océanographes et météorologues. Il faut donc retirer au mieux ce signal de marée des mesures effectuées pour accéder à l'information sur la circulation océanique (*Ray et Woodworth, 1997*). Or les marées internes induisent des mouvements de la surface libre, certes moins importants que ceux de la marée barotrope, mais non négligeables.

Objectifs et développements de la thèse

La génération des ondes internes au niveau du talus continental du golfe de Gascogne s'accompagne d'un transfert d'énergie depuis les marées barotropes qui se propagent en surface (*Simpson, 1998*), et donc depuis le Soleil et la Lune. Cette dissipation d'énergie, en mettant à disposition de l'énergie turbulente pour participer au processus de mélange, a un impact très important sur la circulation océanique générale (*Sjöberg et Stigebrandt, 1992; Munk et Wunsch, 1998*) et donc sur le climat. La quantification du transport méridien de chaleur au niveau de l'océan est cruciale pour la prévision climatique.

La marée interne est un processus complexe, la présentation de la modélisation réalisée à l'aide du modèle côtier SYMPHONIE sera donc précédée d'un inventaire des différentes connaissances acquises, en particulier des approches théoriques (modèles analytiques de Baines...) qui ont permis notre étude.

La modélisation orientée "échelles de processus" (spatiales et temporelles) nous permettra d'étudier les marées internes par gammes de fréquences et de tenter de comprendre les différents mécanismes qui lui sont associés. Elle est réalisée grâce au développement de l'outil d'analyse WEOF qui permet d'extraire les processus d'une physique complexe en fonction de leur gamme de fréquence et de les localiser dans le temps et dans l'espace. Le potentiel de la méthode sera présenté en détails sur des cas académiques d'ondes internes, générées à la même fréquence ou localisées dans l'espace.

Les caractéristiques des marées internes modélisées dépendent à la fois de la marée barotrope, de la bathymétrie et de la stratification.

Nous commencerons donc par décrire et valider (grâce aux observations) la propagation des marées barotropes dans le golfe de Gascogne d'une modélisation bi-dimensionnelle.

Puis, nous présenterons les caractéristiques des marées internes à l'aide du modèle tri-dimensionnel SYMPHONIE initialisé par la stratification du mois de septembre 1994 homogène sur l'horizontale. Nous présenterons d'abord une étude de la composante totale de la marée interne, puis des ondes diurnes (se propageant avec une périodicité proche de 24 heures), semi-diurnes (12 heures) et quart-diurnes (6 heures), réalisée à l'aide de la méthode WEOF. Nous verrons en particulier par quels mécanismes sont générées ces ondes supérieures encore mal connues.

Afin de quantifier la perturbation totale de l'élévation de la surface produite par la présence des marées océaniques, nous étudierons également la signature des ondes internes en surface, dans les gammes de fréquence indiquées précédemment. Nous verrons à cette occasion l'influence des processus tri-dimensionnels sur la marée modélisée en surface.

Notre modélisation de la marée interne automnale du mois de septembre 1994 fait suite à une étude réalisée par *Pichon et Correard* (2006). Pour évaluer la capacité du modèle SYMPHONIE à représenter les ondes internes, nous comparerons nos résultats de marée interne à ceux issus d'une configuration du modèle MICOM (*Bleck et Smith*, 1990) validée par *Pichon et Correard* (2006) pour la même période. La validation des marées internes modélisées fera ensuite l'objet d'une comparaison aux observations de la campagne MINT94 du SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine).

La dernière phase de l'étude consiste à comprendre les différences entre ondes internes modélisées et observées et à améliorer leur représentation par le modèle. Dans un premier temps, des tests de sensibilité à la résolution du modèle ainsi qu'à la paramétrisation et au calcul du mélange seront présentés. Puis, la sensibilité du modèle à la stratification initiale fera l'objet d'une étude réalisée pour des conditions de stratification estivale et hivernale. Nous ferons aussi appel à un cas innovant d'utilisation d'une stratification tri-dimensionnelle.

Enfin, ce point est traité à l'aide d'une modélisation stochastique d'ensemble (*Even-*sen**, 1994) qui consiste à perturber la stratification initiale pour préciser le type d'erreurs associées.

Deuxième partie

Transferts d'énergie et marée : de
l'océan global au golfe de Gascogne

Chapitre 1

Caractéristiques hydrologiques

1.1 Hydrologie de l'océan global

Dans l'océan, on retrouve deux couches principales quelle que soit la zone étudiée : une couche supérieure soumise aux échanges avec l'atmosphère qui a des caractéristiques proches de celles de la surface et une couche inférieure qui n'évolue pratiquement pas, et dont la température est caractéristique des grandes profondeurs. Entre ces deux couches, la décroissance en température est très rapide avec la profondeur (thermocline permanente), et on note parfois la présence d'une troisième couche.

1.2 Hydrologie du golfe de Gascogne

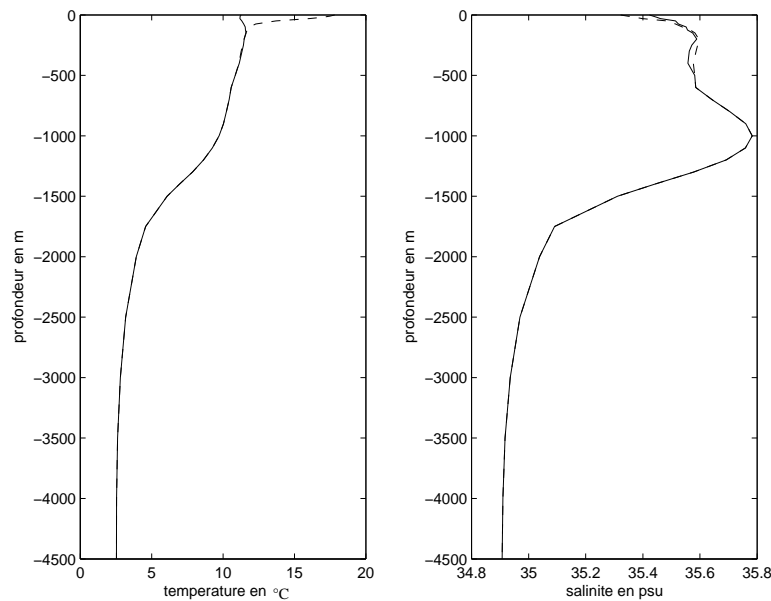


FIG. 1.1 – Profils hydrologiques typiques du golfe de Gascogne : température et salinité LEVITUS94 moyennées sur l'horizontale de la zone étudiée. La courbe en trait plein représente la couche de mélange hivernale entre 0 et 400 m et la courbe en pointillés la thermocline saisonnière estivale de 20 à 90-100 m environ, surplombée par la couche de mélange en été. En-dessous, jusqu'à 600 m, se trouve l'Eau Centrale Nord-Atlantique. Puis, de 600 à 1500 m de profondeur, on est en présence de l'Eau Méditerranéenne, et en-dessous de l'Eau Profonde Nord-Atlantique et de l'Eau Antarctique de Fond.

Le golfe de Gascogne est une zone située dans l'Atlantique Nord-Est (20 à 50°N). Celui-ci est caractérisé par la présence de trois couches (figure 1.1 et *van Aken*, 2000) :

- la couche supérieure : elle s'étend sur 500 m, constituée de la couche de mélange, de la thermocline saisonnière et de l'Eau Centrale Nord-Atlantique,
- la couche intermédiaire : de 500 à 1500-2000 m, constituée de l'Eau Méditerranéenne,
- la couche inférieure : plus profonde, qui est occupée par l'Eau Profonde Nord-Atlantique et l'Eau Antarctique de Fond.

1.2.1 La couche supérieure

La *couche supérieure de l'océan* n'est pas la même en été et en hiver. En hiver, l'atmosphère se refroidit et les eaux de surface sont brassées sous l'influence des dépressions atmosphériques plus fréquentes. La couche de mélange de surface est donc plus froide et plus épaisse.

Au printemps, le réchauffement atmosphérique entraîne un flux de chaleur vers l'océan, conjointement à la turbulence induite par le vent qui homogénéise la température sur une

quarantaine de mètres. Cette couche de mélange estivale se réchauffe au printemps et surtout en été, où elle surplombe la thermocline saisonnière très marquée vers 50 m de profondeur (fort gradient de température sur la figure 1.1). Puis cette couche de mélange s'épaissit et se refroidit jusqu'à l'hiver suivant.

La masse d'eau qui se trouve en-dessous de la couche supérieure est constituée de l'*Eau Centrale Nord-Atlantique*. En hiver, la couche de mélange isotherme atteint de grandes profondeurs et sa partie inférieure est intégrée dans l'Eau Centrale Nord-Atlantique.

1.2.2 La couche intermédiaire

La couche située entre 600 et 1500 m de profondeur est constituée de l'*Eau Méditerranéenne* qui résulte de mélanges au niveau du détroit de Gibraltar entre une Eau Méditerranéenne qui transite par le golfe de Cadix, où elle a tendance à plonger pour former une anomalie chaude et salée, avec l'Eau Centrale Nord-Atlantique. Cette anomalie chaude et salée est surtout présente au sud de 45°N. La partie supérieure de cette masse d'eau est caractérisée par une faible décroissance de la température et un accroissement de la salinité en profondeur. Sa partie inférieure est caractéristique de l'océan profond. Entre les deux, au niveau du cœur de l'Eau Méditerranéenne (vers 1000 m), la salinité atteint un maximum et le gradient de température est inversé.

Au Nord-Ouest, à la frontière du golfe de Gascogne, on peut distinguer une masse d'eau entre 600 et 1500 m qui est caractérisée par un minimum de salinité vers 800 m qui se distingue de l'Eau Méditerranéenne : l'*Eau Sub-Arctique Intermédiaire*.

Vers 1500 m, on retrouve aussi une eau riche en oxygène dissous, particulièrement froide et peu salée : l'*Eau de la Mer du Labrador*, présente au Nord de la zone (OSPAR, 2000).

1.2.3 La couche inférieure

Enfin, les eaux de fond au-delà de 1500 m de profondeur sont relativement homogènes. Ce sont des eaux froides (2 à 3°C) constituées de l'*Eau Profonde Nord-Atlantique* qui s'écoule depuis la mer de Norvège et de l'*Eau Antarctique de Fond* (pour des profondeurs supérieures à 4000 m) qui s'écoule depuis le Sud et longe le relief le long du talus ibérique avant de rentrer dans le golfe de Gascogne à l'Ouest du banc de Galice, après quoi elle rejoint la plaine abyssale.

1.2.4 Variabilité saisonnière

L'hydrologie du golfe de Gascogne est donc hétérogène et présente une forte variabilité saisonnière, tant en profondeur (apparence de la thermocline saisonnière) qu'en surface (cf figure 1.2). En effet, par rapport à la stratification estivale de surface que nous venons de décrire, la situation hivernale est inversée au niveau de la côte ibérique avec l'arrivée d'eaux plus chaudes qui s'écoulent le long de la pente espagnole vers le Nord. Jusqu'au printemps, le plateau continental est quant à lui marqué par la présence des eaux froides en provenance des estuaires de la Loire, de la Gironde et de l'Adour, qui provoquent une inversion du profil vertical de température.

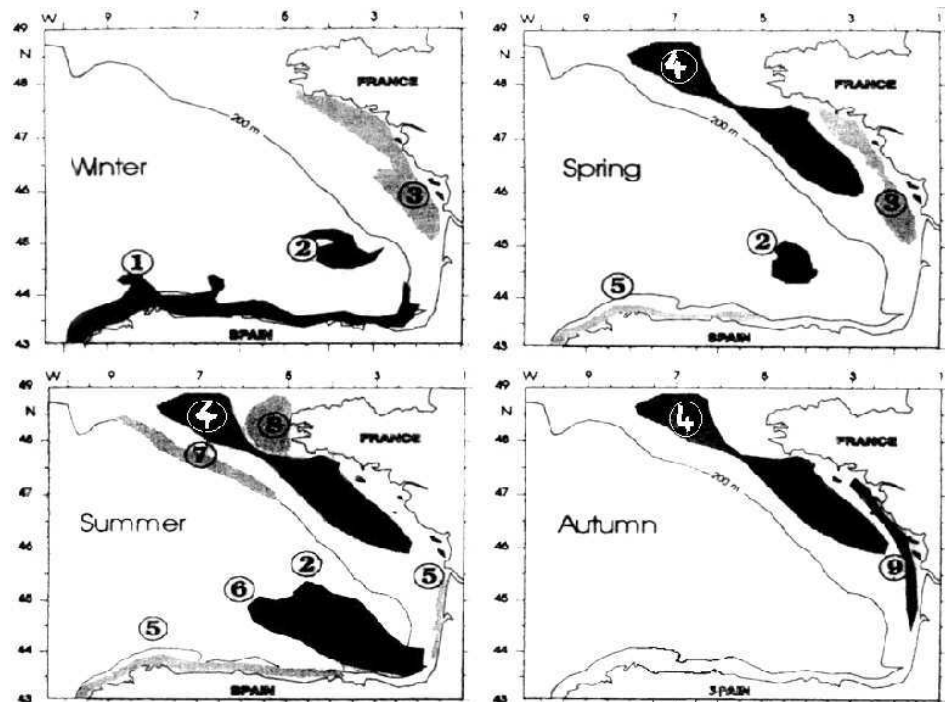


FIG. 1.2 – Principales structures hydrologiques du golfe de Gascogne : 1 courant chaud d'hiver, 2 sweddies (Pingree et Le Cann, 1992), 3 panache fluvial, 4 "bourrelet froid" vers 100 m de profondeur constitué d'eaux froides au Sud de la Bretagne et en mer d'Iroise (associé à la faiblesse des courants de marée qui ne brassent que les eaux de surface et n'entravent pas la formation de la thermocline saisonnière), 5 upwelling, 6 eaux chaudes de la baie, 7 fronts de pente, 8 fronts de marée, 9 "langue d'eau chaude".

D'après Koustikopoulos et Le Cann (1996)

Chapitre 2

Des puits d'énergie

2.1 La marée et les processus de mélange associés à l'échelle globale

2.1.1 La marée comme élément indispensable du mélange océanique

L'existence des marées internes dans l'océan est un sujet d'étude à part entière, mais l'intérêt que leur présence a suscité chez les océanographes des dernières décennies peut être attribué à leur rôle de catalyseur des processus de mélange en océan profond. En effet, la génération des marées internes s'accompagne d'un transfert d'énergie de l'océan de surface vers l'océan pélagique (*Simpson, 1998*). Cette dissipation d'énergie, en mettant à disposition de l'énergie turbulente pour participer au processus de mélange, a un impact très important sur la circulation océanique générale (*Sjöberg et Stigebrandt, 1992; Munk et Wunsch, 1998*) et donc sur le climat (la quantification du transport méridien de chaleur au niveau de l'océan est cruciale pour la prévision climatique).

La circulation méridienne de grande échelle, et plus particulièrement le transport de chaleur associé, a fait l'objet d'une première étude par *Sandström* (1908). Celui-ci conclut que l'océan, qui se réchauffe ou se refroidit le long du même géopotentiel (ou se réchauffe à un géopotentiel plus haut que celui auquel il se refroidit), présente une circulation convective très faible, significative seulement dans les couches de surface sur de faibles profondeurs. Mais *Jeffreys* (1925) met en difficulté le "théorème de Sandström" (*Wunsch et Ferrari, 2004*) en affirmant qu'il n'était plus valable s'il existait un mélange turbulent capable d'apporter les eaux plus chaudes du globe vers des géopotentiels plus bas que celui de la région de convection initiale. Dans la première moitié du 20^{ème} siècle, pourtant, le problème de la dissipation de la marée était considéré comme résolu (*Jayne et St. Laurent, 2001*). On pensait que la part de la dissipation de la marée en océan profond était négligeable, et *Lamb* (1945) a écrit à ce sujet : "Les courants de marée en plein océan sont en fait tellement faibles que les effets de friction associés sont négligeables, même d'un point de vue astronomique. Dans les eaux peu profondes, les mers fermées étroites et les estuaires, par contre, ils deviennent très exagérés à cause de l'inertie de l'eau et de la configuration du plancher océanique et des côtes. Il apparaît maintenant établi (*Taylor, 1919; Jeffreys, 1920*) que la dissipation totale d'énergie dans ces régions, dépensée finalement par la rotation de la Terre, est comparable à ce qu'on attend des déductions astronomiques."

Ignorant les phénomènes de convection intenses dans les océans, les recherches sur un

éventuel mécanisme de mélange ne furent pas poussées plus avant.

Pour comprendre le rôle du mélange dans l'océan, il suffit de considérer le cas simple de la circulation océanique de grande échelle telle que nous la connaissons aujourd'hui (Garrett, 2003). Aux hautes latitudes, les eaux froides et denses plongent vers le plancher océanique. En l'absence d'autres influences que la convection, ces eaux rempliraient peu à peu les différents bassins en 3000 ans, en restant froides jusqu'à ce qu'elles atteignent les couches superficielles de l'océan de quelques dizaines de mètres d'épaisseur. Or l'océan présente des variations de température, et donc de stratification, bien plus graduelles lorsqu'on descend le long de la colonne d'eau. Les upwellings d'eaux froides doivent donc être compensés par un autre mécanisme : c'est le mélange qui permet d'amener de la chaleur vers le fond.

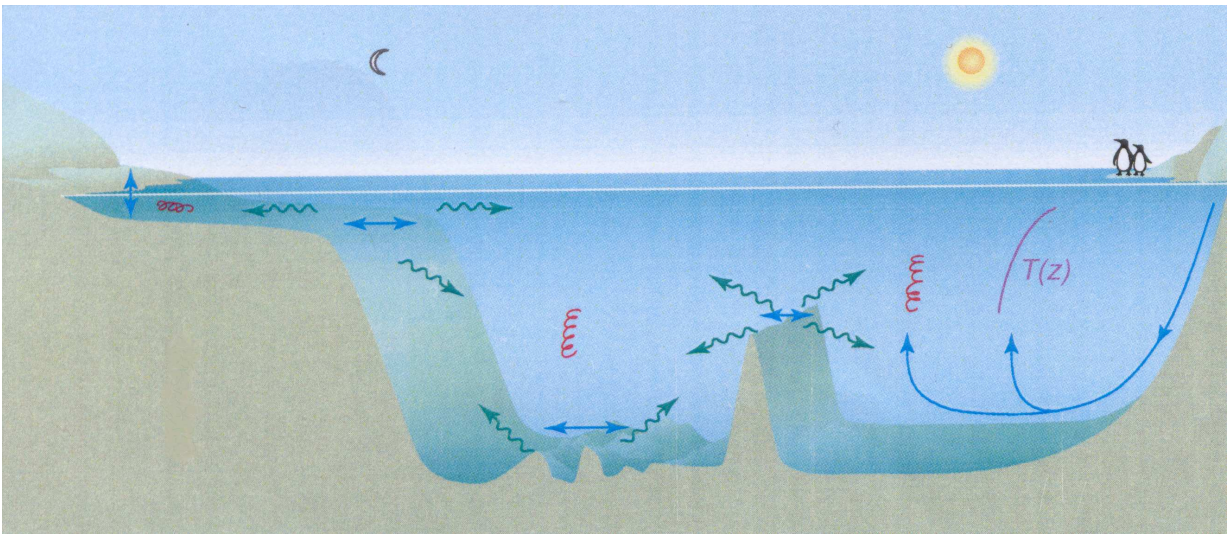


FIG. 2.1 – Les marées dans l'océan. (A gauche) Le flux et le reflux des courants de marée génèrent des ondes internes au niveau des talus et au-dessus des accidents topographiques de l'océan profond. Ces ondes internes peuvent générer de la turbulence et du mélange. (A droite) Ce mélange joue un rôle dans le maintien d'une transition graduelle entre les eaux réchauffées par le Soleil en surface et les upwellings froids d'eaux denses formées aux hautes latitudes. $T(z)$ indique que le profil de température est fonction de la profondeur z .

Source : Garrett (2003), figure p.1859

Munk (1966) postule que pour un équilibre calorifique dans l'océan profond la diffusion diapycnale doit compenser les upwellings de grande échelle associés à la production d'eaux profondes et à la convection dans les hautes latitudes. Sa théorie amène à une paramétrisation spécifique de la stratification qui est obtenue en considérant que la moyenne temporelle de la circulation thermohaline est caractérisée par des vitesses de grande échelle \bar{u} , \bar{v} et \bar{w} qui sont régies par une équation d'équilibre statique :

$$\bar{u}\bar{T}_x + \bar{v}\bar{T}_y + \bar{w}\bar{T}_z = \kappa\bar{T}_{zz} \quad (2.1)$$

où la barre indique la moyenne temporelle de grande échelle sur une période. Dans ce cas simplifié, la température détermine la structure en densité. Le transfert d'énergie cinétique en énergie potentielle par le déferlement des ondes internes (générées conjointement sous

l'effet du vent en surface et de la marée au niveau de la topographie du fond) est paramétré par la diffusion diapycnale, avec une diffusivité κ , et des surfaces isothermes considérées quasi-horizontales (ici diapycnale est un synonyme de verticale). Ce mécanisme implique l'influence de la marée sur la stratification (voir figure 2.1), en compétition avec des flux de chaleur à l'interface avec l'atmosphère, l'action des vents et les forçages thermohalins.

2.1.2 Les transferts d'énergie associés

La diffusion diapycnale dans un fluide stable stratifié requiert de l'énergie mécanique. L'importance de la circulation méridienne et des flux de chaleur associés n'est donc pas limitée par les flux de chaleur des hautes latitudes mais par l'énergie disponible pour le retour des eaux profondes vers les couches de surface.

Munk (1966) estime à $10^{-4}m^2/s$ la diffusivité turbulente diapycnale capable de lutter pour amener assez de chaleur et maintenir la stratification abyssale contre un upwelling global associé à 25 Sverdrup ($1Sv = 10^6m^3/s$) de formation d'eaux profondes. Des calculs plus récents (*Munk et Wunsch*, 1998) confirment ces résultats mais interprètent cette valeur de la diffusivité comme un substitut à des zones bien identifiées de mélange intense, depuis lesquelles les masses d'eau seraient exportées vers l'intérieur de l'océan. Ils ont montré que pour maintenir la distribution en densité de l'océan abyssal global, en utilisant la climatologie Levitus et en considérant une formation de 30 Sverdrups d'eaux profondes, il faudrait une énergie de 2.1 TW (terawatts).

Parmi les candidats capables de mettre de l'énergie à disposition, *Munk et Wunsch* (1998) citent les vents, les flux de chaleur à l'interface avec l'atmosphère, les échanges d'eau douce avec l'atmosphère, le réchauffement géothermique au fond et les marées.

Il y a possibilité d'un transfert d'énergie cinétique en surface en énergie potentielle utilisée par la marée interne (annexe1).

Bell (1975) a étudié la génération des marées internes par interaction des courants de marée avec la topographie, il a trouvé que la dissipation d'énergie associée était non négligeable dans certaines zones du monde, et que le flux total d'énergie interne représente environ 10% de la dissipation totale de l'énergie de la marée astronomique.

a Contributions énergétiques nécessaires au maintien de la stratification abyssale

La figure 2.2 résume les principales contributions énergétiques nécessaires au maintien de la stratification en océan profond. Le vent et la marée fournissent quasiment toute l'énergie nécessaire, à part égale (environ 1 TW chacun). La Lune, en majorité, mais aussi le Soleil, fournissent une énergie de 3.7 TW utilisables par les marées. Cette valeur est en accord avec les observations de la récession de la Lune de 38 mm/an effectuées par *Dickey et al.* (1994). De cette énergie, 3.5 TW sont utilisés par la marée astronomique, dont les 2/3 par la marée semi-diurne M2. D'après une estimation d'*Egbert* (1997), bien que la plus grande partie de l'énergie soit perdue dans les zones peu profondes, 0.9 TW de l'énergie de la marée astronomique totale est perdue au-dessus des dorsales océaniques, dont 0.2 à 0.6 TW radiés sous forme de marées internes, source majeure présumée pour la turbulence pélagique. Le reste pourrait être constitué d'une énergie de marée barocline piégée, dissipée localement ou associée à une conversion directe en dissipation turbulente.

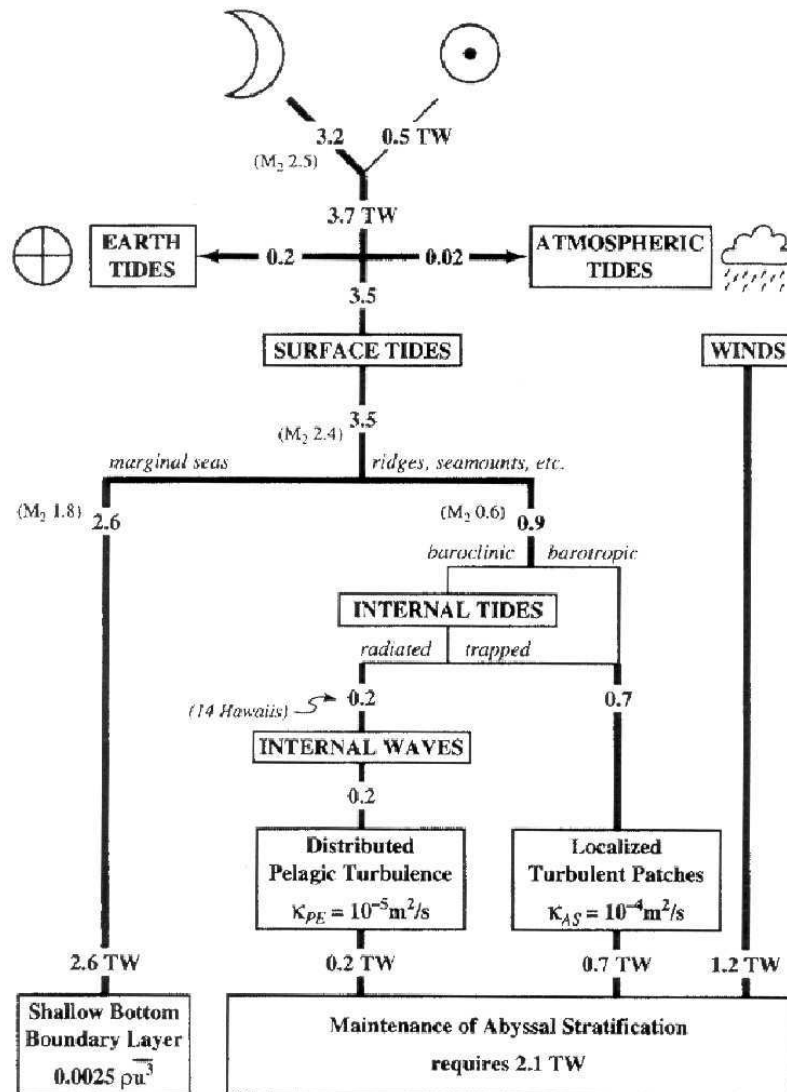


FIG. 2.2 – Budget énergétique du flux de marée. Le puits d'énergie traditionnel correspond aux couches limites de fond sur les mers marginales. Les résultats préliminaires de Egbert (1997) basés sur l'altimétrie TOPEX/POSEIDON suggèrent que 0.9 TW (comprenant 0.6 TW associés à M_2) sont dissipés le long des dorsales océaniques et des monts sous-marins. Les lignes fines correspondent à ce qui est spéculé sans aucune validation à l'aide d'observations. "14 Hawaiiis" renvoie à une tentative d'extrapolation globale des résultats de dissipation des marées externes vers les marées internes obtenus à Hawaii, mettant à disposition 0.2 TW pour la génération d'ondes internes. L'apport d'énergie par le vent est extrait de l'estimation de Wunsch (1998), à quoi on rajoute 0.2 TW pour équilibrer le budget énergétique. Cette énergie supplémentaire est identifiée comme l'apport des ondes internes générées par le vent qui sont émises vers les abysses et qui contribuent aux processus de mélange.

Source : Munk et Wunsch (1998), figure 4 p.1991

A ce stade, les 0.9 TW disponibles ne suffisent pas pour maintenir une stratification abyssale qui requiert 2.1 TW. La puissance de la marée disponible pour le mélange est suffisante pour expliquer celui-ci si l'on considère les mesures pélagiques associées à des valeurs de $10^{-5}m^2/s$ de diffusivité turbulente (*Ledwell et al.*, 2000). Mais elle est inférieure d'un facteur 2 à ce qu'il faudrait pour entretenir la stratification abyssale ($\kappa = 10^{-4}m^2/s$). Les chiffres sont donc encore incertains, et les estimations se précisent peu à peu.

Selon *Alford* (2003), le rôle du vent serait surestimé par *Munk et Wunsch*, du fait que le besoin en énergie nécessaire au mélange se situerait entre 2 TW et une valeur de 0.6 TW proposée par *Webb et Sugimotohara* (2001). Seulement 0.5 TW seraient apportés par le vent, avec une dominance de l'apport d'énergie par la marée, et une contribution mineure viendrait également des ondes internes non-tidales générées à basse-fréquence, par frottement des courants en interaction avec les accidents de topographie. Ce résultat n'a pas été repris par *Wunsch et Ferrari* (2004), qui conservent une partie du schéma obtenu en 1998, avec deux modifications majeures (figure 2.3) : ils prennent en compte la génération de tourbillons méso-échelles, et l'apport par le vent n'est plus introduit directement dans le budget du mélange abyssal. L'énergie est dans un premier temps perdue par instabilités, avec une composante mineure susceptible de participer au processus de mélange dans les zones de fractures. Dans ce nouveau schéma, les ondes internes occupent une place importante dans le mélange intérieur et aux frontières, qu'elles soient générées par la marée ou par le vent, ou par une rupture de l'équilibre méso-échelle. Il reste donc beaucoup d'incertitudes liées aux processus de dissipation de l'énergie à l'intérieur de l'océan.

b Energie : où est-elle dissipée ?

Sjöberg et Stigebrandt (1992) indiquent par exemple que toute l'énergie transférée aux marées internes est dissipée sur une distance de 1° à partir du lieu de génération. Mais les résultats théoriques de *D'Asaro* (1991) et les observations satellitaires (*Egbert et Ray*, 2000) indiquent qu'une forte dynamique de marée interne est présente loin des zones de génération. La génération des marées internes au niveau des forts gradients de topographie s'accompagne de la génération de turbulence dans l'océan stratifié et ces ondes internes peuvent transmettre leur énergie sur de longues distances et mélanger le fluide loin du lieu de génération par interaction avec d'autres gradients topographiques (*Rudnick et al.*, 2003). De plus, contrairement au vent, la marée constitue un forçage sur toute la colonne d'eau et est donc bien adaptée au mélange de l'océan profond.

Dans le budget énergétique de la figure 2.3, on voit que 2.6 TW sont dissipés sur les plateaux et les mers peu profondes. Cette énergie disponible est donc susceptible de participer à de nombreux processus.

c Quantification du transfert d'énergie de la marée barotrope vers la marée barocline

A partir des observations altimétriques de l'élévation de l'océan de surface et de modèles (analytiques et numériques), l'énergie associée à la marée a pu être quantifiée (*Egbert*, 1997). Au départ, la dissipation d'énergie a souvent été associée aux couches de fond dans les mers peu profondes, mais la conversion des marées de surface en marées internes par interaction avec la topographie dans l'océan profond est devenue une autre source d'explication au

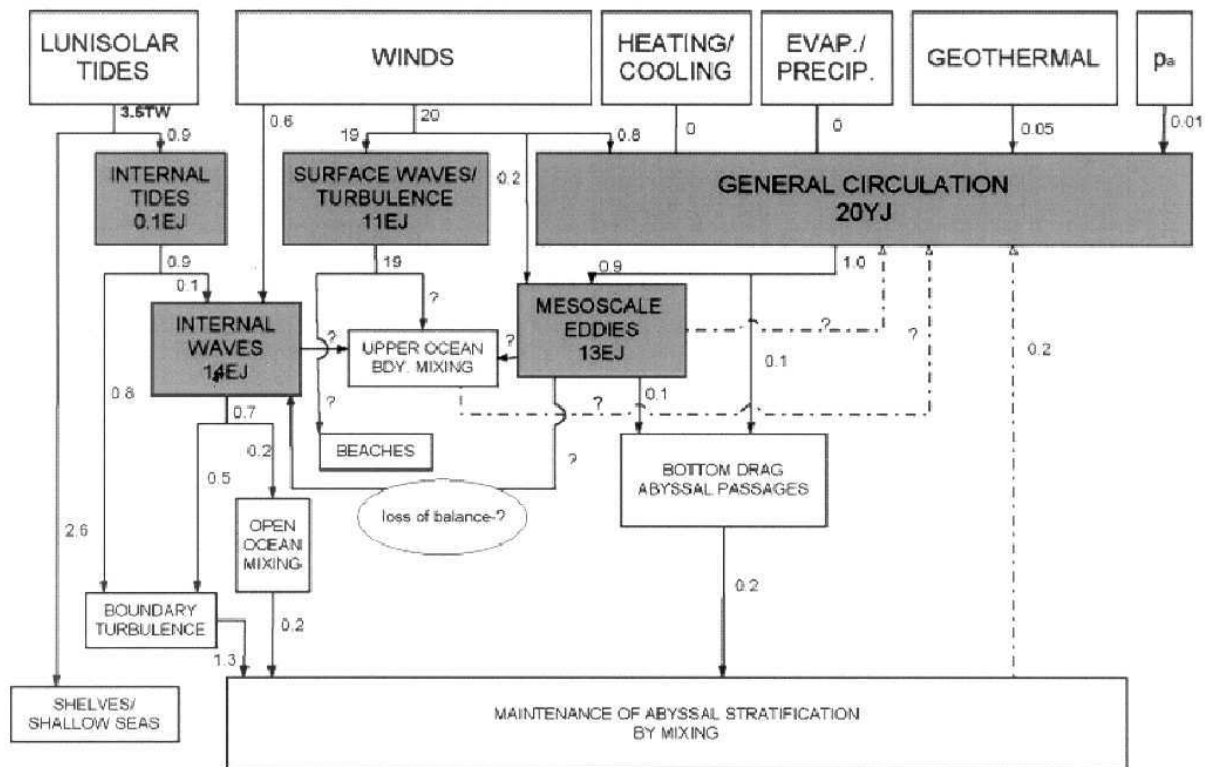


FIG. 2.3 – Budget d'énergie de Strawman pour la circulation globale océanique, avec des incertitudes d'un facteur 2 à 10. Les boîtes de la première rangée sur la verticale représentent les sources possibles d'énergie. Les boîtes de couleur sombres correspondent aux réservoirs d'énergie principaux dans l'océan, avec des valeurs grossières pour l'énergie données en exajoules (EJ) 10^{18} J, et yottajoules (YJ) 10^{24} J. Les flux vers et depuis les réservoirs sont en terrawatts (TWs). L'apport de la marée (Munk et Wunsch, 1998) de 3.5 TW est le seul chiffre précis ici. Pour l'ensemble des mécanismes associés au vent on considère une valeur moyenne dans la gamme de résultats estimés par Lueck et Reid (1984) ; l'apport par le travail net du vent sur la circulation générale est extrait de Munk et Wunsch (1998). Les valeurs liées aux processus de réchauffement, refroidissement, évaporation et précipitation sont toutes tirées de Huang et Wang (2003). La valeur donnée pour les ondes de surface et la turbulence est pour les ondes de surface seulement, comme estimée par Lefevre et Cotton (2001). L'énergie des ondes internes estimée correspond à la valeur trouvée par Munk (1981) ; l'estimation de l'énergie des marées internes provient de Kantha et Tierney (1997) ; l'estimation de Wunsch (1975) est quatre fois plus grande. Oort et al. (1994) ont estimé l'énergie de la circulation générale. L'énergie de la méso-échelle est tirée du spectre de Zang et Wunsch (2001). L'ellipse indique la possible importance d'une perte d'équilibre dans la géostrophie méso-échelle, avec formation d'ondes internes et mélange associé, mais dont on ne connaît pas l'importance. Les lignes pointillées indiquent de l'énergie qui est retournée à la circulation générale par mélange, et les valeurs associées sont dans un premier temps multipliées par Γ . Le mélange par les ondes internes dans l'océan ouvert inclue la contribution des couches peu profondes de l'océan.
Source : Wunsch et Ferrari (2004), figure 5 p.302

budget énergétique total pour la marée (*Wunsch*, 1975; *Schott*, 1977). En s'appuyant sur la théorie des rayons, *Baines* (1982) a développé un modèle de génération d'ondes internes qu'il a appliqué à toutes les régions de pentes océaniques du globe (voir chapitre 6.1). Il a trouvé que la plus grande partie de l'énergie était dissipée dans l'océan profond et non aux limites. *Morozov* (1995) a appliqué le modèle théorique de *Baines* au reste de l'océan et a estimé une conversion de 1.1 TW pour la composante semi-diurne de la marée, avec une contribution des dorsales océaniques de l'ordre d'un quart de l'énergie barotrope totale perdue. *Sjöberg et Stigebrandt* (1992) ont mis au point une méthode permettant de calculer le transfert d'énergie des marées barotropes vers les marées baroclines, connue sous le nom de "baroclinic wave drag" (que l'on pourrait traduire par résistance de la marée interne), à l'aide d'une topographie détaillée (représentée par des marches multiples) et pour une stratification variable. Ils trouvent la même valeur pour le transfert d'énergie associé à la marée semi-diurne (1.1 TW). Depuis, la quantité d'énergie associée aux marées semi-diurnes dissipée dans l'océan profond a été revue à la baisse. A l'aide des observations altimétriques du satellite TOPEX/Poséidon, *Egbert* (1997) l'a estimé à 0.5 TW et *Kantha et Tierney* (1997) à 0.4 TW, avec une dissipation maximum dans les zones de forts gradients bathymétriques. Poursuivant les travaux d'*Egbert*, *Gustafsson* (2001) trouve que la perte d'énergie est de 0.7 TW entre 70° N et 70° S pour des profondeurs supérieures à 1000 m. Cette valeur, proche de la précédente, correspond à un flux d'énergie moyen de $2.4 \times 10^{-3} W/m^2$. Mais la situation est très hétérogène. 97% de l'énergie seraient transférés sur seulement 10% des zones océaniques.

D'après la modélisation de *Lyard et Le Provost* (1997), si l'énergie apportée par le forçage astronomique est maximale au niveau de l'Océan Atlantique Sud (712 GW), le flux est ensuite dirigé vers le Nord, en direction de l'Océan Atlantique Nord, où près de 40% de l'énergie totale de marée astronomique est dissipée (avec un total de 2.4 TW pour M2 sur l'ensemble du globe). Le Plateau Continental Européen en dissiperait plus de 10% à lui seul. En outre, une part importante de l'énergie de la marée barotrope qui transite par le golfe de Gascogne est dissipée dans La Manche.

Le golfe de Gascogne présente une topographie originale, qui se caractérise par un large plateau et des variations brusques de topographie. Le plateau de la Mer Celtique et le plateau continental Armoricaïn au sud présentent des variations de profondeur qui vont de 200 à 4000m sur une distance moyenne horizontale de 60 km, d'après *Pingree et Mardell* (1981). Les marées internes qui sont générées au niveau des talus sont très énergétiques et le golfe de Gascogne est l'une des zones où l'énergie associée aux marées internes est la plus importante au monde (*Baines*, 1982).

2.1.3 Conclusion

La marée joue un rôle important dans le maintien de la stratification en océan profond et donc dans les échanges de chaleur entre l'océan et l'atmosphère.

La dissipation de l'énergie de la marée astronomique par génération d'ondes internes est relativement locale. Elle est très importante sur le plateau continental Européen (10% de l'énergie totale dissipée). Les ondes internes générées au niveau du talus du golfe de Gascogne sont très énergétiques, il s'agit donc d'une zone d'étude bien ciblée.

Les transferts d'énergie s'accompagnent comme on l'a vu de processus de mélange intense. Ceux-ci ont des répercussions hydrologiques, biologiques et chimiques très importantes.

2.2 Utilisation de l'énergie disponible dans le golfe de Gascogne

2.2.1 Transport sédimentaire

Des expériences menées en laboratoire ont permis d'étudier la nature de la couche limite turbulente produite par la réflexion des ondes internes au-dessus des pentes continentales (*Ivey et Nokes*, 1989). Au-dessus des plateaux continentaux et des pentes continentales, la turbulence de méso-échelle s'accompagne de la mise en mouvement des sédiments. *Cacchione et Drake* (1986) ont proposé un modèle conceptuel pour la génération et le maintien des couches néphéloïdes intermédiaires (riches en sédiments) au-dessus des plateaux et au niveau du talus, en relation avec le cisaillement turbulent. A partir d'observations en mer d'Irlande, au niveau du banc de Porcupine, *Dickson et McCave* (1986) ont attribué l'existence des couches néphéloïdes de fond et intermédiaires, qui émanent d'une zone du talus située entre 400 et 600 m de profondeur, à un mécanisme d'érosion du fond sous l'action des marées internes et d'ondes internes de haute fréquence. Selon leurs calculs, l'inclinaison du fond correspondait à l'inclinaison des rayons d'énergie pour la marée interne semi-diurne, c'est-à-dire qu'ils étaient dans le cas d'une "pente critique" avec une intensification des courants et érosion des sédiments de fond. Le mélange turbulent et le cisaillement associés à ce processus vont empêcher les grains fins de matière en suspension de se redéposer, créant des couches néphéloïdes intermédiaires et des couches néphéloïdes de fond. Au fur et à mesure, l'érosion du fond provoque aussi une diminution de la pente de la bathymétrie qui évolue vers un gradient d'équilibre.

Dans le golfe de Gascogne, ce processus a été étudié par *Durrieu de Madron et al.* (1999) dans le cas du canyon du Cap-Ferret, localisé au Sud-Ouest de l'estuaire de la Gironde. Ce lieu d'étude bien particulier a été choisi car on le soupçonne d'être une voie de passage et de permettre à la matière du plateau de s'échapper en direction du large. Les marées internes joueraient donc un rôle important dans les échanges côte-large résultant, avec une proportion de 2 à 3% de la matière particulaire d'origine terrigène en suspension provenant de l'estuaire de la Gironde transitant par le Canyon du Cap-Ferret (*Ruch et al.*, 1993).

2.2.2 Croissance biologique

Le mélange diapycnal induit par les marées internes contribue également à apporter en surface des nutriments qui, associés à l'énergie solaire, sont indispensables à la vie. En zone côtière, le mélange intense des masses d'eaux lié à la présence de la marée dans l'océan barocline, même localisé dans une région bien délimitée, peut contribuer à la production primaire dans une zone beaucoup plus étendue grâce au mélange induit (*Crawford*, 1991).

Pingree et Mardell (1981) mettent en évidence ce lien entre mélange et croissance biologique pour le golfe de Gascogne, à l'aide d'observations récoltées lors de campagnes à la mer effectuées de 1972 à 1980 sur le plateau de la mer Celtique (dans le nord du golfe de Gascogne). *Pingree et al.* (1986) ont aussi utilisé les données de la campagne française ON-DINE de 1985 pour mieux comprendre le processus. Ils ont observé un refroidissement sur le talus qui est associé à une augmentation de la concentration en chlorophylle *a* par rapport aux eaux environnantes, sur une section normale à la côte d'environ 300 km en période de vive-eaux. Cette tâche froide a plus tard été observée sur les images satellites qui montrent qu'elle occupe une zone 100 km de large sur le rebord du plateau Armoricaïn, sous l'effet

conjoint de la marée et du vent de Nord selon *Jegou et Lazure* (1995). Les températures y sont de un à deux degrés inférieures à celles des eaux environnantes de la mer Celtique et de l'Océan Atlantique. Plusieurs explications ont été avancées. Pour *Dickson et al.* (1980) il s'agit d'une interaction entre les ondes de Kelvin qui se propageraient le long du talus et de la topographie de celui-ci. *Heaps* (1980) suggère quant à lui que le phénomène serait dû à un upwelling qui se formerait le long du talus sous l'action d'un vent du large. Plus tard, *New* (1988) attribue ce refroidissement au mélange par instabilités dynamiques du fait des marées internes générées au-dessus du talus et *Mazé et Le Tareau* (1988) à l'action conjointe du vent et de la marée, puisque les tâches froides apparaissent aux endroits de plus forts marnages internes.

La figure 2.4 montre une tâche froide qui présente des concentrations en chlorophylle et en nutriments inorganiques plus élevées que dans l'océan de surface alentour, surtout en été grâce à une augmentation de l'énergie solaire disponible. On assiste alors à une croissance maximale du phytoplancton. L'augmentation du mélange qui se fait via les processus physiques au niveau des talus, dorsales ou canyons, plus particulièrement les ondes internes et les upwellings, contribue ainsi au renouvellement des stocks en nutriments à la surface et au développement de la vie.

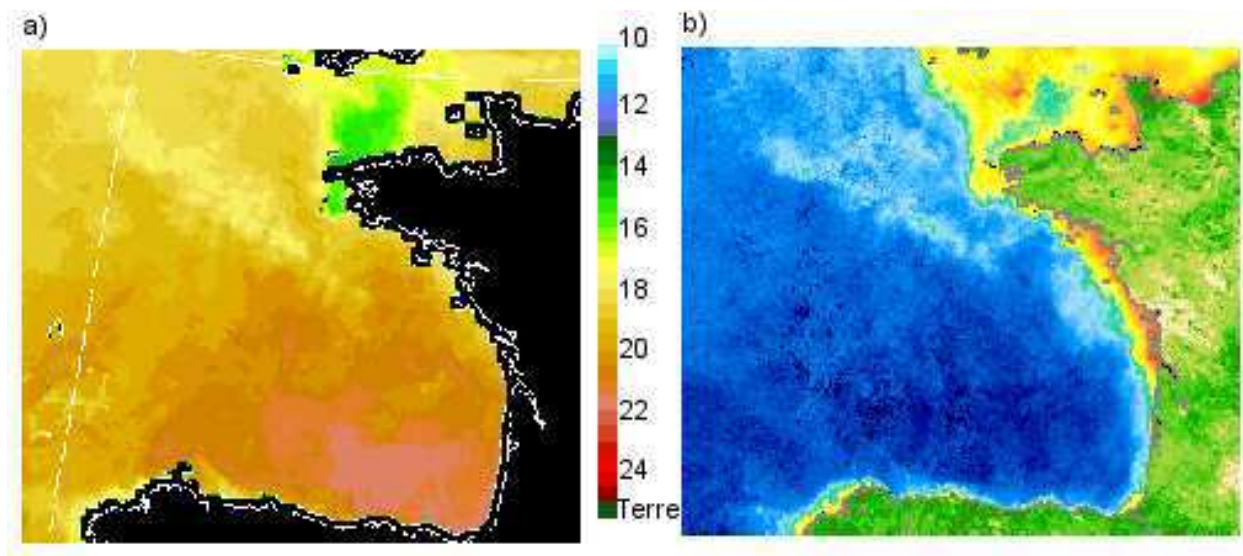


FIG. 2.4 – a) Température de surface obtenue par traitement d'images de capteurs AVHRR du 11 au 20 septembre 2003 (source : NOAA/Météo France). Présence d'un front froid au large d'Ouessant dû au mélange induit par de forts courants de marée dans la zone, et d'une tâche froide au-dessus du talus en début d'automne au moment où les marées internes sont intenses. b) Image SeaWiFS de couleur de l'eau pour le mois de septembre 2003 (source : Joint Research Centre, European Commission). Les zones en bleu correspondent à des minima de concentration en chlorophylle et les zones en vert puis en rouge à des maxima. Les zones de maxima de mélange par la marée sont aussi des zones de forte activité biologique (au-dessus du talus et au niveau du front d'Ouessant). La présence d'eaux froides et chargées en chlorophylle le long des côtes des Landes et de Vendée est due à l'action d'un vent de Nord sur le domaine qui provoque un flux de surface dirigé vers le Sud-Ouest (*Jegou et Lazure*, 1995). Pour compenser la baisse du niveau près de la côte, les courants de fond sont dirigés vers l'Est, et la continuité du flux à la côte est assurée par un upwelling qui provoque la remontée d'eaux plus froides et plus riches en nutriments vers la surface.

2.2.3 Front d'Ouessant

La majorité de l'énergie qui traverse le talus n'est pas réfléchi vers le large mais est dissipée sur les plateaux. Dans les zones de faibles profondeurs, près des côtes, les courants de marée peuvent s'intensifier localement (*Le Cann*, 1990). Dans le golfe de Gascogne, quand les courants perpendiculaires au talus Armoricaire remontent vers La Manche (qui a sur eux un effet de canal), ils sont fortement accélérés au niveau du banc de La Chapelle et des îles de Sein et Ouessant. Dans le même temps, l'association de zones peu profondes et de courants intenses renforce le rôle du frottement sur le fond. Ce sont ces frottements des courants de marée sur le fond qui induisent de la turbulence et rendent possible la génération d'une couche limite de fond qui homogénéise température et salinité sur la verticale, empêchant la thermocline saisonnière de se développer. La séparation entre les masses d'eaux aux caractéristiques hydrologiques différentes formée par ce processus est connue sous le nom de "front de marée" (*Hutnance*, 1995).

Dans le Golfe de Gascogne, ce phénomène est responsable de la formation de bourrelets froids près de l'embouchure de la Loire et de la Gironde, et aussi du front d'Ouessant en mer d'Iroise durant l'été. Il sépare des eaux froides et brassées à la côte d'eaux plus chaudes de 1 à 2° au large, différences d'autant plus marquées que les courants de marée sont plus forts, pendant la vive-eau. En-dessous de la thermocline, lorsqu'elle existe, l'eau est au contraire plus chaude dans la zone homogène que dans la zone stratifiée où la température reste typique des profondeurs plus importantes avec un écart de 1 à 2°.

On peut observer ce front à l'aide des images infrarouges de la figure 2.4. Cependant, l'action du vent et de la topographie peuvent rendre le front instable. Il peut alors en particulier générer des méandres et s'écarter de sa position initiale.

2.3 Conclusion

Le golfe de Gasogne est donc une zone riche en processus physiques liés à la présence de la marée. C'est aussi une zone clé en matière de transferts énergétiques. L'énergie associée à la marée barotrope est dissipée soit par frottements sur le fond, principalement au niveau des plateaux continentaux, soit par transfert vers les marées internes (*Schott*, 1977), qui peuvent ensuite interagir ou déferler.

La génération des marées internes aux talus représente ainsi un puits pour l'énergie associée aux marées barotropes dans le golfe de Gascogne, et donc in fine pour l'énergie provenant de la Lune, du Soleil et de la rotation de la Terre. Les marées internes ont une influence qui dépasse de loin leur impact sur la hausse ou la baisse du niveau de la mer, et il convient de les représenter correctement dans les modèles numériques de circulation océanique et climatique. L'étude des marées internes, dont l'histoire est à la fois ancienne et fascinante (*Cartwright*, 1999), est encore une fois au centre des intérêts scientifiques.

Chapitre 3

Bilan des observations de marée dans le Golfe de Gascogne

Le caractère particulier de la marée dans le golfe de Gascogne, où elle est parmi les plus fortes du monde, et où nous l'avons vu elle participe à de nombreux processus, a contribué au développement de réseaux d'observations des marées à la surface et à l'intérieur de l'océan dans cette région.

3.1 Observations *in-situ*

3.1.1 Observations de l'océan de surface

La signature barotrope de la marée se traduit principalement par une modification de l'élévation de la surface. Comme la marée est périodique, on peut reproduire l'élévation due à la marée sans recourir à une mesure du niveau de la mer à l'instant considéré : il suffit de décomposer le signal d'élévation de surface mesuré sur une période assez longue en une onde dont on extrait les composantes d'amplitude et de phase (par analyse harmonique), celles-ci étant constantes dans le temps à un facteur près que l'on peut calculer. Les appareils à la mer utilisés pour effectuer ces mesures sont les marégraphes. Le long des côtes françaises, on dispose aujourd'hui de plus de cent ans d'enregistrements.

Le réseau d'observation des côtes françaises est constitué principalement de marégraphes numériques côtiers. Ce sont des marégraphes de surface, par opposition aux marégraphes de fond, qui fonctionnent sur un principe d'émission-réception d'ondes acoustiques (des détails sur le sujet sont disponibles dans le rapport *EPSHOM* [2002]). Un transducteur à la surface de l'eau émet un signal et capte le signal réfléchi. Le temps mis par l'onde pour revenir au transducteur est proportionnel à la hauteur de la colonne d'eau. Plusieurs mesures sont effectuées périodiquement puis moyennées afin de réduire les effets de la houle et du clapot. Pour une description complète des marégraphes, le lecteur peut se référer à la thèse de *Letellier* (2004).

L'aspect commercial et les intérêts militaires dans la région étudiée ont permis le développement d'un réseau d'observations très dense. En 2004, 149 navires en moyenne sont passés au large de l'île d'Ouessant dans le finistère selon les données du CROSS¹. De nombreux bateaux de marchandises empruntent ce passage pour rallier des grands ports de commerce comme Brest

¹CROSS : Centre Régional Opérationnel de Surveillance et de Sauvetage

ou Cherbourg. Depuis le golfe de Gascogne jusqu'à l'entrée de La Manche, nous disposons des mesures d'environ 50 marégraphes du réseau RONIM et du CMO, dont la plupart sont côtiers (figure 3.1).

Ces appareils permettent de faire un premier constat sur les marées dans la zone : elles sont amplifiées au niveau des côtes et vers La Manche. Ainsi, l'amplitude de la marée atteint 2 mètres à Brest, contre seulement 1.2 mètres à Boucau et environ 1.3 mètres au-dessus du talus armoricain.

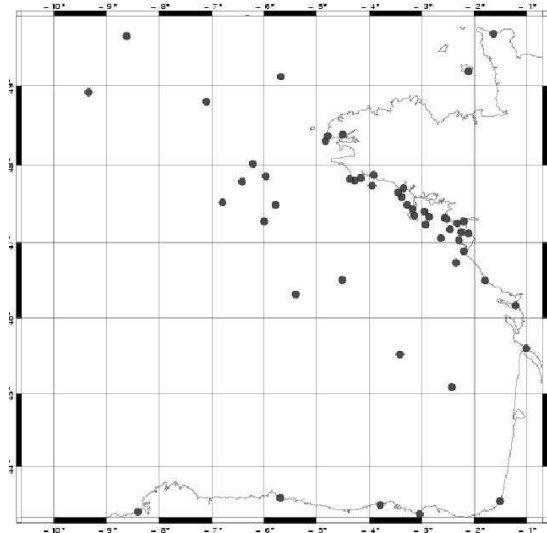


FIG. 3.1 – Réseau de mesures marégraphiques disponibles dans le golfe de Gascogne.

A Brest, le niveau moyen a augmenté d'environ 12 cm en 100 ans (*Simon, 2004*), alors que l'augmentation moyenne sur le globe est d'environ 1 à 2 millimètres par an. Cette forte variabilité est due à des mouvements verticaux de la croûte terrestre qui ne sont pas détectés aujourd'hui. Des nouvelles techniques permettant de s'affranchir de ce problème ont été développées et les résultats devraient être disponibles dans les années qui viennent.

3.1.2 Observations dans la colonne d'eau

Le fort impact de la marée interne sur les processus physiques, biologiques ou encore chimiques au niveau du talus a poussé les scientifiques à concentrer leurs efforts sur cette zone.

Les études effectuées dans les différents domaines se sont traduites par la mise en oeuvre de nombreuses campagnes d'observation. Elles constituent un complément indispensable des études théoriques. C'est en s'appuyant sur les différentes campagnes à la mer réalisées depuis plus de 30 ans sur la zone et l'acquisition d'observations satellitaires que notre compréhension de la physique des marées internes a beaucoup évolué.

D'après *Defant (1961)*, les marées internes ont été observées pour la première fois par *Petterson* en 1907 dans le Kattegat et par *Helland-Hansen* et *Nansen* en 1909 dans la mer de Norvège. Depuis, elles ont été observées dans beaucoup d'autres endroits du monde, que ce soit à l'échelle globale ou près des côtes, au niveau des talus ou des plateaux continentaux.

Les courantomètres, les thermistances et les ADCP ("Acoustic Doppler Current Profiler") ont permis de recueillir des données de courants et de températures sur le golfe de Gascogne depuis de nombreuses années.

a Présentation des différentes campagnes en mer

Dans le cadre du programme français ECOMARGE (ECOsystèmes de MARGE continentale), les océanographes ont cherché à mieux connaître les caractéristiques spatiales et temporelles des masses d'eaux et de la sédimentation dans le canyon de Cap-Ferret, sur la marge Aquitaine du golfe de Gascogne, lors de la campagne ECOFER de 1989 à 1991 (*Durrieu de Madron et al.*, 1999). Elle a permis de montrer que l'intensification des marées internes au niveau de la pente critique sur le talus continental est un mécanisme dynamique majeur contrôlant la remobilisation locale des sédiments et que la marée et les courants de pente permettent des échanges de matière entre le plateau et le talus.

Cette campagne a fait suite à de nombreuses autres mesures à la mer dans le golfe de Gascogne. Les plus célèbres sont celles effectuées par le SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine français) et par le IOSDL (Institute of Oceanographic Sciences Deacon Laboratory, en Angleterre) qui sont décrites dans les nombreux articles de R. Pingree (*Pingree et al.*, 1986; *Pingree*, 1988; *Pingree et New*, 1995).

Campagnes effectuées par les anglais

Les campagnes effectuées par les anglais durant les étés 1972 et 1973 sur le talus de la mer Celtique ont montré la présence des tâches froides au-dessus du talus. Durant les étés 1976, 1979 et 1980, des mesures de surface de température, salinité, chlorophylle *a* et nutriments inorganiques ont permis de relier les processus de mélange au talus avec la croissance biologique. Depuis, les équipes scientifiques du IOSDL ont réalisé de nombreuses autres campagnes pour étudier les propriétés des marées internes et leur rôle dans les processus de mélange et de développement du phytoplancton, à l'aide de thermistances, de courantomètres et de CTDs ("Conductivity Temperature Depth"). Les régions étudiées concernent le talus (*Pingree*, 1988; *Pingree et al.*, 1986), le plateau (*Pingree et New*, 1995; *Pingree et al.*, 1986) et la plaine (*Pingree et New*, 1989; *Pingree et al.*, 1986). Les paramètres mesurés ont montré que dans la couche supérieure de l'océan, la longueur d'ondes de la marée interne est de l'ordre de 30 à 50 km selon la saison. Les données récoltées par le navire Challenger en septembre 1987 (*Pingree et New*, 1989) confirment aussi qu'un rayon d'énergie associé à la marée interne se propage vers le fond de l'océan depuis une zone de pente critique (pente de la topographie égale à la pente du rayon de l'onde interne) près du banc de la Chapelle.

Campagnes du NIOZ

Des équipes du NIOZ (Netherlands Institute for Sea Research) ont également navigué dans le golfe de Gascogne. Ils ont effectué des mesures ADCP près du banc de la Chapelle en juin 1993 (projet allemand *Triple B' 93*) le long de trois transects perpendiculaires au talus, afin de mieux suivre le rayon caractéristique des marées internes lors de la propagation (*Lam et al.*, 2004). Cette campagne a aussi permis d'étudier l'influence de la présence de la thermocline saisonnière (*Gerkema et al.*, 2004) et a mis en évidence une zone importante de

génération des marées internes au-dessous de celle-ci.

Deux ADCP ont été déployés sur une période d'un an vers 1500 m de profondeur au niveau de la terrasse de Meriadzek et du talus Armoricaïn (*Aken et al.*, 2005). Au niveau de la première zone, la propagation d'énergie se fait le long d'un rayon orienté vers le haut, à cause de la complexité de la topographie. Des ondes internes de marée de grandes amplitudes ont été observées, avec une amplitude crête à crête de 70 à 200 m au niveau de la thermocline saisonnière.

Campagnes du SHOM

Dans le cadre du programme d'étude des marées internes (Mint) du golfe de Gascogne mené par le Centre Militaire d'Océanographie du SHOM, les observations ont d'abord été concentrées sur une radiale perpendiculaire au talus Armoricaïn passant par le banc de la Chapelle.

La campagne ENVAT81 qui s'est déroulée en automne 1981 a par exemple permis de confirmer les grandes amplitudes de la marée interne au-niveau du bord continental du talus et l'influence de ces mouvements internes sur la structure thermique (*Mazé*, 1987). La campagne ONDINE85, elle aussi dédiée à l'étude de la propagation des marées internes à l'intérieur de la thermocline saisonnière, de septembre à mi-octobre 1985, présente une quantité importante de données courantométriques et hydrologiques près du talus (*Pichon et al.*, 1990; *Pichon et Mazé*, 1990). Elle a permis d'affiner les valeurs estimées des vitesses de propagation, et de décrire le comportement non-linéaire des marées internes.

Les campagnes GASTOM90 (mai à octobre 1990) (*Satra*, 1991; *Jezequel et al.*, 2002) et MINT92 (*Rakotoarisoa*, 1993) avaient pour objectif commun l'étude de la génération et de la propagation de la marée interne au-dessus du talus continental et de la plaine abyssale sur une tranche d'eau comprise entre 0 et 4000 m de profondeur, en présence d'une pycnocline permanente. En plus, la campagne GASTOM90 était aussi dédiée à la validation de théories en tomographie acoustique (*Stephan et al.*, 1995).

Afin de valider les résultats des marées internes issus de notre modélisation, nous avons choisi de nous comparer aux données d'une autre campagne relativement récente, MINT94, car en plus d'avoir une couverture spatiale étendue, les données sont très propres. Il s'agit d'une campagne bien documentée, et qui a déjà été modélisée en trois dimensions par *Pichon et Correard* (2006). Ces données nous sont toutefois parvenues trop tard pour que nous ayons le temps de les traiter, et notre approche s'appuie sur les différents graphiques et descriptions disponibles.

b La campagne MINT94

Description

Cette campagne a été réalisée dans le cadre du projet d'étude Mint du CMO (*Pichon*, 1997; *Pichon et Correard*, 2006), d'avril à octobre 1994. Les mesures effectuées étaient dédiées à l'étude des marées internes au-dessus du talus continental et de la plaine abyssale, afin de compléter le réseau des mesures existantes et de mieux connaître l'évolution des ondes internes de marée issues du talus Armoricaïn. Le but poursuivi était premièrement de ca-

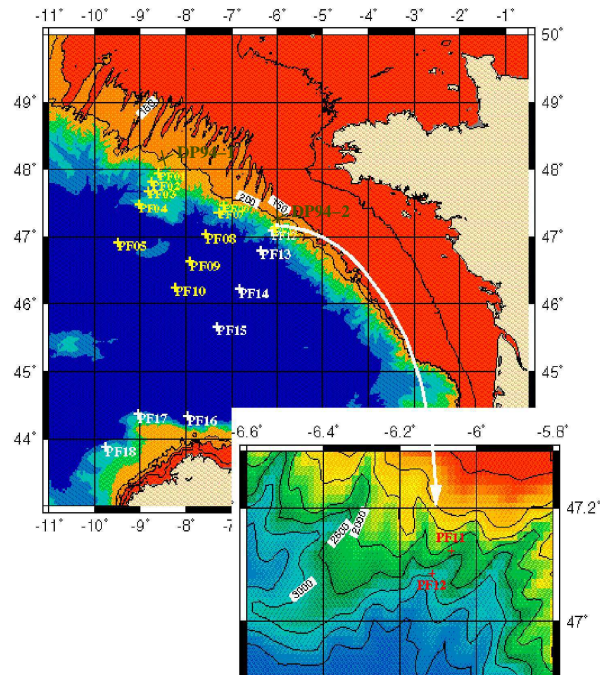


FIG. 3.2 – Position des stations CTD/LADCP en septembre et octobre 1994 lors de la campagne MINT94 et des points de mouillage DP94-1 et DP94-2.

D'après le poster présenté lors du workshop "Layered Ocean Model" en Février 2002, Pichon, A., S. Correard et N. Jezequel, http://www.shom.fr/fr_page/fr_act_oceano/mint/dir2002/lom2002.html

racteriser le mode de propagation et le degré de dissipation des marées internes en étudiant la tranche d'eau comprise entre 0 et 2500 m. Dans un deuxième temps, il s'agissait d'identifier d'éventuelles zones de génération au-dessus du talus ibérique, mises en évidence dans une modélisation bi-dimensionnelle de *Le Tareau et Mazé* (1993).

Une partie du travail a été de mesurer la répartition verticale du courant en deux points situés en haut du talus continental Armorica. Des courantomètres Doppler ont donc été utilisés dans une zone de pente bathymétrique. L'avantage principal de l'utilisation de ce type de matériel réside dans sa finesse d'échantillonnage vertical sur toute la tranche d'eau, qui permet de calculer le courant moyen avec une grande précision.

Les points DP94-1 et DP94-2 (figure 3.2) correspondent à des mouillages équipés de courantomètres par 300 m de fond, pendant une période d'environ un mois lors de la formation de la thermocline saisonnière, en condition de faible stratification (de mi-avril à mi-mai pour DP94-1 et de mi-mai à mi-juin pour DP94-2). Les mesures ont été effectuées sur une colonne d'eau de 240 m, depuis 30 m à partir du fond jusqu'à 30 ou 40 m de la surface, avec une mesure du courant moyenné sur des couches de 8 m d'épaisseur (30 au total). Un traitement des données a été effectué par *Perenne et Pichon* (1999) pour extraire le courant moyen sur la verticale. On notera qu'au niveau du deuxième point, la pente est très marquée localement (10%), et la variabilité des courants est maximale (*Huet*, 1999). La comparaison quantitative avec les modèles est donc particulièrement délicate en ce point.

Afin de connaître plus précisément l'impact du passage de la marée interne sur la structure barocline du courant et la structure en densité associée, un système de mesures de

données courantométriques et hydrologiques a été mis en place durant les premiers jours du mois de Septembre, autour de la vive-eau. Les mesures ont été collectées avec succès sur deux cycles de marée aux points fixes PF01, PF02, PF04 et PF06 (figure 3.2) en couplant un courantomètre Doppler par mesures LADCP (pour "Lowered Acoustic Doppler Current Profiler") et une bathysonde CTD (pour "Conductivity Temperature Depth"). Les deux appareils ont été descendus puis remontés en continu sur 25 heures, soit environ deux cycles de marée. Le tableau 3.1 donne les informations relatives à ces mesures.

Point fixe	date et heure début (TU)	date et heure fin (TU)	position moyenne	immersion moyenne
PF01	02/09/94 06h22	03/09/94 07h41	47.95°N 8.60°W	1700 m
PF02	03/09/94 10h26	04/09/94 12h05	47.18°N 8.74°W	2460 m
PF04	05/09/94 06h05	06/09/94 05h40	47.48°N 9.02°W	2850 m
PF06	06/09/94 22h37	07/09/94 21h38	47.47°N 7.18°W	1100 m

TAB. 3.1 – *Position et date des mesures LADCP et CTD effectuées aux points fixes lors de la campagne MINT94. D'après Pichon (1997)*

Pour compléter, des mesures hydrologiques ont été effectuées conjointement afin d'avoir une couverture spatiale plus étendue et de pouvoir suivre spatialement et temporellement, sur 25 heures, les marées internes au-dessus de la plaine.

Deux bateaux ont été utilisés conjointement pour réduire l'effet Doppler dû au déplacement du bateau lors de la mesure (déplacement qui est important dans ce cas précis car la vitesse de propagation de l'onde était du même ordre de grandeur que la vitesse de déplacement du bateau). Le BHO Lapérouse a été équipé d'une bathysonde utilisée en mode "yoyo" (paramètres mesurés à la descente et la montée). La cadence d'échantillonnage a été d'environ 1 heure entre chaque profondeur avec une immersion maximale de descente de 2500 m. Le deuxième bateau, le BSHM l'Alcyon, disposait quant à lui d'une série de sondes XCTD ("Expandable Conductivity Temperature and Depth") perdables supportant une immersion maximale de 2000m et une cadence d'échantillonnage d'une demi-heure.

La couverture du réseau Armoricaïn a été effectuée en septembre (phase MINT94-3) et celle du réseau Ibérique en octobre (phase MINT94-4). Les tableaux 3.2 et 3.3 donne les informations relatives à ces mesures en 18 points différents.

Avancées scientifiques à l'issue de la campagne

Suite à cette campagne, un début de bilan a pu être élaboré sur la génération et la propagation des marées internes dans le golfe de Gascogne. Une des avancées majeures est la confirmation de la génération d'ondes internes de marée au niveau du talus ibérique (Pichon et Correard, 2006). Mais la mise en évidence expérimentale de l'onde interne dans la tranche d'eau superficielle est difficile dans cette région car d'autres processus physiques

Point fixe	période et type de mesure (L=Lapérouse, A=Alcyon)	date et heure début (TU)	date et heure fin (TU)	position moyenne	fond et immersion moyenne de descente
PF01	MINT94-3 Doppler et CTD(L)	02/09/94 06h19	03/09/94 06h18	47.95°N 8.60°W	1500 m 1500 m
PF02	MINT94-3 Doppler et CTD(L)	03/09/94 10h25	04/09/94 06h24	47.81°N 8.74°W	2460 m 2300 m
PF03	MINT94-3 XCTD(A)	07/09/94 22h58	09/09/94 0h07	47.68°N 8.83°W	
PF04	MINT94-3 Doppler et CTD(L)	05/09/94 06h05	06/09/94 06h22	47.48°N 9.02°W	2850 m 2300 m
PF05	MINT94-3 XCTD(A)	05/09/94 04h02	06/09/94 05h10	46.92°N 9.5°W	4100 m 2000 m
PF06	MINT94-3 Doppler et CTD(L)	06/09/94 22h36	07/09/94 21h38	47.47°N 7.18°W	1100 m 900 m
PF07	MINT94-3 XBT(L)	11/09/94 02h30	12/09/94 02h50	47.37°N 7.28°W	2800 m 2200 m
PF08	MINT94-3 CTD(L)	09/09/94 17h00	10/09/94 23h50	47.03°N 7.57°W	4350 m 2500 m
PF09	MINT94-3 XCTD(A)	09/09/94 17h30	10/09/94 18h30	46.63°N 7.9°W	4800 m 2000 m
PF10	MINT94-3 XCTD(A)	10/09/94 22h05	11/09/94 23h05	46.25°N 8.23°W	3950 m 2000 m
PF11	MINT94-3 XCTD(A)	02/09/94 21h00	03/09/94 22h09	47.12°N 6.07°W	2100 m
PF12	MINT94-4 CTD(L)	10/10/94 16h30	11/10/94 17h08	47.08°N 6.12°W	2700 m 2230 m
PF13	MINT94-4 CTD(L)	09/10/94 13h00	10/10/94 14h25	46.79°N 6.35°W	4200 m 2500 m
PF14	MINT94-4 XCTD(A)	03/10/94 6h30	04/10/94 7h30	46.23°N 6.84°W	4720 m 2000 m
PF15	MINT94-4 XCTD(A)	04/10/94 11h30	05/10/94 12h50	45.66°N 7.31°W	4850 m 2000 m

TAB. 3.2 – Position et date des mesures CTD et XCTD effectuées aux points fixes lors de la couverture hydrologique Armoricaïne de la campagne MINT94. D'après Pichon (1997)

Point fixe	période et type de mesure (L=Lapérouse, A=Alcyon)	date et heure début (TU)	date et heure fin (TU)	position moyenne	fond et immersion moyenne de descente
PF16	MINT94-4 CTD(L)	04/10/94 18h45	05/10/94 19h30	44.35°N 7.97°W	3700 m 2100-2400 m
PF17	MINT94-4 XCTD(A)	07/10/94 04h05	08/10/94 05h00	44.37°N 9.05°W	2000 m
PF18	MINT94-4 CTD(L)	07/10/94 06h40	08/10/94 09h20	43.89°N 9.75°W	3300 m 2200-2500 m

TAB. 3.3 – Position et date des mesures CTD et XCTD effectuées aux points fixes lors de la couverture hydrologique Ibérique de la campagne MINT94. D’après Pichon (1997)

ont une signature importante, en particulier l’upwelling du Portugal, le courant de pente et l’incursion d’eau méditerranéenne qui induit une circulation moyenne importante.

Les points PF11 à PF15 définissent une radiale issue d’un canyon qui est plus énergétique que celles situées plus au Nord. Le long de ces radiales, l’amplitude de l’onde interne en un point donné dépend de la distance de ce point par rapport au lieu de génération, le talus, et dans une moindre mesure du coefficient de marée.

Lors de leur propagation, les marées internes sont rapidement dissipées. L’amplitude des ondes internes dépend donc de la distance au talus. Mais elle est également très sensible à la stratification et des amplitudes de plus de 200 m crête à creux ont été observées. La répartition verticale montre qu’en des points proches du lieu de génération, cette valeur est atteinte vers le fond à environ 2000 m de profondeur au niveau du bas de la pycnocline permanente, car les vitesses verticales générées par les courants barotropes y sont plus importantes.

3.2 Observations satellitaires

Les campagnes en mer, si elles permettent d’appréhender la dimension verticale de l’océan, et donc d’avoir une idée de la structure tri-dimensionnelle des ondes internes, ne permettent pas de rendre compte précisément de la variabilité spatio-temporelle rapide des marées dans le plan horizontal. Pour avoir une vue d’ensemble de l’influence de la marée à la surface de l’océan dans le golfe de Gascogne, l’observation satellitaire pourrait alors être une alliée indispensable. Elle donne en effet accès à de nombreuses données : la température de surface et la teneur en chlorophylle de l’océan (voir partie 2.2 et figure 2.4), le niveau de la mer, le vent à la surface, et bientôt la salinité. Les mesures de températures de surface et de concentration en chlorophylle sont réalisées par des capteurs passifs à haute résolution spatiale avec une période de répétitivité réduite. Ces mesures sont particulièrement bien adaptées à l’étude des structures frontales, des upwellings ou encore des blooms de phytoplancton. *Andersen* (1999) donne aussi des solutions de marée barotrope issues des résultats altimétriques du satellite TOPEX/POSEIDON lancé en 1992 (y compris pour les composantes non-linéaires de la marée) sur la partie Nord-Ouest du plateau continental Européen. L’altimétrie fournit donc des données assimilables dans les modèles de marée. De-

puis quelques années, les mesures depuis l'espace ont même permis d'observer la signature en surface des ondes internes.

3.2.1 La signature des ondes internes en surface dans le golfe de Gascogne

Les variations de hauteur du niveau de la mer induites par les marées internes sont généralement faibles. Il est donc difficile d'observer leur signature en surface dans la plupart des régions du monde. Mais le golfe de Gascogne est une zone où ce phénomène est intense et *Pingree et New* (1995) ont pu observer les ondes internes à l'aide d'images satellites. Une image infra-rouge de la température de surface (non montrée ici, mais dont on a pu voir un exemple avec la zone beige clair au-dessus du talus de la figure 2.4) a permis de déceler les variations associées aux oscillations de marée interne de la thermocline saisonnière. Dans ce cas, les crêtes des ondes internes font remonter les eaux plus froides vers la surface. L'action conjointe d'un vent faible permettant le réchauffement des eaux environnantes tend à accroître le refroidissement en surface en période de vive-eau.

Un autre type de mesures effectuées dans le visible permet également de voir la signature des ondes en surface, à l'aide de mesures AVHRR (figure 3.3). Les ondes internes sont vues sur ces images grâce aux "scintillements" du Soleil réfléchi à la surface de l'océan, aux endroits où la surface change de pente. Bien que les marées internes semi-diurnes que nous étudions aient des longueurs d'ondes de plusieurs dizaines de kilomètres, il existe aussi des ondes internes de grande amplitude (environ 15 m) et de courtes longueurs d'ondes (1 à 2 km) liées à des effets non linéaires et non hydrostatiques, les solitons, qui sont capables d'augmenter la rugosité à la surface de l'océan, préférentiellement au niveau des creux de la marée interne (*New et Pingree*, 1990) de plus grande longueur d'onde. Quand on regarde la réflexion directe du Soleil à la surface, la lumière peut être piégée par les ondes de gravité de surface, mais dans une moindre mesure au niveau des creux, ce qui se traduit par une brillance supérieure. Si l'action des marées de surface s'ajoute à celle des marées internes, le contraste entre zones de faible et forte réflectance peut se trouver accentuer. Cette technique permet donc de caractériser les marées internes "interfaciales" qui se propagent au niveau de la thermocline saisonnière depuis le talus vers la côte et vers le large. Elle offre par ailleurs des perspectives intéressantes dans le but d'accéder aux variabilités des marées internes sur de larges échelles spatiales et temporelles.

Sur les images des figures 3.3 a et b, des bandes sombres relativement étroites alternent avec des bandes plus claires de plus grande réflectance sur le plateau de la Mer Celtique, parallèlement au talus. La structure propagative s'étend sur une distance d'environ 400 km le long du talus et 250 km sur le plateau. Les ondes internes observées en surface sont principalement associées à l'action de la marée, le vent ne pouvant pas jouer de rôle majeur dans une zone où les eaux sont aussi mélangées. Dans ces exemples, on peut aussi distinguer des trains d'ondes de plus grand nombre d'onde. Une estimation de la longueur d'onde des marées internes se propageant depuis une position proche de 47.5°N, 6.5°O a été effectuée par *Pingree et New* (1995). Elle exclue la zone correspondant à la première longueur d'onde où les crêtes et creux sont susceptibles d'appartenir au processus de génération et ne se propagent pas librement. La mesure de la distance normale aux bandes qui appartiennent à un nombre

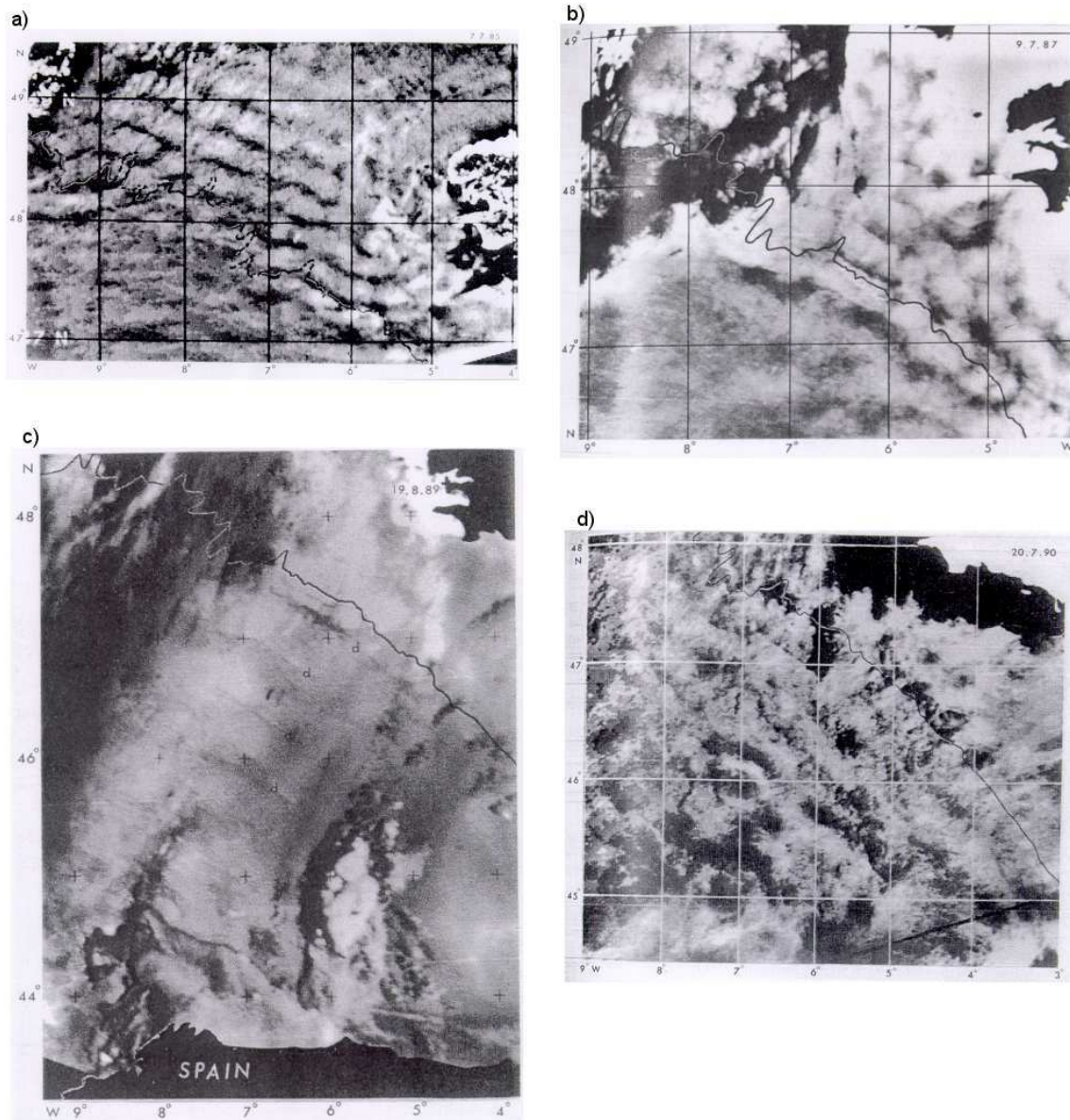


FIG. 3.3 – Signature des marées internes sur le plateau et sur la plaine du golfe de Gascogne obtenue par télédétection. Les zones claires sont provoquées par la réflexion du Soleil (scintillement) à la surface de l’océan. Le contour en noir correspond à l’isobathe 183 m. a) Propagation sur le plateau observée dans le visible et le proche infra-rouge le 7 juillet 1985 à 13h56 GMT (NOAA 9). On distingue au moins sept ondes se propageant sur le plateau avec une longueur d’onde moyenne de 26.5 km près du Banc de la Chapelle. b) Autre exemple de propagation sur le plateau le 9 juillet 1987 à 9h08 GMT (NOAA 10). On distingue cinq ondes de longueur d’onde moyenne 28 km. c) Propagation des marées internes vers le large observée le 19 août 1989 à 9h14 GMT (NOAA10). On distingue environ quatre ondes se propageant depuis le talus de longueur d’onde moyenne 52 km. "d" indique l’espacement approximatif entre les structures répétées associées aux trois premières ondes. Des positions similaires ont été observées sur une image du 18 août 1993 à 9h06 GMT (NOAA 12). d) Autre exemple de propagation sur la plaine le 20 juillet 1990 (NOAA11). Environ cinq ondes peuvent être observées et la longueur d’onde moyenne est de 38 km. Source : Pingree et New (1995)

précis d'ondes complètes (trois), divisée par le nombre de ces ondes, donne une longueur d'onde de 25 à 28 km sur le plateau, pour le mois de juillet. Le même type d'image analysé sur 10 années fait état de gros changements saisonniers. Les longueurs d'ondes passent d'environ 10 km en mai à environ 35 km en septembre vers le Banc de La Chapelle. En effet, la stratification change considérablement entre ces deux périodes avec le développement d'une thermocline qui est plus marquée en septembre, avec en plus comme restriction les variations spatiales de la stratification, soit une stratification plus rapide des eaux situées plus au Sud du golfe de Gascogne.

La signatures des marées internes en surface est donc bien visible sur le plateau, y compris dans les mesures infra-rouges, mais il est beaucoup plus difficile de les observer sur la plaine, car la thermocline saisonnière est beaucoup plus profonde (environ 40 m de profondeur contre 25 m sur la plateau) et les effets en surface sont atténués. En procédant de la même manière que sur le plateau, les mesures donnent des longueurs d'ondes de 42 km en moyenne associées à la propagation sur la plaine pour le mois de juillet, sur des distances de plus de 250 km. Comme précédemment, on assiste à des variations saisonnières avec des valeurs de 49 à 52 km pour la longueur d'onde au mois d'août.

D'autre part, sur la figure 3.3 d, les structures "en forme d'oeil" situées aux alentours de 47°N, 7°O et 44.5°N, 4°O peuvent être associées à des tourbillons de méso-échelle (respectivement cyclonique et anticyclonique, d'après *Pingree et New*).

La télédétection a également permis d'identifier d'autres zones de génération comme une région au sud-ouest de la péninsule ibérique.

3.2.2 Marée interne et solitons

New et Da Silva (2002) ont observé la propagation des ondes internes solitaires, ondes courtes non-linéaires de fortes amplitudes (jusqu'à 40 m de marnage) qui apparaissent par paquets près du talus du golfe de Gascogne. A l'aide de l'imagerie satellitaire SAR (radar à ouverture synthétique, ERS 1/2), les solitons ont pu être caractérisés en été lorsque l'océan est suffisamment stratifié. Les rayons d'énergie qui se propagent depuis le talus se réfléchissent à une distance d'environ 150 km, où ils induisent des marées internes de grandes amplitudes (de 60 à 100 m selon *New et Pingree*, 1990). C'est donc au large, en ce lieu de résurgence des rayons d'énergie dans la thermocline saisonnière, que sont générés les solitons, et également au-dessus du haut du talus en raison des irrégularités topographiques. Une représentation schématique est disponible en figure 3.4. Les paquets sont séparés par une distance d'une longueur d'onde de marée interne "interfaciale", ils suivent préférentiellement les creux de l'onde longue de la marée interne. Leur vitesse de phase est la même, soit environ 1.1 m/s dans le centre du golfe de Gascogne, mais ils se propagent à des fréquences beaucoup plus élevées (20 à 40 minutes). Présents sur de courtes périodes correspondant à la vive-eau des marées, les solitons observés en période estivale ont une longueur d'ondes moyenne de 1.35 km, avec une longueur moyenne de 21.55 km.

La distance mesurée entre les paquets, qui devrait correspondre à la longueur d'onde de la marée interne se propageant dans la thermocline, est d'environ 48 km. Bien qu'en accord avec les résultats de *Pingree et New* (1995), cette valeur est à considérer avec précaution, car l'activité turbulente dans la zone peut modifier la propagation des solitons. Il faudrait

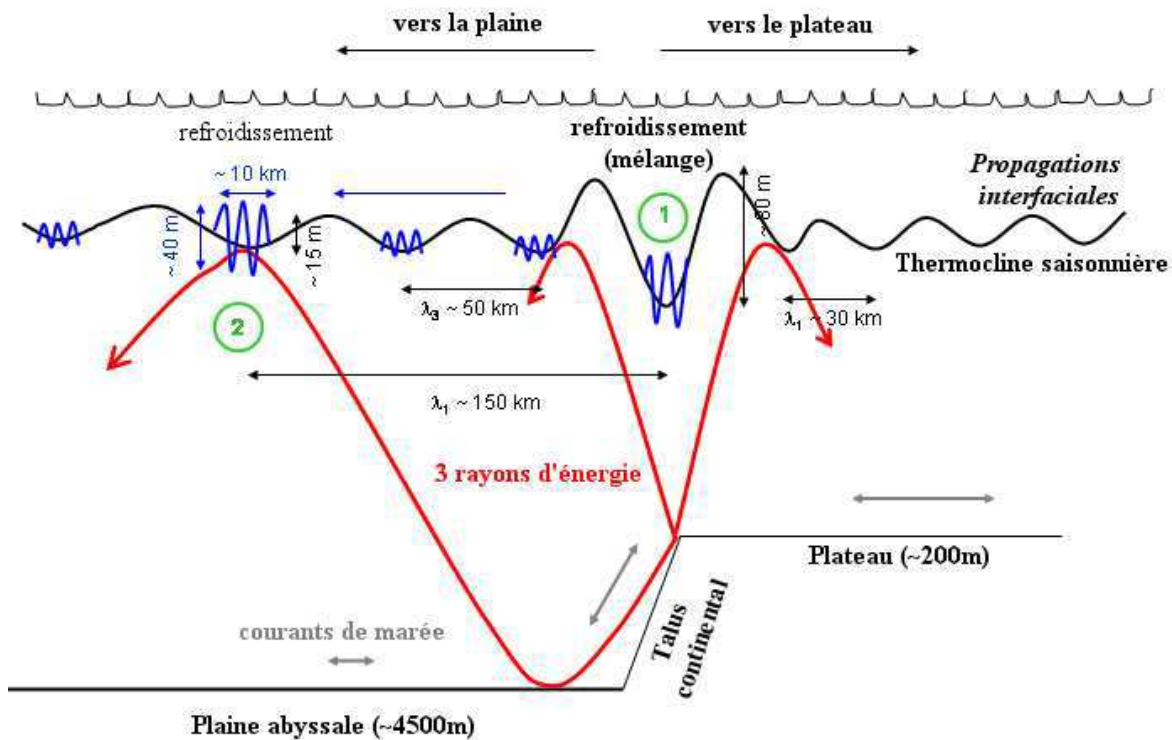


FIG. 3.4 – Schéma de la génération et de la propagation des ondes internes le long de la thermocline saisonnière en période stratifiée, au niveau du talus Armoricain. Les courants de marée interagissent avec la bathymétrie pour induire des oscillations à la période de la marée (12.4 h) au-dessus du talus (zone 1), qui se propagent le long de la thermocline saisonnière vers le plateau continental et vers le large (propagations interfaciales). Des oscillations de courtes périodes (20 à 40 minutes) se forment également au-dessus du talus au-dessus de fortes irrégularités de topographie, sous la forme de trains d'ondes, appelés ondes solitaires ou solitons. Ils ont tendance à augmenter la rugosité de surface, ce qui induit les rides de surface représentées sur ce schéma. En été, la thermocline saisonnière est bien formée et les marées internes sont de grande amplitude sur la verticale, surtout en période de vive-eau. Elles peuvent accentuer le mélange au-dessus du talus et contribuer au refroidissement des eaux de surface. En automne, la thermocline saisonnière est moins marquée et les oscillations vers la plaine sont atténuées dès la première longueur d'onde. Elles redeviennent plus importantes à environ 150 km du haut du talus, au niveau de la zone 2 (milieu de la plaine abyssale) qui correspond à la résurgence du rayon d'énergie propagé depuis le haut du talus vers la plaine au niveau de la thermocline. Cette zone correspond aussi à un lieu de génération des solitons.

donc en plus de l'imagerie SAR disposer d'observations altimétriques et de mesures dans l'infrarouge pour avoir des certitudes. De plus, *Ray et Mitchum* (1997) suggèrent que la propagation de modes supérieurs pour la marée interne dans le golfe de Gascogne rend cette région plus favorable aux changements de stratification, ce qui empêche la marée interne d'être observée de façon cohérente à la surface à partir des mesures altimétriques.

3.2.3 Les limitations de l'observation spatiale

Même si elle offre des perspectives très intéressantes, l'observation spatiale en zones côtières ne permet pas aujourd'hui de répondre à toutes les questions posées (*Mourre*, 2004). Outre la limitation de ce type d'observations à la surface de l'océan ou à la topographie du fond, nous en avons vu plus haut quelques limitations supplémentaires. En particulier, l'échantillonnage spatio-temporel de la mesure altimétrique ne permet pas de détecter la plupart des processus en océan côtier (et ce type d'observation ne serait valable qu'à partir de 15 km des côtes d'après *Mourre*).

Pour palier le manque d'informations dans les observations précédentes, les modèles numériques prennent le relais. Comme ils intègrent une partie de ces observations, ces modèles jouent le rôle d'interpolateur dynamique. Leur utilisation ne permet certes d'appréhender qu'une physique plus restreinte, qui dépend des équations utilisées, des forçages et de la résolution spatio-temporelle choisie, mais elle permet d'avoir une vision beaucoup plus globale des processus et de considérer les corrélations spatiales.

A la base des modèles numériques actuels, on retrouve la physique issue des modèles théoriques. Pour approfondir le mécanisme des marées internes, nous présentons donc un historique des différents modèles analytiques et numériques de marée.

Chapitre 4

Historique des modèles de marée

Dans le golfe de Gascogne, nous avons vu que les marées internes sont générées au niveau des talus par interaction de la marée avec la topographie. Parmi les paramètres qui influent sur les caractéristiques de ces ondes internes, les principaux sont donc la topographie, la stratification de l'océan et le forçage par la marée.

Lorsqu'on parle de la marée, on distingue ses deux composantes. D'abord, la marée de surface ou marée barotrope, pour laquelle la vitesse verticale évolue linéairement avec la profondeur, les vitesses horizontales étant constantes sur la verticale et le déplacement vertical maximum au niveau de la surface libre de l'océan. Ensuite, il y a les ondes de marée internes ou marées baroclines avec des vitesses verticales et horizontales qui varient suivant la profondeur, le déplacement vertical maximum ayant lieu à l'intérieur de la colonne d'eau, avec très peu de répercussions en surface.

4.1 Les marées en océan homogène ou marées barotropes

Sous l'influence des astres, les forces qui s'exercent sur les particules d'eau entraînent des variations du niveau des océans du globe qui évoluent dans le temps et forment les ondes de marée. Les bassins océaniques ne sont pas tous également sensibles au phénomène et les ondes se propagent avec une vitesse qui dépend de la profondeur de la colonne d'eau. Les dimensions des bassins, la topographie sous-marine, la forme des côtes et les fréquences propres de résonance des bassins océaniques peuvent entraîner des marnages de plusieurs mètres. Les régions les plus connues pour ce phénomène sont la baie du Mont-Saint-Michel en France (*Le Cann*, 1990) et la baie de Fundy où la hauteur du niveau de la mer atteint respectivement 15 et 18 m.

Quand le niveau des océans et des mers monte, on parle de flot (ou flux, ou montant), jusqu'à la pleine mer. Quand il descend, on parle de jusant (ou reflux ou perdant), jusqu'à un niveau minimum qui correspond à la basse mer. La différence entre une pleine mer et une basse mer consécutive correspond au marnage. Il est maximal après les syzygies (nouvelles et pleines lunes), qui correspondent aux périodes de vive-eau. Puis il diminue durant le déchet jusqu'aux quadratures (périodes intermédiaires entre les nouvelles et les pleines lunes) qui correspondent à la morte-eau. Puis, le marnage augmente durant le revif. Ce cycle lié à la position relative de la Lune par rapport au Soleil est effectué en 29.5 jours. Le mouvement

périodique horizontal de l'océan qui accompagne les changements d'élévation de surface, à la côte et au large, définit le "courant de marée". Il est soumis à la rotation terrestre donc sa direction change au cours du temps en un même point et il décrit une ellipse, en passant par deux maximum et deux minimum durant un cycle de marée.

4.1.1 Historique

a Depuis les origines...

Après des siècles de doutes qui ont vu passer toutes sortes de théories, qu'elles soient basées sur une hypothétique oscillation de la Terre ou l'écoulement des fleuves (Platon et Aristote), le magnétisme (Kepler) ou encore de grands tourbillons autour de la Terre et de la Lune qui exerceraient des pressions périodiques sur la surface des océans (Descartes), le 17^{ème} siècle voit naître une première explication, connue sous le nom de théorie statique.

En 1687, Isaac Newton pose les fondements véritables de toutes les recherches ultérieures en rattachant la théorie des marées à son grand principe de la gravitation universelle, décrit dans son ouvrage "Philosophiae naturalis principia mathematica". D'après lui, ce sont la Lune et le Soleil qui exercent une force d'attraction sur les océans. Il établit donc mathématiquement la relation entre les marées et ces astres, en reliant l'expression de la force d'attraction à l'élévation de la surface et à la position des astres. Hélas, la connaissance de la mécanique des fluides est alors trop peu avancée. Newton considère un océan "statique", sans prendre en compte les effets d'inertie des masses d'eau.

Cependant, les travaux de Newton constituent une telle avancée que les anglais ne poussent pas leurs investigations plus loin. Ce sont donc les membres de l'Académie Royale française qui vont prendre la suite des travaux de Newton. Et il faudra attendre 1775 pour que le Marquis Pierre Simon de Laplace, célèbre mathématicien français, envisage le problème "le plus épineux de toute la mécanique céleste" (Cartwright, 1999), sous son aspect dynamique. Dans son traité sur "La mécanique céleste", il suggère que de l'attraction gravitationnelle et du mouvement des astres découle une *force génératrice de marées* qui dérive d'un *potentiel générateur* et qui implique une réponse océanique sous forme d'ondes de même fréquence que le forçage gravitationnel. Ces ondes, dont la vitesse de propagation dépend de la profondeur des eaux, sont réfléchies, réfractées et dissipées selon le milieu. La marée constitue la superposition de toutes ces ondes. Grâce à son travail, Laplace effectue les premières prédictions de marées. A l'aide d'observations marégraphiques, le premier 'Annuaire des marées, ports de France' paraît en 1839.

Mais la théorie dynamique ne rend pas compte fidèlement des fortes inégalités diurnes de la marée. Sous l'impulsion de la 'British Association for the Advancement of Science', l'anglais Sir William Thomson, plus connu aujourd'hui sous son titre de Lord Kelvin, introduit donc la notion d'*analyse harmonique* en 1869. Cette analyse mathématique décompose le potentiel de la force génératrice des marées en une somme de termes périodiques. Lord Kelvin invente la machine qui les calcule (le "Tide Predictor"). Pour les anglais Adams et George Darwin (1883), ces termes périodiques sont des fonctions sinusoïdales du temps, et en 1921, Doodson propose un développement harmonique complet du potentiel générateur.

A partir de ce moment là, l'analyse harmonique a permis de faire des prévisions précises

pour les sites où des mesures étaient effectuées sur des périodes de temps assez longues. Les premières tables de marée ont été éditées. Avec l'émergence de la géophysique vers la fin du 19^{ème} siècle, un regain d'intérêt a été porté aux marées qui contribuent à de nombreux processus océaniques ou météorologiques. Le taux de dissipation d'énergie par les marées océaniques et ses répercussions sur l'accélération apparente de la Lune et l'augmentation de la longueur du jour était au coeur des préoccupations des géophysiciens et des océanographes. Le physicien américain Harris et le mathématicien anglais Hough introduisent le phénomène de résonance des bassins océaniques, soit la prise en compte de la géométrie des océans. Le mathématicien français Henry Poincaré propose des solutions analytiques et théoriques des ondes de marée pour des océans séparés par des continents.

b ...jusqu'aux modèles numériques

Au 20^{ème} siècle et au début du 21^{ème}, le problème principal posé par la marée est son comportement dans l'océan profond, essentiel pour faire un bilan de la dissipation de l'énergie dans l'océan. Après la seconde guerre mondiale, les ordinateurs apparaissent, et ils sont de plus en plus puissants. Les scientifiques ont alors la possibilité d'étendre la prédiction des marées à des zones pour lesquelles on ne dispose pas de mesures, à l'aide de modèles de propagation empiriques. En 1957, le physicien américain ? reprend et complète le développement de Doodson, les premiers modèles apparaissent. Au départ, ils ne fournissent pas des résultats probants. Ceux de Bogdanov et Magarik (1967), Hendershott (1972), Zahel (1977) et *Parke et Hendershott* (1980) donnent des solutions très différentes. Un effort est alors porté sur l'amélioration des paramètres d'entrée des modèles comme la bathymétrie et le frottement et sur l'ajout de nouveaux paramètres comme la marée terrestre (*Lefèvre, 2000*).

En 1980, *Schwiderski* propose le premier modèle hydrodynamique numérique de la marée à la résolution du degré qui fournit des solutions à l'échelle mondiale pour les composantes principales du spectre. La précision des modèles n'a cessé d'augmenter depuis, pour atteindre aujourd'hui la précision centimétrique dans les hauteurs de marée calculées, grâce à l'apparition de l'altimétrie (1975) et à l'assimilation des données. En 1994, *Le Provost et al.* proposent un modèle hydrodynamique global pour la marée qui assimile les données marégraphiques mais qui reste indépendant de toute mesure altimétrique. C'est *Cartwright et Ray* (1990) qui ont obtenu la première solution empirique à partir de l'altimétrie (satellite GEOSAT). Les données des satellites comme TOPEX/Poséidon ont été par la suite largement utilisées. De nombreux modèles globaux s'appuient sur ces données pour fournir des solutions en 1994 et 1995, qu'ils soient empiriques ou bien que se soient des modèles hydrodynamiques comprenant de l'assimilation. On peut par exemple citer pour la première catégorie ceux de *Schrama et Ray* (1994) (SR95), *Andersen* (1995) (AG95), *Matsumoto et al.* (1995) (ORI95), *Eanes et Bettadpur* (1996) (CSR3.0), et *Desai et Wahr* (DW95.1). Pour la seconde catégorie, les plus connus sont ceux de *Egbert et al.* (1994) (TPX0.2), *Kantha* (1995) (KAN95) et *Le Provost et al.* (1998) (FES95.2). Plus récemment, d'autres solutions ont été calculées à partir des satellites comme JASON1, à l'aide de modèles empiriques dans le cas de GOT99 (*Ray, 1999*) ou CSR4 (*Eanes, 2001*) ou bien à l'aide de modèles hydrodynamiques avec assimilation dans le cas des solutions FES99 (*Lefèvre et al., 2002*). Enfin, pour la solution FES2004 (*Letellier, 2004*), ce sont les données altimétriques des satellites TOPEX/Poséidon et ERS2 qui sont assimilées dans le modèle MOG2D.

4.1.2 Origine des marées océaniques : le potentiel générateur des marées

Le potentiel d'une force, à une constante près, correspond au travail qu'effectue la force pour déplacer une masse unité d'un point vers un autre, indépendamment du chemin suivi ($\mathbf{F} = \nabla\Pi$). Un champ d'attraction créé par un objet quasi-ponctuel (M) de masse m dérive d'un potentiel Π proportionnel à la distance r entre (M) et un point considéré. G est la constante de gravitation universelle.

$$\Pi = G\frac{m}{r} \quad (4.1)$$

La Lune et le Soleil sont à l'origine de forces de gravitation sur la Terre, ils constituent les astres perturbateurs. Dans le cas du potentiel générateur des marées, on peut donc décomposer le potentiel total en la somme du potentiel lunaire et du potentiel solaire. On le nomme alors le potentiel luni-solaire. Cependant, l'action de la Lune est au moins deux fois plus importante que celle du Soleil et dans la suite on simplifiera les calculs en n'effectuant que celui du potentiel lunaire Π_L .

La distance de la Terre à la Lune est d'environ 380 000 km le rayon moyen de la Terre est de 6378 km, il est donc possible de représenter notre planète par un point matériel placé au centre du globe et affecté de toute la masse terrestre (figure 4.1). Lorsqu'on cherche à calculer l'attraction que subit une particule en un point quelconque de la surface du globe, il faut noter que celle-ci dépend de sa position par rapport à l'astre perturbateur.

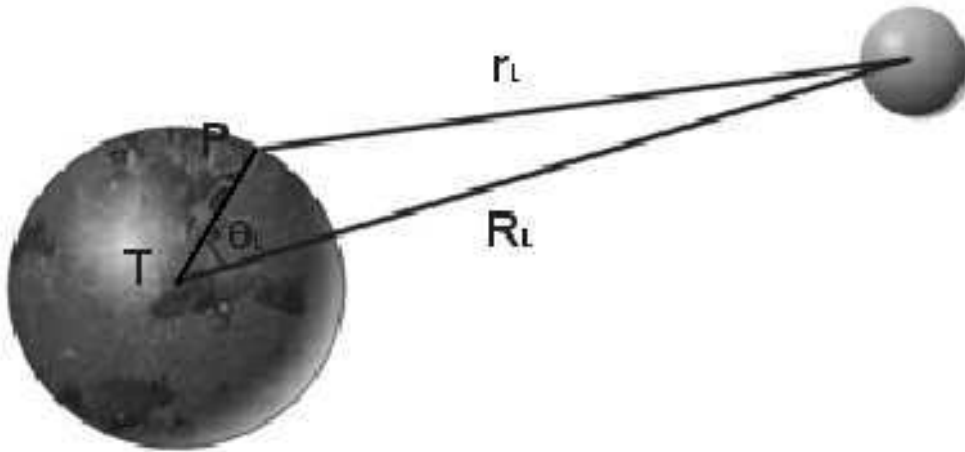


FIG. 4.1 – Représentation du système Terre-Lune

Dans le repère géocentrique, on décrit le potentiel appliqué à un point P de coordonnées (a, λ, ϕ) à la surface de la Terre par une équation de la forme (Le Provost, 1973) :

$$\Pi_L = Gm_L \left(\frac{1}{r_L} - \frac{a}{R_L^2} \cos\theta_L \right) \quad (4.2)$$

avec m_L la masse de la Lune, r_L la distance entre le point P(a, λ, ϕ) considéré et la Lune, R_L^2 la distance entre le centre de la Terre et la Lune, a le rayon de la Terre et θ_L l'angle

zénithal de la Lune au point $P(a, \lambda, \phi)$.

Après une décomposition de $r_L = R_L + \theta(\frac{r_L}{R_L})$ sous la forme d'une somme de polynômes de Legendre (Letellier, 2004), on obtient à l'ordre 2 :

$$\Pi_L = \frac{3}{4} G m_L \frac{a^2}{R_L^3} \left(\cos^2 \theta_L - \frac{2}{3} \right) \quad (4.3)$$

Le potentiel solaire s'écrit de la même manière, en remplaçant l'indice L par l'indice S .

En considérant les coordonnées (R_L, λ_L, ϕ_L) au niveau de l'astre et les coordonnées (R_P, λ_P, ϕ_P) au point P , on peut exprimer $\cos \theta_L$ sous la forme :

$$\cos \theta_L = \sin \phi_L \sin \phi_P + \cos \phi_L \cos \phi_P \cos (\lambda_P - \lambda_L) \quad (4.4)$$

L'équation 4.3 peut donc s'écrire également :

$$\begin{aligned} \Pi_L = \frac{3}{4} G m_L \frac{a^2}{R_L^3} & \left[\frac{1}{3} (1 - 3 \sin^2 \phi_L) (1 - 3 \sin^2 \phi_P) \right. \\ & + \sin (2\phi_L) \sin (2\phi_P) \cos (\lambda_P - \lambda_L) \\ & \left. + \cos (2\phi_L) \cos (2\phi_P) \cos 2 (\lambda_P - \lambda_L) \right] \quad (4.5) \end{aligned}$$

La Lune et le Soleil ne se déplacent pas seulement dans le plan équatorial terrestre. Ils suivent des orbites elliptiques qui sont inclinées par rapport au plan équatorial. La déclinaison est l'angle formé par le centre de l'astre et le centre de la Terre par rapport au plan équatorial. Les variations de la déclinaison amènent à une séparation des différents types de marée. Au maximum de la déclinaison, de l'ordre de 28° , les ondes de périodicité diurne sont maximums aux tropiques et les semi-diurnes dominant à l'équateur et aux hautes latitudes.

Le premier terme de l'équation 4.5 est indépendant de l'angle horaire $\lambda_P - \lambda_L$ de l'astre perturbateur, il s'agit d'un terme longue période. Le deuxième terme dépend de $\lambda_P - \lambda_L$, il est minimum et maximum une seule fois sur un méridien Est (et son complémentaire à l'Ouest) par révolution de l'astre autour de la Terre, il s'agit d'un terme diurne. Enfin, le dernier terme de cette équation dépend de $2(\lambda_P - \lambda_L)$, il est minimum et maximum sur deux méridiens Est opposés de 90° (et leurs complémentaires à l'Ouest) par révolution de l'astre autour de la Terre, sa périodicité est semi-diurne.

Les ondes sont donc des fonctions périodiques qualifiées selon leur pulsation (voir tableau 4.1). Si celle-ci est proche de :

- 0, ce sont les composantes longue période, supérieure à la journée.
- $\omega = \frac{2\pi}{\mathcal{T}}$, la vitesse angulaire de rotation de la Terre ($\mathcal{T} = 24h$), ce sont les composantes diurnes.
- 2ω , ce sont les composantes semi-diurnes (dûes à la rotation terrestre sur son axe).

Les principales composantes ont des périodicités *diurnes* et *semi-diurnes* (tableau 4.1). Chaque onde porte un nom qui dépend de son origine (M pour Moon et S pour Solar par exemple) et de sa périodicité (2 pour semi-diurne, 1 pour diurne...). Dans le cas de l'onde

semi-diurne ayant une origine lunaire, on la nomme M2.

Ces ondes peuvent aussi interagir entre elles et créer des composantes supplémentaires ; typiquement, c'est le cas des marées littorales où des processus non linéaires entrent en jeu.

Type d'onde	Nom	Composante	Période	Origine
Semi-diurnes	M2	Lunaire moyenne	12h25	Mouvement moyen de la Lune
	S2	Solaire moyenne	12h	Mouvement apparent du Soleil
	K2	Déclinationnelle luni-solaire	11h59	Inclinaisons orbite lunaire, écliptique
	N2	Elliptique majeure lunaire	12h39	Effets d'excentricité
	L2	Elliptique mineure lunaire	12h11	Effets d'excentricité
	2N2	Elliptique du 2 nd ordre lunaire	12h11	Effets d'excentricité
Diurnes	K1	Déclinationnelle luni-solaire	23h56	Déclination luni-solaire
	O1	Lunaire principale	25h49	Déclination de la Lune
	P1	Solaire principale	24h03	Déclination du Soleil
	Q1	Elliptique majeure lunaire	26h56	Effets d'excentricité
Longues périodes	Mf	Lunaire bimensuelle	13,661 jrs	Déclination lunaire semi-mensuelle
	Mm	Lunaire mensuelle	27,555jrs	Lunaire moyenne mensuelle
	Ssa	Solaire semi-annuelle	182,621jrs	Déclinaison solaire semi-annuelle
	Sa	Solaire annuelle	365,24jrs	Variation longitudinale du Soleil

TAB. 4.1 – *Tableau des principales ondes de marée*

4.1.3 Analyse harmonique

Chaque onde de marée est définie par sa période. Si l'on considère l'élévation de la surface libre de l'océan induite par la marée, il est alors possible de la décomposer en une somme de composantes périodiques.

En un lieu (λ, ϕ) et à un instant t , l'élévation de la surface libre due à la marée s'écrit :

$$\eta_0(\lambda, \phi, t) = \sum_k f_k a_k(\lambda, \phi) \cos(\omega_k(t - t_0) + V_k^0 + u_k - G_k(\lambda, \phi)) \quad (4.6)$$

ou bien encore :

$$\eta_0(\lambda, \phi, t) = \sum_k \eta_k^1(\lambda, \phi) \cos(\omega_k(t - t_0)) + \eta_k^2(\lambda, \phi) \sin(\omega_k(t - t_0)) \quad (4.7)$$

avec :

- $\eta_k^1 = f_k a_k(\lambda, \phi) \cos(V_k^0 + u_k - G_k(\lambda, \phi))$
- $\eta_k^2 = -f_k a_k(\lambda, \phi) \sin(V_k^0 + u_k - G_k(\lambda, \phi))$
- $a_k(\lambda, \phi)$ l'amplitude de la marée partielle d'indice k au point de prédiction (λ, ϕ)
- $G_k(\lambda, \phi)$ le retard de phase de l'onde d'indice k au point de prédiction (λ, ϕ)
- $V_k(t) = V_k^0 + \omega_k(t - t_0)$ le déphasage de l'astre perturbateur par rapport au méridien de Greenwich et $V_k^0 = V_k(t_0)$
- ω_k la pulsation de l'onde correspondant à la marée partielle indiquée k

- f_k et u_k les facteurs de correction nodale en amplitude et en phase pour chaque composante k du spectre

L'analyse harmonique permet d'obtenir les constantes de marée, c'est-à-dire l'amplitude et le retard de phase d'une onde à une fréquence donnée en un lieu donné. Elle est appliquée aux mesures des marégraphes, aux données satellitaires et aux élévations de surface calculées par les modèles.

L'analyse harmonique utilise la méthode des moindres carrés pour minimiser le résidu de la différence entre les données et une prédiction optimale de la marée (*Foreman et Neufeld, 1991*). Si on considère un point où on dispose de n échéances temporelles, cela revient à minimiser la fonction de coût suivante :

$$J = \sum_{i=1}^n (\eta_{t_i} - \eta_0(t_i))^2 \quad (4.8)$$

D'après l'équation 4.7, on doit alors résoudre pour chaque onde de marée (composante k) le système suivant :

$$\frac{\partial J}{\partial \eta_k^1} \equiv -2 \sum_{i=1}^n \left[(\eta_{t_i} - \eta_0(t_i)) \cdot \frac{\partial J}{\partial \eta_k^1} \right] = 0 \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial J}{\partial \eta_k^2} \equiv -2 \sum_{i=1}^n \left[(\eta_{t_i} - \eta_0(t_i)) \cdot \frac{\partial J}{\partial \eta_k^2} \right] = 0 \quad (4.10)$$

Une analyse similaire effectuée sur les composantes du courant barotrope et du courant barocline permet la comparaison à des courantomètres. Dans ce cas, chaque composante de la vitesse peut être décomposée en une onde d'amplitude et de phase donnée.

Toutefois, la série temporelle analysée doit respecter des critères d'échantillonnage et de durée. Deux fréquences très proches par exemple seront difficilement séparables. La durée minimale d'enregistrement ou de simulation τ nécessaire à la séparation de deux ondes de fréquences f_1 et f_2 est donnée par le critère de Rayleigh :

$$\tau \geq \left| \frac{1}{f_1 - f_2} \right| \quad (4.11)$$

Cette relation exprime que deux composantes harmoniques voisines ne peuvent être séparées que si l'une comporte au moins une période complète de plus que l'autre sur l'étendue temporelle des données. Ainsi, pour séparer les harmoniques M2 (12.4 heures) et K1 (23.9 heures), il faut disposer de 24 heures de données alors que pour séparer M2 et S2 (12 heures) il faut avoir des données sur 15 jours au minimum.

Parallèlement, si l'échantillonnage temporel n'est pas suffisant, il peut se produire une perte d'information temporelle. C'est le phénomène de repliement du spectre ou aliasing, et la fréquence observée est inférieure à la fréquence réelle contenue dans le signal observé. Ce problème se pose lorsque l'on traite les observations satellitaires. Par exemple, si la mesure est effectuée chaque semaine, le signal de marée de période 12.4 heures de l'onde M2 sera vu comme un signal de périodicité 14.8 jours.

4.2 Les marées en océan stratifié ou marées baroclines

Vers 1910, Zeilon a été le premier à suggérer qu'un saut de topographie au fond des océans pouvait être à l'origine de mouvements baroclines (*Wunsch*, 1975). Etant donné que les vitesses horizontales des marées barotropes ne dépendent pas de la profondeur, les zones de gradients de topographie seraient le siège de perturbations des isopycnes non uniformes avec la profondeur, ce qui exciterait des modes internes à la fréquence de forçage.

4.2.1 Développement des techniques de mesures

L'ouvrage de *Phillips* (1977) et l'article de *Wunsch* (1975) fournissent un historique détaillé des premières mesures des marées internes dans l'océan. Au début du 20^{ème} siècle, de nombreuses mesures de températures ont été réalisées à l'aide de bouteilles de Nansen comportant un thermomètre, qui permettaient de ramener l'eau en surface, pour des profondeurs inférieures à 200 m. La figure 4.2 montre un enregistrement obtenu par *Reid* (1956) qui représente une variation temporelle de la température pour une profondeur constante à la fréquence de la marée, ainsi que des oscillations à beaucoup plus petite période dans une thermocline peu profonde (*LaFond*, 1962). Puis, sont apparus les bathythermographes (XBT, eXpendable Bathythermograph), constitués d'une sonde contenant une thermistance capable de mesurer la température pour des profondeurs supérieures à 2000 m de nos jours. De nombreux mouillages constitués de thermistances et de courantomètres ont également permis d'étudier les marées internes, bien que les expériences étaient souvent destinées à l'étude d'autres processus. Enfin, le développement d'instruments de mesures comme les ADCP basés sur la technologie Doppler a permis une bien meilleure couverture spatiale.

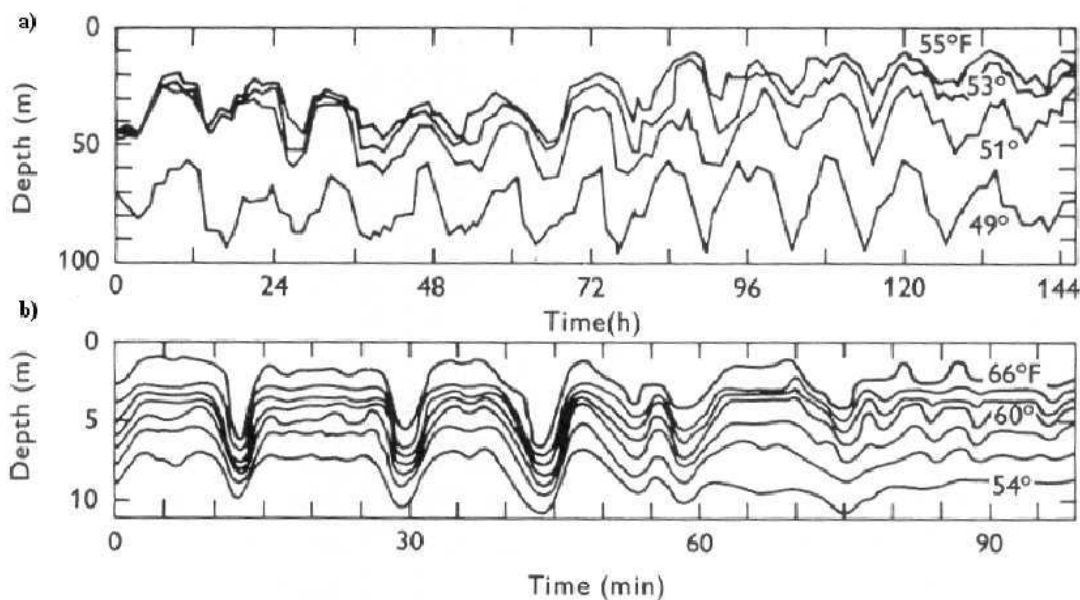


FIG. 4.2 – Isothermes représentatives du mouvement des ondes internes. a) Composante dominante à la fréquence de la marée, avec des amplitudes de l'ordre de 15 m (*Reid*, 1956). b) Oscillations dans une thermocline peu profonde à des fréquences beaucoup plus hautes (*LaFond*, 1962). Source : *Phillips* (1977), fig. 5.1, p.199

Dans les régions côtières, beaucoup d'observations ont d'abord été réalisées sur le plateau

Californien (*Cairns*, 1967) et les premières observations du golfe de Gascogne remontent aux années 70, comme nous l'avons vu précédemment.

4.2.2 Emergence de la théorie des rayons

La première étude théorique de la génération des marées internes date de 1960 (*Rattray*, 1960). Elle s'appuie sur un modèle linéaire à deux couches, "shallow water" (eaux peu profondes), hydrostatique pour la modélisation des ondes longues (composante horizontale de la vitesse bien plus grande que la composante verticale), dans l'approximation f-plan (prise en compte des effets de Coriolis), avec une topographie de type "marche d'escalier". Les solutions étaient basées sur une décomposition en modes normaux et Rattray a considéré la réponse du premier mode barocline à un flux barotrope au-dessus de la topographie du plateau. Il a aussi utilisé des hypothèses sur la nature des ondes, qu'il a supposé stationnaires sur le plateau et progressives au large. C'est la première étude qui a permis de préciser l'influence de la marée sur la génération d'ondes internes. Les principaux résultats indiquent que l'amplitude des ondes internes est proportionnelle à celle de la marée, à l'épaisseur de la couche supérieure (océan bi-couche), et est d'autant plus grande que la différence en densité entre les deux couches est faible. Un autre résultat très intéressant est que l'utilisation de ce modèle entraîne la diminution des longueurs d'ondes en direction de la côte, ce qui est largement connu aujourd'hui et valable en particulier dans le golfe de Gascogne. Toutefois, ce modèle, comme tous les modèles à deux couches, est limité et il ne permet d'appréhender que ce qui se passe près du lieu de génération.

Dans les 10 années qui suivirent, plusieurs travaux analytiques et expérimentaux ont été menés dans des cas d'océans bi-couches avec des géométries similaires, comme ceux de *Kagan* (1966) et *Weigand et al.* (1969). Ils tentent de valider expérimentalement le modèle de *Rattray* (1960) en y apportant quelques modifications, et montrent que la friction est responsable de la diminution de l'amplitude des marées internes lorsqu'elles se propagent au-dessus du plateau.

Puis, reprenant les travaux précédents, *Rattray et al.* (1969) ont effectué une étude analytique et numérique dans le cas d'une topographie en forme de marche d'escalier, comme précédemment, mais pour un océan continûment stratifié. Ils considèrent une décomposition en modes en supposant cette fois l'existence d'une infinité de modes. Les équations linéaires qu'ils ont écrites leur ont permis de calculer les amplitudes des ondes transmises sur le seuil et réfléchies vers le large, et ils ont trouvé que l'amplitude du premier mode barocline était comparable à celle déterminée en 1960. Les autres modes baroclines ont une contribution d'autant moins importante que le mode est élevé. Dans le cas où la stratification varie sur une échelle grande devant la longueur d'ondes, le vecteur d'ondes est réfracté par les variations de la fréquence de Brunt-Väisälä, et l'énergie se propage sous forme de rayons ou "caractéristiques" (approximation WKB). Egalement, ils ont observé que le transfert d'énergie des ondes de surface aux modes baroclines était maximum au niveau du talus. Depuis les trente dernières années, différents modèles analytiques ont été développés autour de la théorie des rayons.

4.2.3 Les modèles analytiques apparus depuis 1970

A l'aide d'une décomposition modale, *Prinsenberget Rattray* (1975) ont étudié l'influence de la constante choisie pour la fréquence de Brunt-Väisälä dans le cas d'un talus incliné (figure

4.3).

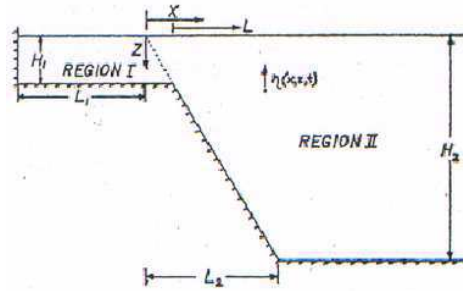


FIG. 4.3 – Représentation schématique du modèle de Prinsenbergh. La région I correspond au plateau (de profondeur H_1 constante) et la région II à l'océan plus profond (de profondeur H_2 constante), séparées par une pente linéaire. Source : Prinsenbergh et Rattray (1975), fig. 1, p.253

En comparaison avec le cas d'une topographie en marche d'escalier, les résultats montrent l'accentuation du mouvement autour des rayons à cause de l'inclinaison du talus. De plus, un autre rayon est créé à la rupture de pente dans le bas du talus (figure 4.4) et la largeur des rayons correspond environ à deux fois l'épaisseur de la colonne d'eau sur le plateau. Par ailleurs, une expérience supplémentaire réalisée dans le cas d'une fréquence de Brunt-Väisälä variable indique que dans le cas d'une stratification plus réaliste, les rayons d'énergie se courbent comme le montre la comparaison de la figure 4.4 (obtenue avec N constante) et de la figure 4.5 (N variable). Sur cette dernière, les rayons issus du haut du talus sont de plus en plus inclinés et ils s'élargissent à mesure qu'ils approchent du fond.

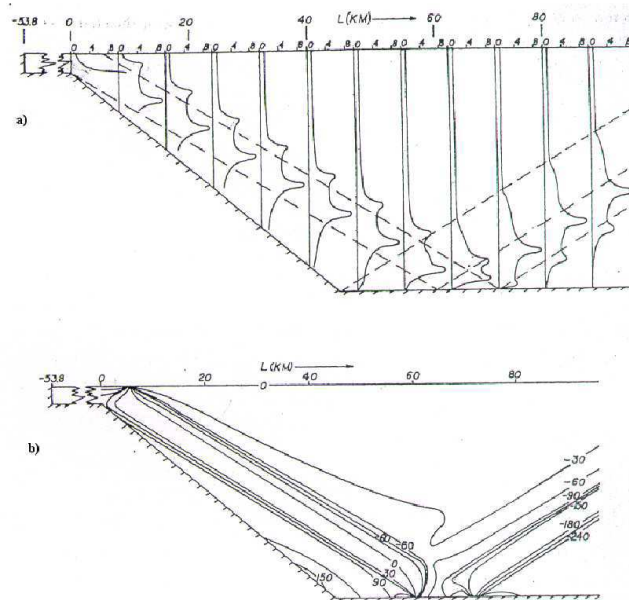


FIG. 4.4 – a) Amplitudes et b) phases du déplacement vertical dans le cas d'une stratification constante pour des marées internes générées au talus selon le modèle de Prinsenbergh. Source : Prinsenbergh et Rattray (1975), fig. 4 et 5, p.257

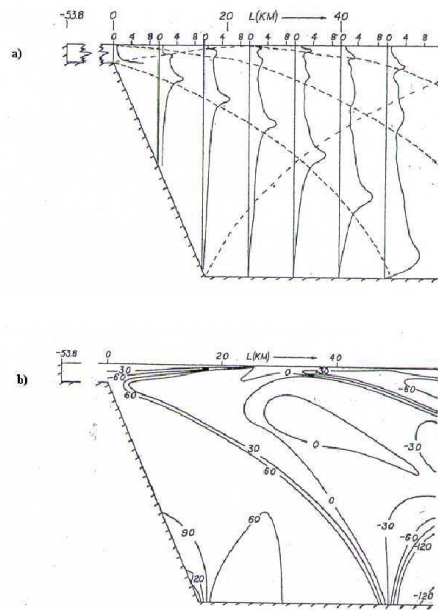


FIG. 4.5 – a) Amplitudes et b) phases du déplacement vertical dans le cas d'une stratification variable pour des marées internes générées au talus selon le modèle de Prinsenbergh. Source : Prinsenbergh et Rattray (1975), fig. 7 et 8, p.259

Parallèlement, *Cox et Sandstrom* (1962), *Baines* (1973) et *Bell* (1975) ont étudié la génération des marées internes dans le cas sous-critique, avec de faibles pentes topographiques (la pente du fond est partout inférieure à celle des caractéristiques). Par rapport à l'approche de *Cox et Sandstrom* (pour la génération au niveau d'une marche d'escalier) et *Prinsenbergh et Rattray*, *Baines* (1973) ne résoud pas les équations des ondes internes à l'aide d'une décomposition en modes normaux mais par la méthode des rayons. Cette démarche lui permet de considérer des topographies plus réalistes, toutefois restreintes au cas bi-dimensionnel. Il a aussi traité des cas de topographies critiques (pente du fond égale à celle des caractéristiques) et super-critiques (pente du fond supérieure à celle des caractéristiques) (*Baines*, 1974). Dans tous les cas, plus la pente est marquée, plus le flux d'énergie interne est grand. Pour une topographie dont l'extension verticale est comparable, le flux d'énergie est deux à trois fois plus grand dans le cas super-critique que dans le cas sous-critique. Puis *Baines* (1982) a continué ses travaux et développé un modèle plus général qui permet de travailler dans des situations océaniques plus réalistes. Le formalisme est similaire aux études précédentes, mais il a introduit une séparation, la thermocline, entre une couche de surface homogène et une couche de fond à densité variable. Dans cette situation, les effets saisonniers sont pris en compte, avec une séparation entre la propagation du mode interfacial associé à la thermocline saisonnière et la propagation du rayon de marée associée à une stratification profonde bien plus faible. Le premier mode se propage le long de la thermocline, vers le plateau et vers le large à partir du talus, avec des longueurs d'ondes de l'ordre de 20 à 30 km, tandis que les modes supérieurs se propagent en-dessous. Dans le cas d'une topographie sous-critique, il faut considérer la génération partout au-dessus de la pente dans la région continûment stratifiée, alors que dans le cas super-critique, la génération a lieu principalement près du bord du talus, comme pour le mode interfacial.

Ce modèle a été appliqué à toutes les régions de pente continentale du monde, permettant d'estimer le flux total d'énergie des marées internes (moyenne annuelle). Pour l'onde

M2, cette estimation est de 1.45×10^{10} W et pour S2 2.73×10^9 W, avec une erreur de 50%, ce qui ne correspond qu'à 0.3 % de la dissipation de l'énergie des marées astronomiques. Il suppose alors que la non prise en compte des effets tri-dimensionnels seraient en grande partie responsable de cette sous-estimation. De plus, les régions de l'océan profond contribueraient plus que les régions côtières (talus et plateaux continentaux), d'un facteur 30, dans le processus de conversion énergétique. *Baines* indique aussi que La Manche et le golfe de Gascogne sont de gros contributeurs. Mais en ce qui concerne le golfe de Gascogne, *Gerkema* (2001) indique que la stratification n'y est pas assez marquée pour que la propagation se fasse selon ce modèle et qu'il y aurait un mélange résultant en une manifestation hybride interfaciale-rayon des marées internes.

Par la suite, d'autres modèles analytiques ont été développés autour des marées internes pour étudier la réponse initiale des ondes transitoires, les effets d'une profondeur finie, la variation de stratification en profondeur, et les variations spatiales de la topographie et du forçage par la marée (*Hibiya*, 1986; *Khatiwala*, 2003; *Llewellyn Smith et Young*, 2002; *St Laurent et Garrett*, 2002).

Par rapport aux modèles précédents, l'émergence de modèles non-linéaires et non-hydrostatiques a permis l'étude des ondes internes non-linéaires, en particulier les ondes solitaires. Celles-ci ne rentrant pas dans le cadre de notre étude, nous renvoyons le lecteur à la thèse de *Gerkema* (1994) pour une description plus détaillée.

4.2.4 Bilan des différents modèles numériques utilisés pour étudier la marée interne

Dans le cas d'une stratification arbitraire et d'une topographie quelconque, les modèles analytiques ne suffisent pas à expliquer le comportement de la marée. De plus, les interactions de la marée avec elle-même et avec les autres processus océaniques peuvent difficilement être prises en compte sans l'aide des modèles numériques. Cependant, l'initialisation et le forçage aux limites de ces modèles requièrent des résultats qui peuvent être obtenus à l'aide des solutions linéaires des modèles analytiques.

a Modèles numériques utilisés pour étudier la marée interne dans le monde

De nombreux modèles numériques ont été développés, pour étudier les régions du monde où le phénomène de marée interne est intense.

Sherwin et Taylor (1990) ont appliqué un modèle linéaire bidimensionnel aux différences finies à l'étude du talus de Malin Shelf bordant Rockall Trough, au Nord-Est du Royaume-Uni. La pente de la topographie comporte à la fois des zones sous-critiques et sur-critiques. Ils ont montré que le flux d'énergie était principalement dirigé vers le large et dans une moindre mesure vers le plateau, ce qui est caractéristique d'une pente super-critique.

Non loin de cette région, *Xing et Davies* (1997; 1999) ont modélisé les marées internes au niveau du rebord du talus au large des côtes à l'ouest de l'Ecosse. A partir d'une topographie 2D constituée d'une section perpendiculaire au talus, ils ont regardé l'impact des monts sous-marins, de la pente du talus et des termes non-linéaires sur la génération des marées internes. Les non-linéarités ont un rôle non négligeable, avec une variabilité spatiale

des marées internes accrue par rapport au cas linéaire et la génération d'ondes internes de courtes longueurs d'ondes au niveau du rebord du talus. Par ailleurs, la stratification et la topographie du fond doivent être prescrites avec le plus de réalisme possible dans les modèles pour une bonne représentation du processus de marées internes.

Dans le même temps, *Holloway* (1996) a utilisé le modèle non-linéaire aux équations primitives et aux différences finies POM (Princeton Ocean Model) à coordonnées sigma (*Blumberg et Mellor*, 1987) pour étudier la génération des marées internes au niveau de la pente du nord ouest Australien. *Holloway et Barnes* (1998) ont poursuivi leur effort de modélisation pour identifier l'effet de la stratification, de la pente du fond et du forçage par la marée pour des topographies bi-dimensionnelles. Dans le cas d'une pente critique ou quasi-critique, les courants près du fond sont accélérés, ce qui entraîne de forts cisaillements de courant sur la verticale et une augmentation du mélange vertical. *Holloway et Merrifield* (1999) ont aussi étudié, dans le cas tridimensionnel, le piégeage de la marée barotrope au-dessus d'un mont sous-marin, d'une dorsale et d'une topographie caractéristique des îles dans des cas idéalisés, en utilisant des échelles représentatives de la dorsale d'Hawaii, une des régions les plus énergétiques au monde du point de vue de la marée. Plus tard, dans le cadre du programme HOME (Hawaii Ocean Mixing Experiment), *Merrifield et al.* (2001) ont travaillé avec un forçage par la marée semi-diurne M2 et une topographie réalistes. Lors de ces deux études, il est apparu que les courants de marée, et donc les marées internes, étaient accentués près des structures en forme de dorsales allongées, par rapport aux monts sous-marins et aux îles caractérisées par des structures symétriques. D'autres études ont été réalisées depuis dans le cadre de ce programme, afin de mieux représenter les marées internes et les transferts d'énergie associés à Hawaii (*Dushaw*, 2002; *Holloway et Merrifield*, 2003).

Le modèle 3D de Princeton a aussi été appliqué à l'étude des marées internes dans d'autres zones du globe. A titre d'exemples, il a été utilisé dans la région du talus et du plateau au nord de British Columbia (*Cummins et Oey*, 1997) et dans le Pacifique Nord à Aleutian Ridge (*Cummins et al.*, 2001).

Récemment, *Robertson* (2001a; 2001b) a utilisé POM dans une configuration bi-dimensionnelle pour étudier la marée interne M2 en mer de Weddell, et montrer l'importance de la proximité de la latitude critique (au-delà de laquelle la propagation des ondes ne peut plus avoir lieu selon la théorie linéaire), de la présence d'un front au bord du talus et de l'inclinaison de la pente topographique. D'après cette étude, tous ces facteurs ont une influence sur les ondes internes générées. Le résultat principal est que les marées internes ne sont présentes que si la latitude critique se situe plus près des pôles que le talus ou près du talus. Dans des papiers plus récents, *Robertson* (2005a; 2005b) a étudié les marées internes semi-diurnes (M2, S2) et diurnes (K1, O1) de la mer de Weddel et de la mer de Ross à l'aide du modèle tridimensionnel ROMS (Regional Ocean Model System). Elle montre que la marée interne est principalement semi-diurne. Lors de cette étude, la prise en compte de la troisième dimension dans l'espace a permis d'améliorer les résultats par rapport aux observations.

b Modèles numériques utilisés dans le golfe de Gascogne

Dans la littérature, on trouve de nombreux exemples de modélisations de la marée interne dans le golfe de Gascogne, validées par des données recueillies lors de campagnes en mer (p. 37).

Première modélisation bidimensionnelle non-linéaire des ondes internes du golfe de Gascogne : océan à deux couches et topographie idéalisée

Mazé (1987) a été le premier à introduire la non-linéarité dans les équations d'un modèle numérique des ondes internes dans le golfe de Gascogne. En effet, les termes non-linéaires sont nécessaires si l'on veut rendre compte précisément de la forme de l'onde interne lors de sa propagation. Il considère un océan bi-couche soumis à la rotation terrestre et forcé par une marée monochromatique semi-diurne, pour étudier la génération et la propagation de la marée interne issue d'un talus de 10% de pente. Chaque couche est gouvernée par les équations d'un fluide parfait, les équations d'Euler et de continuité, et le système est couplé par le gradient de pression. L'auteur utilise une décomposition en modes normaux afin d'isoler le mouvement barotrope supposé connu du mouvement barocline. Afin de résoudre le problème en présence d'une pente, *Mazé* relie le gradient horizontal de la composante barocline de la surface η_1 au gradient horizontal de l'épaisseur instantané de la thermocline :

$$\nabla\eta_1 = \frac{g' h - h_{the}}{g h} \nabla h_{the} \quad (4.12)$$

où h_{the} est l'épaisseur de la thermocline à un temps donné, h la hauteur d'eau totale, g la gravité, g' la gravité réduite. Les équations sont ensuite résolues numériquement avec une résolution horizontale de 500 m.

Le modèle montre des formes dissymétriques pour les ondes qui se propagent sur le plateau. Les interactions non-linéaires entre les ondes internes et le courant barotrope se traduisent également par un transfert d'énergie vers les hautes fréquences et par une variation de l'immersion moyenne de l'interface. Cette étude a mis en évidence la présence d'ondes internes de grandes amplitudes au niveau du rebord du talus (où elles atteignaient 30 m). Puis, au cours de la propagation, l'amplitude décroît rapidement et les ondes internes sont dissipées sur le plateau.

Modèle linéaire bidimensionnelle représentant la topographie de façon plus réaliste

Afin de considérer une topographie plus réaliste, toujours dans un cas bi-dimensionnel, *Serpette* (1989) a développé un modèle linéaire des marées internes dans le golfe de Gascogne. Des amplitudes maximales des marées internes ont été observées au niveau du talus Armoricaïn, proche du lieu de génération. Des cisaillements verticaux de courants importants ont été trouvés au niveau de l'interface au bord du talus, si bien que leur position est corrélée avec celles des taches froides observées sur les images satellitaires. La répartition spatiale des courants totaux présente une structure originale au-dessus du plateau, elle correspond à une modulation entre l'onde barocline et l'onde barotrope, avec des maxima d'amplitude distants d'une longueur d'onde dans le cas linéaire.

Dans un deuxième temps, les termes d'advection des composantes baroclines par le courant de marée barotrope et la dissipation des ondes (amortissement) ont été incorporés dans le modèle, ce qui provoque la déformation des ondes lorsqu'elles se propagent au-dessus du plateau continental. Ce complément apporté au modèle a permis d'effectuer des comparaisons entre des points du modèle et des points de mesures issus des campagnes ENVAT81, ONDINES85 et des données de R. Pingree. En se limitant à une zone proche du talus, on

a une concordance satisfaisante entre les résultats modélisés et les observations dans l'ensemble, mais ce n'est pas le cas quand on s'éloigne du lieu de génération.

Il semble donc que ce modèle soit limité non seulement par l'absence de prise en compte de termes non-linéaires, mais également du point de vue de la stratification simplifiée (à deux couches). En effet, d'autres travaux réalisés à cette époque sont basés sur l'utilisation de modèles avec une stratification à trois couches, comme celle utilisée par *Mazé et Le Tareau* (1988) en mode unidimensionnel, ou bien une stratification continûment stratifiée pour étudier la propagation des ondes internes dans le plan vertical (*New*, 1988).

Modèle linéaire basé sur la décomposition modale

New (1988) a utilisé un modèle linéaire comparable à celui de *Prinsenberget Rattray* avec une décomposition modale pour les dix premiers modes sur une section réaliste perpendiculaire au talus et à la plaine abyssale du golfe de Gascogne. Le but était de modéliser la propagation des marées internes dans le plan vertical et de tenter de déterminer les zones sensibles aux instabilités de la thermocline. Les résultats numériques indiquent que la propagation dans la thermocline saisonnière est dominée par le mode 3 (de longueur d'onde ≈ 55 km) au-dessus de la plaine et par le mode 1 (de longueur d'onde ≈ 35 km) sur le plateau, en accord avec les observations. Des maxima de fluctuation de température suivent le rayon de marée issu du bord supérieur du talus et on trouve deux régions dans la thermocline de part et d'autre du talus propices au mélange par instabilité dynamique durant la vive-eau. Ces régions sont contrôlées par la valeur du nombre de Richardson,

$$R_i = N^2 / \left(\frac{\partial}{\partial z} (u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} \right)^2 \quad (4.13)$$

qui en-dessous d'une valeur critique de 1/4 indique un flux instable (figure 4.6). Le modèle indique que les régions propices au mélange s'étendent sur 25 à 30 km au large du plateau pour une stratification estivale, avec une deuxième zone de mélange à environ 150-160 km du bord du talus lorsque le rayon d'énergie initialement propagé vers le bas rencontre la thermocline après réflexion sur le fond. Ce résultat est en accord avec ce qui a été observé par les satellites (p. 47).

L'utilisation du modèle précédent a été étendue pour compléter les informations fournies par des données collectées près du banc de La Chapelle en novembre 1985, mars 1987 et septembre 1987. Celles-ci sont les premières à avoir mis en évidence un rayon d'énergie se propageant vers le bas depuis le bord du talus, vers 385 m de profondeur (*Pingree et New*, 1989). Il est ensuite réfléchi vers 4200 m de profondeur avant de rencontrer la thermocline saisonnière à environ 140 km du lieu de génération, alors que le rayon qui se propage vers le haut depuis le talus se réfléchit à moins de 20 km de la pente critique (soit une distance de 120 km observée vers la surface entre les deux réflexions). L'épaisseur des rayons observée est supérieure à celle prévue par le modèle (1 km selon des observations effectuées à 40 km du bord du talus contre 0.3 km attendus) et les amplitudes des marées internes sont plus faibles dans les observations (100 m observés contre 150 m prévus par le modèle à l'emplacement précédent). Ces différences pourraient être dûes au mélange interne ou aux interactions entre les ondes qui tendraient à dissiper préférentiellement les modes les plus hauts (*Schott*, 1977).

De plus, *Pingree et New* (1995) ont aussi étudié la génération et la propagation des marées internes sur le plateau de la mer Celtique, où elles sont parmi les plus importantes

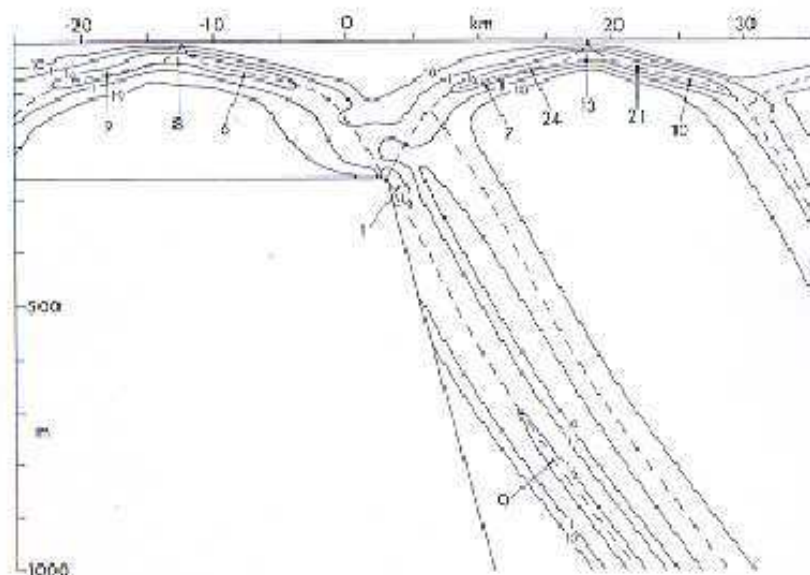


FIG. 4.6 – Contours du nombre de Richardson minimum (valeurs de 10, 1 et $\frac{1}{4}$) durant le cycle de marée, en période de vive-eau et pour une stratification estivale. Les lignes en pointillés représentent les rayons d'énergie et les valeurs correspondent à un facteur de croissance $\gamma = \log_{10}(a_f/a_0)$ entre l'amplitude de perturbation finale a_f et celle de départ a_0 . Source : New (1988), fig. 10 p.703

au monde. Un modèle du plateau à deux couches, avec une stratification constante dans chaque couche, a montré que le mode 1 dominait et que si la prise en compte des effets non-linéaires était importante pour déterminer la structure de la marée interne, il n'y avait pas de gros changements en terme de vitesses de phase ou longueurs d'ondes, ce qui justifie une approche linéaire.

Modèle non-linéaire bidimensionnel à trois couches

Afin d'avoir une idée plus précise du phénomène de refroidissement des eaux en surface au-dessus du talus de la mer Celtique au printemps et à l'automne, associé au processus de mélange, *Le Tareau et Mazé* (1993) ont développé un modèle non-linéaire à trois couches, bi-dimensionnel, qui prend en compte le mélange par le vent en surface et le mélange par frottement sur le fond, ainsi que le mélange par instabilités de Kelvin-Helmholtz au niveau de la thermocline. Suite à l'action d'un coup de vent, la tache froide se développe près du talus de la mer Celtique, comme dans les observations de la campagne ONDINE85, aux endroits de plus fortes amplitudes pour la marée interne.

Puis *Le Tareau et Mazé* (1996) s'intéressent à l'impact de la forme de la topographie sur les marées internes générées, en considérant toutes sortes de pentes continentales dans leur modélisation tri-couches (toujours en deux dimensions). Si les auteurs acquièrent la confirmation de l'insensibilité de la marée barotrope à la forme de la pente continentale, il n'en est pas de même pour les marées internes, qui en sont fortement dépendantes. De plus, le profil de la pente a une influence majeure sur les courants baroclines au-dessus de la pente.

Dans le cadre de l'interprétation des données de la campagne Gastom90, *Jezequel et al.* (2002) tentent d'aller plus loin dans la compréhension des interactions de la marée avec la

topographie au niveau des talus dans le cas d'un océan continûment stratifié. Le modèle utilisé est basé sur la méthode des caractéristiques, limité en terme de stratification, adapté à tous les types de topographies (sous-critiques, critiques et surper-critiques). Par rapport aux modèles précédents (e.g. *Baines*, 1973), la solution est d'abord calculée en surface au-dessus du talus indépendamment du plateau et de la plaine. Le talus est vu comme un "générateur" de modes baroclines qui se propagent ensuite vers la plaine et vers le plateau. Les résultats obtenus pour des faibles variations de topographie sont en accord avec les résultats analytiques (*Baines*, 1973), tandis que dans le cas d'une topographie plus marquée typique du Nord du golfe de Gascogne, les résultats obtenus sont qualitativement comparables à ceux de *New* (1988) en considérant la même bathymétrie et la même stratification. A l'aide d'une nouvelle méthode consistant à décomposer la solution au niveau du talus en modes baroclines qui au niveau de la rupture de pente soient compatibles avec la solution modale au-dessus de la plaine (fond plat), les auteurs reproduisent les zones de maxima énergétiques observés au-dessus du talus et de la plaine, plus précisément au niveau des rayons composés de la résultante des deux premiers modes baroclines. Ce modèle permet donc d'appréhender la localisation des rayons d'énergie. Cependant, des différences quantitatives apparaissent par rapport aux données, probablement à cause des hypothèses simplificatrices introduites dans le modèle (bi-dimensionnel, monochromatique, avec une topographie approximative).

Modèle tridimensionnel avec une stratification homogène sur l'horizontale et une topographie réaliste

L'étude de *Pichon et Correard* (2006) a permis une réelle compréhension de la propagation des marées internes au-dessus de la plaine abyssale du golfe de Gascogne. Les données de la campagne MINT94, particulièrement exploitables, obtenues pour les mois de septembre et octobre 1994 ont été étudiées et ont servi à initialiser et valider un modèle numérique tri-dimensionnel.

Le modèle non-linéaire aux équations primitives MICOM (Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model) développé par *Bleck* (2002) décrit les mouvements du fluide en considérant la rotation, la stratification et les effets de viscosité, à l'aide des coordonnées isopycnales : les équations du moment et de continuité sont intégrées sur l'épaisseur de chaque couche isopycnale. Dans cette étude le forçage est uniquement constitué par la marée semi-diurne, en considérant les élévations de surface et les courants moyens associés aux harmoniques M2, S2, N2 et K2 issues du modèle spectral de (*Le Provost et Lyard*, 1997). La résolution horizontale est de 1.8 km et sur la verticale on dénombre 30 couches, la résolution étant plus fine en surface qu'au fond. Le modèle utilise la méthode de séparation des pas de temps basée sur les différences de vitesses de propagation des ondes barotropes et baroclines. Pour le mode barocline, des conditions aux limites radiatives de type Orlansky sont utilisées, avec une couche éponge sur 13 points proches de la frontière. La stratification est fixée à l'aide d'un profil moyen en densité calculé à partir des mesures CTD et XCTD de la campagne pour le mois de septembre. Pour le mois d'octobre, le profil choisi correspond à celui du point PF13 (voir figure 3.2), à cause de la forte variabilité de la stratification entre la zone Armoricaïne et le talus espagnol. La bathymétrie utilisée a été produite par le SHOM avec une résolution de 1°.

La comparaison des résultats modélisés avec les observations indique que la résolution du modèle est suffisante pour que les courants barotropes soient bien représentés dans les zones

de génération des marées internes y compris dans le cas de forts gradients bathymétriques, ce qui est indispensable pour représenter des marées internes de façon réaliste. En terme de vitesse et de profil en densité, la comparaison modèle/observations est satisfaisante pour les points situés au large de la façade atlantique française. Des amplitudes maximales des marées internes de plus de 90 m sont modélisées près des lieux de génération. Au-dessus du plateau et de la plaine abyssale, la présence des marées internes a une influence sur la structure du champs de vitesse, qui présente des cisaillements importants des courants baroclines sur la verticale, et on retrouve une propagation sous forme de rayons en accord avec la théorie. Au-dessus de la plaine, au milieu du golfe de Gascogne, de forts cisaillements horizontaux de la vitesse sont modélisés, aux endroits où l'énergie de l'onde interne venant du fond rencontre la thermocline saisonnière.

La prise en compte d'une topographie et d'un forçage de marée réalistes, associée à une stratification représentative de la période étudiée, a permis de préciser les zones de génération, en particulier au niveau du plateau de Meriadzek où la présence d'une remontée du fond à la limite Sud est à l'origine d'une zone de génération (sur la radiale perpendiculaire au talus formée par les points PF02 et PF04). L'utilisation du modèle a aussi permis de confirmer l'existence d'une zone de génération au niveau du talus ibérique, et de considérer les interférences entre des marées internes générées en différents endroits du talus au niveau de la mer Celtique.

Les caractéristiques des ondes internes modélisées pour les mois de septembre et octobre sont relativement similaires. Ceci est dû aux profils de densité considérés, qui ne représentent pas les variations horizontales en densité. Aussi, il serait intéressant de considérer une variation tri-dimensionnelle de la stratification, en particulier pour tenir compte de la présence des eaux méditerranéennes au large du talus ibérique, qui modifie considérablement les caractéristiques des marées internes.

Aujourd'hui, le SHOM s'intéresse à la prévision près des côtes en matière de défense, d'environnement et de sécurité en mer. Une modélisation à 1 km de résolution est mise en place dans le golfe de Gascogne dans le cadre du chantier MOUTON (Modélisation Océanique d'Un Théâtre d'Opérations Navales, 2001-2007). Durant l'été 2004, de nouvelles mesures ont d'ailleurs été effectuées dans la zone qui nous intéresse, mais elles ne sont pas encore disponibles.

Modèle linéaire bi-dimensionnel avec résolution accrue à la thermocline saisonnière et aux endroits de réflexion des rayons

Récemment, à l'aide d'un modèle linéaire bi-dimensionnel (uniformité le long du talus), *Gerkema et al.* (2004) ont mis en évidence deux zones de génération des marées internes : une dans la thermocline saisonnière et une dans la thermocline permanente. Cette dernière est plus importante en terme de conversion d'énergie. L'influence saisonnière n'est donc pas primordiale dans le bilan énergétique. Par contre, les marées internes évoluent et leurs caractéristiques de propagation ont une forte dépendance saisonnière. Au niveau de la réflexion du rayon au milieu du golfe de Gascogne, il est réfléchi quasiment sans avoir été perturbé en hiver, alors qu'en été il est distordu à cause du piégeage dans la thermocline saisonnière, qui s'accompagne de la génération des ondes solitaires.

Un autre résultat très intéressant a été énoncé par *Lam et al.* (2004). A l'aide du modèle

précédent, on observe la propagation des rayons depuis le rebord du talus. Il y a un rayon d'énergie dirigé vers le bas qui se propage vers l'océan profond, un rayon dirigé vers le plateau et un rayon moins énergétique dirigé vers le haut qui se propage vers le large. Ce dernier semble s'évaporer dans la thermocline, en accord avec les observations de *Pingree et New* (1989). Par contre, l'hypothèse selon laquelle l'énergie serait dissipée en passant dans la thermocline ne tient plus car le phénomène persiste même dans le cas d'un modèle linéaire sans friction. Une explication alternative serait de dire que le rayon subit d'importantes réflexions dans la thermocline (mais à ce moment-là, la théorie des rayons n'est plus valable...).

A l'heure actuelle, des modèles non-linéaires et non-hydrostatiques sont également développés pour étudier la propagation des ondes internes solitaires dans le golfe de Gascogne (par exemple dans le cadre de la thèse de Ruddy Mauget à Brest, en collaboration avec Theo Gerkema du NIOZ), mais nous nous limiterons ici à l'étude des marées internes diurnes, semi-diurnes et quart-diurnes, qui peuvent être étudiées dans le cadre des hypothèses hydrostatiques.

4.3 Bilan

La connaissance des processus de génération et de propagation des marées internes a fortement progressé grâce à l'utilisation des modèles numériques. De plus, le golfe de Gascogne est une zone très bien documentée sur le plan expérimental. Mais comme nous l'avons vu, il reste encore de grosses incertitudes sur la quantification de l'énergie transférée aux marées internes et sur les différents mécanismes de dissipation.

Les études numériques récentes ont considéré une marée principalement semi-diurne, il convient donc de mieux décrire le comportement de la marée interne pour les composantes diurnes et semi-diurnes. Par ailleurs, les modélisateurs utilisent des bathymétries et des stratifications entachées d'incertitudes. Or à travers les différents travaux nous avons vu que ces paramètres ont une influence non négligeable sur les ondes internes générées. Il convient donc de mieux caractériser les incertitudes associées aux erreurs sur la bathymétrie et la topographie dans les modèles.

Enfin, dans le cas de l'apparition des tâches froides, nous avons vu que le vent pouvait agir conjointement à la marée au niveau du talus. Afin de prendre en compte les interactions entre les différents processus, tout en cherchant à isoler ce qui se manifeste par la marée interne, il convient de procéder à une localisation fréquentielle, temporelle et spatiale des processus dans le cas d'une modélisation qui intègre plusieurs forçages.

Dans ce qui suit, nous verrons donc un cas de modélisation tri-dimensionnel de la marée interne dans le golfe de Gascogne à l'aide du modèle SYMPHONIE, qui couplé à des méthodes d'analyse et de modélisation récentes permettra de répondre au moins en partie à ces questions.

Le modèle offre une très bonne représentation du talus et les techniques numériques actuelles permettent la maîtrise d'une stratification tri-dimensionnelle, qui sera utilisée pour initialiser le modèle. Une modélisation stochastique nous permettra d'ailleurs d'étudier l'influence des incertitudes sur la stratification initiale et leur impact sur les caractéristiques des marées internes modélisées.

Troisième partie
Modélisation des marées

L'océanographie dynamique est l'étude de la réponse océanique aux forces externes qui agissent aux frontières de l'océan (gradient de pression atmosphérique, tension de vent, forces associées aux flux de chaleur latente et sensible entre l'océan et l'atmosphère) et aux forces internes qui agissent à l'intérieur de l'océan (forces de flottabilité dues à la gravité et à la rotation terrestre, marée, turbulence...) (*LeBlond et Mysak, 1978*).

Sous l'action des forces de gravité, des mouvements oscillatoires des masses d'eau océaniques se développent. Lorsque les gradients de densité induits par des changements de température ou de salinité à l'intérieur de l'océan sont marqués (réchauffement estival en surface, veine d'Eau Méditerranéenne vers 900 m de profondeur dans le golfe de Gascogne), ce phénomène se traduit par la présence d'ondes internes de grande amplitude, qui ont une faible signature en surface.

Dans ce chapitre, nous posons les fondations théoriques nécessaires à l'étude des ondes externes et internes de l'océan, en particulier celles qui apparaissent à la fréquence de la marée.

A partir des équations de base de l'océan, différentes approximations successives nous permettent de motiver le choix du modèle numérique SYMPHONIE pour étudier les marées dans le golfe de Gascogne.

Chapitre 5

Les ondes de marée dans l'océan

5.1 Equations de base de la mécanique des fluides : les équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes sont des équations aux dérivées partielles non-linéaires adaptées à la description des fluides tels que les liquides et les gaz. Elles portent le nom de C.-L. Navier qui a donné les équations pour un fluide incompressible, et de G.G. Stokes, qui a re-dérivé les équations de Navier pour un fluide visqueux, deux ans après Saint-Venant.

Ces équations permettent de modéliser les mouvements qui animent l'atmosphère et l'océan. Cependant, les équations complètes sont trop complexes pour pouvoir obtenir l'unicité de la solution, et différentes hypothèses permettent de simplifier le problème pour obtenir des solutions analytiques.

5.1.1 Equation de continuité

Si on considère un volume de fluide (V) de masse $M = \int_V \rho dV$ (où ρ est la densité du fluide), la variation de cette dernière au cours du temps est égale au flux de masse ($\rho \vec{v}$) traversant la surface (S) délimitant le volume (V) :

$$\frac{dM}{dt} = \int_S \rho \vec{v} \cdot d\vec{S} \Rightarrow \frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dV = - \int \text{div}(\rho \vec{v}) \cdot dV, \text{ soit}$$
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (5.1)$$

Cette relation exprime la conservation locale de la masse. En suivant le mouvement du fluide, elle devient :

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \text{div}(\vec{v}) \quad (5.2)$$

où $\vec{v} = (u, v, w)$ est la vitesse du fluide dans le repère (O, x, y, z) , l'origine O étant située au niveau de repos du fluide.

5.1.2 Loi fondamentale de la dynamique et équation de conservation de la quantité de mouvement

- fluide tournant, en rotation uniforme autour de l'axe de la Terre
- fluide visqueux (soumis aux forces de friction interne), de viscosité constante et uniforme

Selon la Loi fondamentale de la dynamique dans le repère terrestre, la variation de la quantité de mouvement dans le temps est égale à la somme des forces volumiques et des forces de contrainte exercées sur la surface du fluide :

$$\rho \left(\underbrace{\frac{d\vec{v}}{dt}}_1 + \underbrace{2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}}_2 \right) = \underbrace{-\vec{\nabla}P}_3 + \underbrace{\rho\vec{\nabla}\phi}_4 + \underbrace{F(\vec{u})}_5 \quad (5.3)$$

Le terme (1) de l'équation 5.3 correspond à l'évolution temporelle de la vitesse. Le second est l'accélération de Coriolis (lié à la rotation de la Terre autour de son axe) et $\vec{\Omega}$ est la vitesse angulaire de la Terre. Les particules fluides sont soumises à des forces de Pression (terme 3), des forces volumiques (terme 4) comme la gravité et des forces non conservatives (terme 5) telle que la friction ($F(\vec{u}) = \mu\nabla^2\vec{u}$ où μ est le coefficient de viscosité moléculaire en Pa.s, considéré constant et uniforme).

5.1.3 Conditions aux limites

Pour pouvoir calculer les changements de la structure de l'océan, il est nécessaire de connaître les équations qui gouvernent la physique de l'océan mais aussi les conditions qui s'appliquent à ses frontières.

Définissons $h = H + \eta$ la hauteur instantanée de la colonne d'eau, tels que H est la profondeur de l'océan au repos et η l'élévation de la surface libre.

La condition qui doit être satisfaite au fond ($z = -H$) est que le flux perpendiculaire à la surface est nul, de sorte qu'aucune particule ne peut franchir cette frontière :

$$w = 0 \quad \text{en} \quad z = -H \quad (5.4)$$

Par définition, aucune particule fluide ne peut traverser la surface libre (*Gill*, 1982). En $z = \eta$, la condition pour qu'une particule située à cette frontière y reste peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\frac{d(z - \eta)}{dt} = 0 \quad \text{en} \quad z = \eta \quad (5.5)$$

Cette équation donne dans le cas de petites perturbations la relation suivante :

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} = -div_H \vec{v} \quad (5.6)$$

5.1.4 Hypothèses simplificatrices

Dans la suite, nous faisons les hypothèses suivantes :

- fluide isentropique
- incompressibilité
- fluide tournant, en rotation uniforme autour de l'axe de la Terre
- mouvements de grande échelle : $L_H \gg L_V$ et $\sqrt{u^2 + v^2} \gg w$
- fluide visqueux (soumis aux forces de friction interne), de viscosité constante et uniforme
- fluide anélastique (propagation du son négligée, i.e. la vitesse du son $c_s \rightarrow \infty$)

a Conséquences sur l'équation de Navier Stokes

Le nombre de Reynolds, noté $Re = \frac{\rho v D}{\mu}$ (avec D le diamètre hydraulique du fluide et v sa vitesse), caractérise les écoulements fluides et donne la nature du régime. Il peut aussi s'écrire comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Dans l'océan, fluide de **grande échelle**, ce nombre est très grand et les forces d'inertie sont bien supérieures aux forces visqueuses. La viscosité moléculaire pourra donc être négligée dans l'équation 5.3.

De plus, si on considère que les échelles horizontales sont très supérieures aux échelles verticales ($L_H \gg L_V$), et les vitesses horizontales très grandes devant les vitesses verticales, on peut réécrire l'équation de Navier-Stokes (5.3) sous la forme :

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + \rho(f \vec{e}_z) \wedge \vec{v}_H + \vec{\nabla} P + \rho g \vec{e}_z = \vec{0} \quad (5.7)$$

avec $g = 9.81 m.s^{-2}$ l'accélération de la gravité et $f = 2\Omega \sin \varphi$ le paramètre de Coriolis à la latitude φ . Ce dernier est considéré constant pour une latitude donnée dans l'approximation **f-plan**, qui considère des écoulements à des échelles suffisamment petites pour approcher la surface terrestre par son plan tangent.

b Conséquences sur l'équation de continuité

Dans le cas d'un fluide **isentropique** et **incompressible** ($\frac{\partial \rho}{\partial P} = 0$, i.e. les variations de densité avec la pression sont négligeables), on est dans le cas d'un écoulement **solénoïdal** (*Batchelor*, 2000). Les variations relatives de volume sont négligeables devant les variations de vitesse. L'équation 5.2 devient dans ce cas :

$$div \vec{v} = 0 \quad (5.8)$$

On a également :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \rho = 0 \quad (5.9)$$

5.1.5 Approximation de Boussinesq

En 1903, Boussinesq a bouleversé la mécanique des fluides avec son livre intitulé *Théorie analytique de la chaleur*. Il y décrit une hypothèse largement utilisée aujourd'hui sous le nom d'approximation de Boussinesq : "il faut savoir que dans la plupart des mouvements provoqués par la chaleur sur nos fluides pesants, les volumes ou les densités se conservent à très peu près, quoique la variation correspondante du poids de l'unité de volume soit justement la cause des phénomènes qu'il s'agit d'analyser. De là résulte la possibilité de négliger les variations de la densité, là où elles ne sont pas multipliées par la gravité g , tout en considérant, dans les calculs, leur produit par celle-ci".

Sous cette approximation, on peut écrire $\rho = \rho_0 + \rho'$ et $P = P_0 + P'$, où ρ' et P' sont des variations par rapport à un état moyen (ρ_0 et P_0). En particulier, les équations du mouvement 5.7 et de continuité sont données par :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho_0 (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + \rho_0 (f \vec{e}_z) \wedge \vec{v}_H + \vec{\nabla} P + \rho g \vec{e}_z = \vec{O} \quad (5.10)$$

$$\text{div} \vec{v} = O \quad (5.11)$$

5.1.6 Hypothèse de linéarité

Dans le cas linéaire, on néglige les termes d'advection dans l'équation de Navier-Stokes 5.10 (le mouvement est considéré comme "lent") :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho_0 (f \vec{e}_z) \wedge \vec{v}_H + \vec{\nabla} P + \rho g \vec{e}_z = \vec{O} \quad (5.12)$$

$$\text{div} \vec{v} = O \quad (5.13)$$

5.1.7 Approximation hydrostatique

L'approximation hydrostatique traduit l'équilibre entre la force de pression et la force de pesanteur. Elle s'applique aux fluides dont les **vitesse**s **verticales** sont **très petites comparées aux vitesses horizontales** (échelle de longueur verticale très petite devant l'échelle de longueur horizontale), par exemple dans le cas de l'étude des différences de hauteurs de vagues de surface, de rejet sous-marin ou encore des aspects locaux de la formation d'eau dense...

L'hypothèse hydrostatique consiste à supposer que la pression à l'intérieur d'un fluide ne dépend que de la densité du fluide et de la position de la surface libre, ainsi que de la pression atmosphérique qui agit sur cette surface. On l'écrit :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (5.14)$$

et elle correspond à l'équation simplifiée du mouvement sur la verticale.

Si on considère un océan au repos :

$$P = P_0(z) = P_{atm} + \int_{-z}^0 \rho_0(z) g dz \quad (5.15)$$

$$\rho = \rho_0(z) \quad (5.16)$$

avec $\frac{\partial P_0}{\partial z} = -\rho_0 g$ et donc si on considère les perturbations $P' = P - P_0(z)$ et $\rho' = \rho - \rho_0$

associées aux ondes internes, on a de la même manière $\frac{\partial P'}{\partial z} = -\rho' g$.

L'équation du mouvement sur l'horizontale s'écrit :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_H}{\partial t} + \rho_0 (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_H + \rho_0 (f \vec{e}_z) \wedge \vec{v}_H + \vec{\nabla} P' = \vec{0} \quad (5.17)$$

et l'équation de continuité 5.9 devient dans le cas solénoïdal :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = 0 \quad (5.18)$$

Les différentes approximations que nous venons de décrire vont maintenant être utilisées pour la mise en place des équations de la marée. Nous verrons d'abord les équations de la marée de surface puis celles des marées internes.

5.2 Les équations barotropes de la marée

La propagation des ondes de marée à la surface de l'océan est analogue à une propagation dans un milieu non-stratifié ou **homogène**. On parle alors du mode barotrope de la marée.

Dans un premier temps, nous faisons les hypothèses suivantes :

- approximation de Boussinesq
- équilibre hydrostatique
- océan non diffusif
- prise en compte du potentiel générateur des marées

5.2.1 Définitions

On définit une densité moyenne sur la colonne d'eau :

$$\rho = \overline{\rho_O(z)} = \frac{1}{H + \eta} \int_{-H}^{\eta} \rho_0(z) dz \quad (5.19)$$

Dans un fluide barotrope, il existe une loi d'état de nature thermodynamique reliant la pression à la masse volumique :

$$\rho \equiv \rho(P) \quad \text{ou} \quad P \equiv P(\rho) \quad (5.20)$$

Les isobares et les isochores sont parallèles ($\vec{\nabla} \rho \wedge \vec{\nabla} P = \vec{0}$).

Le forçage est constitué du potentiel générateur de marée. Il apparaît dans l'équation de Navier-Stokes (5.10) dans le terme des forces volumiques. En notant \overline{Fm} sa force, nous obtenons :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho_0 (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + \rho_0 (f \vec{e}_z) \wedge \vec{v}_H + \vec{\nabla} P + \rho g \vec{e}_z = \overline{Fm} \quad (5.21)$$

avec $P = P_{atm}$ en surface et $\vec{v} = \vec{0}$ au fond.

5.2.2 La marée barotrope dans l'océan global

- linéarité

Au large, les **courants de marée sont très faibles**, tout comme leurs dérivées spatiales. De plus, les **forces de frottement sont négligeables** par rapport aux autres forces mises en jeu (l'épaisseur de la couche turbulente de fond est très petite comparée à celle de la colonne d'eau soumise à la marée). On néglige donc le deuxième terme de l'équation 5.21, ce qui revient à **linéariser** l'équation 5.21 :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho_0 (f \vec{e}_z) \wedge \vec{v}_H + \vec{\nabla} P + \rho g \vec{e}_z = \vec{Fm} \quad (5.22)$$

De plus, si on décompose les composantes de la vitesse et la pression en la somme d'une composante barotrope (mode externe), indicée "1", plus une composante barocline (mode interne), indicée "i" :

$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_i \quad (5.23)$$

$$P = P_1 + P_i \quad (5.24)$$

Les équations 5.21 qui régissent la marée barotrope peuvent alors être écrites :

$$\text{div} \vec{v}_1 = 0 \quad (5.25)$$

et

$$\frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + f \vec{e}_z \wedge \vec{v}_{1H} + \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} P_1 + g \vec{e}_z = \vec{Fm} \quad (5.26)$$

avec

$$\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} (z + H) = 0 \text{ au fond } (z = -H) \quad (5.27)$$

$$\frac{d}{dt} (z - \eta) = 0 \text{ en surface } (z = \eta) \quad (5.28)$$

La force génératrice de marée \vec{Fm} dont dérive le potentiel luni-solaire est donnée par le gradient horizontal de celui-ci, $\vec{\nabla} \Pi_{L-S}$, avec

$$\Pi_{L-S} = \Pi_L + \Pi_S = g \eta_{pot} \quad (5.29)$$

où η_{pot} est la hauteur de marée d'équilibre.

Si on considère l'intégrale sur z de l'équation de continuité 5.25 en tenant compte des conditions aux limites, et si on injecte l'expression de la pression $P_1 = \bar{\rho}_0 g \eta$ dans l'équation 5.26 sur l'horizontale, on obtient les équations de Laplace pour la marée barotrope :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + H \vec{\nabla} v_{1H} &= 0 \quad (5.30) \\ \frac{\partial \vec{v}_{1H}}{\partial t} + f \vec{e}_z \wedge \vec{v}_{1H} + g \vec{\nabla} \eta &= \vec{\nabla}_H \Pi_{L-S} \end{aligned}$$

5.2.3 La marée barotrope en océan peu profond

- non linéarité
- frottement sur le fond

En zones côtières, les profondeurs prises en compte varient beaucoup avec pour conséquence une physique différente de celle de l'océan profond. Les gradients topographiques des zones de petits fonds modifient rapidement la hauteur de la colonne d'eau en mouvement et les processus non-linéaires ainsi que la turbulence jouent un rôle important dans la dynamique.

Le terme de frottement sur le plancher océanique n'est plus négligeable : la couche limite turbulente développée sur le fond par la colonne d'eau mise en mouvement sous l'action de la force génératrice des marées est de l'ordre de la dimension de cette colonne.

Le frottement sur le fond intervient à travers une force donnée par :

$$\vec{F}_f = \frac{C_f}{h} \|\vec{v}_{1H}\| \vec{v}_{1H} \quad (5.31)$$

Ce terme quadratique est déterminé empiriquement, et l'ordre de grandeur adopté dans la modélisation sera donné au prochain chapitre.

En prenant en compte la non linéarité et à partir de 5.30 et 5.31, les équations de la marée deviennent en eau peu profonde :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [(H + \eta) \vec{v}_{1H}] = 0 \quad (5.32)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_{1H}}{\partial t} + (\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_{1H} + f \vec{e}_z \wedge \vec{v}_{1H} + g \vec{\nabla} \eta = \vec{\nabla}_H \Pi_{L-S} + \frac{C_f}{\rho_0(H + \eta)} \|\vec{v}_{1H}\| \vec{v}_{1H} \quad (5.33)$$

En plus des marées d'origine purement astronomique, les termes non linéaires de cette équation traduisent la présence d'ondes à des fréquences particulières qui sont des combinaisons linéaires des composantes astronomiques, chacune pondérée par un entier. Ces ondes qui apparaissent par petits fonds sont des ondes d'interactions, soit de plusieurs composantes astronomiques entre elles (ondes composées), soit d'une onde avec elle-même (ondes supérieures, par exemple l'harmonique M4 qui a une fréquence double de M2) (*Le Provost*, 1991). Elles peuvent être plus ou moins importantes par petits fonds car elles dépendent fortement de la géométrie du milieu de propagation et elles sont générées par l'amplification de certaines ondes par résonance ou par réflexion sur la rugosité du fond et des côtes.

5.2.4 Energie associée

Nous faisons les hypothèses suivantes :

- approximation de Boussinesq
- équilibre hydrostatique
- océan non diffusif

Gill (1982) montre (chapitre 5.7) que dans ce cas, à partir des équations du mouvement et de continuité multipliées par les composantes de la vitesse et par la profondeur de l'océan au repos H , l'équation de perturbation de l'énergie totale est :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \text{div } \vec{J} = 0 \quad (5.34)$$

Cette équation relie l'énergie externe totale $E = \frac{1}{2}Hv_{1H}^2 + \frac{1}{2}\overline{\rho_0}g\eta^2$ (énergie cinétique plus énergie potentielle) à la densité de flux d'énergie $\vec{J} = g\eta v_{1H}$.

L'énergie des marées barotropes se propage selon la vitesse de groupe \vec{c}_g . La vitesse de propagation d'un paquet d'ondes, de nombre d'onde \vec{k} , permet de relier \vec{J} et E :

$$\langle \vec{J} \rangle^T = \vec{c}_g(\vec{k}) \langle E \rangle^T \quad (5.35)$$

où $\langle \vec{J} \rangle^T$ est le flux d'énergie.

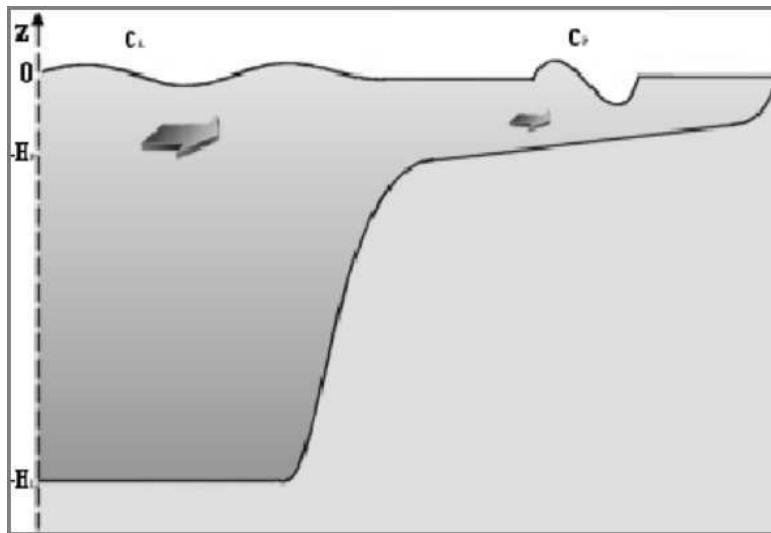


FIG. 5.1 – Propagation de la marée barotrope en présence d'un talus. Les vitesses de propagation des crêtes et creux de l'onde de surface sont données par les vitesses de phases. Celles-ci sont respectivement de $c_L = \sqrt{gH_L}$ au-dessus de la plaine abyssale et $c_P = \sqrt{gH_P}$ au-dessus du plateau avec H la profondeur.

Si l'on considère une onde qui se propage dans la situation de la figure 5.1, lorsqu'on passe de la plaine au plateau, le flux moyen d'énergie à travers le talus continental doit être conservé : $\langle \vec{J} \rangle_L = \langle \vec{J} \rangle_P$.

Dans un premier temps, considérons qu'il n'y a pas de réflexion. La conservation du flux moyen d'énergie implique dans le cas d'une onde progressive représentant la marée barotrope :

$$\frac{g}{2}\sqrt{gH_L}\eta_L^2 = \frac{g}{2}\sqrt{gH_P}\eta_P^2 \quad (5.36)$$

soit :

$$\frac{\eta_P^2}{\eta_L^2} = \sqrt{\frac{H_P}{H_L}} \quad (5.37)$$

Si dans un deuxième temps on associe le talus à une marche d'escalier, on doit prendre en compte la réflexion d'énergie au niveau de celle-ci et l'élévation de la surface au-dessus du plateau est reliée à celle au-dessus de la plaine par la relation :

$$\frac{\eta_P}{\eta_L} = \frac{2}{1 + \sqrt{H_P/H_L}} \quad (5.38)$$

qui indique que l'élévation de la surface due à la propagation de la marée depuis le large vers le plateau est accentuée au niveau de ce dernier.

5.2.5 Phénomène de résonance

L'onde résultant de la propagation sur le plateau est stationnaire et résonnante lorsque la largeur du plateau L_P est reliée à la longueur d'onde de la marée λ par la relation :

$$L_P = \frac{1}{2} \left(n - \frac{1}{2} \right) \lambda \quad (5.39)$$

où n est un entier. Considérons le cas où $n = 1$. Lorsqu'une onde de gravité qui est réfléchiée à la côte est en phase avec l'onde incidente, leurs amplitudes vont s'ajouter, on obtient le phénomène de résonance (*Clarke*, 1991). Le temps mis par une onde pour parcourir le plateau en direction de la côte et revenir est $\frac{2L_P}{c_P} = \frac{2kL_P}{\omega}$ avec k le nombre d'onde. Comme il y a une différence de phase de 180° à la réflexion, la résonance va se produire pour un temps de parcours égal à la moitié de la période ($T/2$). La résonance a donc lieu pour $kL_P = \frac{\pi}{2}$ soit pour une largeur $L_P = \lambda/4$ ($\lambda = \frac{2\pi}{k}$).

Lorsque la marée barotrope se propage au-dessus d'un talus, les interactions des courants avec la topographie génèrent des marées internes. Avant de rentrer dans une description détaillée de celles-ci, nous allons de manière plus générale introduire le concept des ondes internes océaniques.

5.3 Les ondes internes dans l'océan

5.3.1 Propagation en milieu infini

La description de ce type de propagation repose sur les hypothèses suivantes :

- hypothèse anélastique
- stratification $N=\text{constante}$
- fluide en rotation
- milieu infini (sans frontières)

Hypothèse anélastique

En l'**absence de rotation**, la seule force qui permet de ramener une particule fluide vers son état d'équilibre est la force de flottabilité, les oscillations autour de cet état d'équilibre étant appelées ondes internes de gravité, de par leur origine et leur nature.

Si l'on considère un écoulement isentropique, l'équation d'état peut se simplifier en :

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c_s^2} \frac{dP}{dt} \quad (5.40)$$

avec $c_s^2(z) = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\eta_s}$ la vitesse du son, η_s étant l'entropie.

Dans l'approximation **hydrostatique**, on peut la réécrire :

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{\rho_0 g}{c_s^2} w \quad (5.41)$$

Si on considère un fluide **anélastique**, la fréquence de Brunt-Väisälä caractéristique de la stratification du fluide peut être approximée par :

$$N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} - \frac{g^2}{c_s^2} \simeq -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \quad (5.42)$$

Soit :

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{d\rho_0}{dt} + \frac{d\rho'}{dt} \\ &= \frac{\partial \rho_0}{\partial z} . w + \frac{d\rho'}{dt} \\ \Rightarrow \frac{d\rho_0}{dz} . w + \frac{d\rho'}{dt} &= -\frac{\rho_0 g}{c_s^2} w \simeq 0 \end{aligned} \quad (5.43)$$

Dans l'approximation hydrostatique, nous obtenons ainsi l'équation donnant la variation de l'anomalie de densité :

$$\frac{d\rho'}{dt} = -w \frac{\rho_0 N^2}{g} \quad (5.44)$$

Milieu infini

Considérons le cas d'une **onde plane se propageant dans un fluide en rotation sans frontières** (milieu infini). Sous l'action combinée des forces de gravité et de Coriolis, des ondes internes sont générées.

A partir du rotationnel des équations du mouvement 5.17 pour un fluide en rotation avec une stratification $N(z) = \text{constante}$, dans lesquelles on a injecté l'équation d'état 5.44 que l'on vient de définir, on obtient l'équation :

$$\vec{\nabla} \wedge \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial t^2} - 2(\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}) \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} - \frac{N^2}{g} \vec{\nabla} \wedge w g \vec{e}_z = \vec{0} \quad (5.45)$$

Les solutions de cette équation sont des ondes planes de la forme :

$$\vec{v} = \vec{V} \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} \quad (5.46)$$

où $\vec{x} = (x, y, z)$ et $\vec{V} = (U, V, W)$, $\omega = -\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ est la pulsation et $\vec{k} = \vec{\nabla} \varphi$ est le vecteur d'onde tel que $k^2 = k_H^2 + k_V^2$ est la somme du carré du nombre d'onde horizontal k_H et du nombre d'onde vertical k_V et $k_H^2 = k_x^2 + k_y^2$.

La vitesse de déplacement des crêtes de l'onde est donnée par la vitesse de phase c_φ , qui correspond à la vitesse des lignes de phases constantes :

$$c_\varphi = \frac{\omega}{k} \quad (5.47)$$

et la vitesse de propagation de l'énergie, qui correspond à la vitesse d'un paquet d'ondes, est donnée par la vitesse de groupe :

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (5.48)$$

A partir de l'équation 5.45, on obtient la relation de dispersion pour les ondes longues (*Gill*, 1982, p.258) :

$$\omega^2 = N^2 \cos^2 \theta + 4\Omega^2 \cos^2 \alpha \quad (5.49)$$

où $\theta \in \left[\frac{-\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right]$ est l'angle fait par le vecteur d'onde avec l'horizontale, soit $\theta = \arccos \frac{k_H}{k}$, et α est l'angle fait par le vecteur d'onde avec l'axe de rotation terrestre.

Cette relation est très importante, elle nous donne la condition que doit satisfaire une onde pour pouvoir se propager, à savoir : $f \leq \omega \leq N$. Dans l'océan, N est généralement cent fois plus grande que f , c'est pour cela que l'on parle d'ondes de gravité, qui sont influencées par la rotation.

Enfin, le cas d'un océan homogène est à part puisque $N = 0$ et $0 < \omega < f$, la propagation se fait alors sous forme d'ondes inertielles.

5.3.2 Energie associée à la propagation des ondes internes

Nous faisons les hypothèses suivantes :

- approximation de Boussinesq
- équilibre hydrostatique
- océan non diffusif

De la même manière que pour la propagation des ondes en surface, l'équation de l'énergie est obtenue à partir des équations du mouvement d'après *Gill* (1982) (page 139). Le flux d'énergie associé à la propagation des ondes internes obéit à la relation :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \text{div } \vec{J} = 0 \quad (5.50)$$

avec pour l'énergie totale :

$$E = \frac{1}{2}\rho_0 \left(\|\vec{v}\|^2 + \frac{g^2}{\rho_0^2 N^2} \rho'^2 \right) \quad (5.51)$$

et pour la densité de flux d'énergie :

$$\vec{J} = P' \vec{v} \quad (5.52)$$

Le flux d'énergie est donné par la moyenne de ce dernier terme sur une longueur d'onde ou sur une période $\langle \vec{J} \rangle^T$. La composante normale du flux d'énergie intégrée sur la surface d'un grand volume permet de déterminer la quantité d'énergie qui traverse le volume, et de savoir si elle sort où si elle rentre (selon son signe).

5.3.3 L'océan : un guide d'ondes

L'extension horizontale de l'océan est bien supérieure à son extension verticale et la présence de frontières en surface et au fond (considérées horizontales) réfléchit l'énergie. L'océan peut donc être considéré comme un guide d'ondes dans lequel l'énergie des ondes internes reste confinée et se propage quasi-horizontalement.

En reprenant la forme de la solution pour la propagation d'une onde sur la verticale $w = W(z)e^{i(\vec{k}_H \cdot \vec{x} - \omega t)}$, dans le cas d'un océan qui respecte les hypothèses suivantes :

- incompressibilité
- isentropie
- absence de rotation
- approximation de Boussinesq

l'équation du mouvement sur la verticale devient :

$$\frac{d^2 W(z)}{dz^2} + \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2} k_H^2 W(z) = 0 \quad (5.53)$$

Soit H la profondeur de l'océan, si on considère que pour le mode barocline d'une onde le déplacement de la surface est petit comparé aux déplacements des isopycnes (lignes d'isodensité) à l'intérieur du fluide, les conditions au fond et en surface sont données par :

$$W(z) = 0 \text{ en } z = -H \quad (5.54)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \text{ en } z = 0 \quad (5.55)$$

$$\text{avec } \omega^2 \frac{dW(z)}{dz} = k_H^2 g W(z) \text{ et } W(z) = 0 \text{ en } z = 0$$

Les ondes internes qui se propagent obliquement dans l'océan se réfléchissent en surface et au fond sans perte d'énergie dans le guide d'onde. Les solutions de l'équation (5.53) qui satisfont les conditions aux limites existent seulement pour des valeurs particulières de k_H , qui correspondent chacune à un mode du guide d'onde ou à une fonction propre $W(z)$.

En général, ces fonctions propres ont une structure différente pour chaque nombre d'onde, sauf dans l'approximation des ondes longues, valable en eau peu profonde, où la longueur

d'onde $\lambda_H = \frac{2\pi}{k_H}$ est très grande comparée à la profondeur, ou encore $k_H^{-1} \gg H$, et $k_H \ll k_V$. Dans ce cas, la vitesse de phase ne dépend pas du nombre d'ondes et on parle d'ondes non dispersives. Les fonctions propres sont appelées les modes normaux.

5.3.4 Décomposition en modes normaux

Le lecteur trouvera une description détaillée de ce concept ainsi que les différentes étapes qui permettent d'aboutir aux équations données dans ce qui suit dans l'ouvrage de *Gill* (1982), au chapitre 6.11 (page 159).

- approximation des ondes longues
- océan à fond plat
- approximation hydrostatique
- approximation de Boussinesq
- stratification $N = \text{constante}$

Dans cet exposé, nous nous plaçons dans le cadre de la validité de l'**approximation des ondes longues** que nous venons d'introduire, pour un **océan à fond plat**. Les différentes simplifications qui en découlent aboutissent, à l'aide d'une méthode de séparation des variables, à la décomposition de la solution en modes normaux orthogonaux entre eux. Il existe un seul mode barotrope mais une infinité (discrète) de modes baroclines, qui permettent le transport d'énergie à travers la stratification par les ondes internes de gravité. Chacun des modes baroclines a une structure verticale propre, et une structure horizontale identique à celle d'un fluide homogène.

Pour le mode barotrope, indicé 0, les ondes se propagent avec une vitesse de phase sur l'horizontale donnée par :

$$c_0 = c_{H,0} = \sqrt{gH} \quad (5.56)$$

Les autres modes, internes, se propagent horizontalement et verticalement. Dans les équations du mouvement, on considère :

$$w = W(z)\tilde{w}(x, y, t) \quad (5.57)$$

$$u = U(z)\tilde{u}(x, y, t) \quad (5.58)$$

$$v = V(z)\tilde{v}(x, y, t) \quad (5.59)$$

$$P' = P(z)\tilde{P}(x, y, z, t) \quad (5.60)$$

$$h = h(z)\tilde{h}(x, y, t) \quad (5.61)$$

où h correspond au déplacement vertical d'une particule fluide (\tilde{h} équivaut à une élévation de surface).

L'équation de la divergence devient :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H_e \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \right) = 0 \quad (5.62)$$

$$\text{avec } c_e^2 = gH_e$$

où c_e est la vitesse de phase (pour le mode considéré) et H_e est la profondeur équivalente (pour un océan homogène).

En pratique, il n'est pas difficile de trouver des solutions à l'équation 5.53 pour n'importe quel profil de $N(z)$, mais il est revanche beaucoup plus compliqué de trouver des solutions analytiques. C'est pourquoi dans ce qui suit nous illustrerons la décomposition en modes normaux dans le cas d'une stratification océanique à $N = \text{constante}$.

Avec nos hypothèses de départ, les ondes longues ont une accélération verticale très petite et on peut utiliser l'approximation pour un fluide en rotation **en eau peu profonde** :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial x} \quad (5.63)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial y} \quad (5.64)$$

$$\text{avec } \text{div } \vec{v} = 0 \Rightarrow \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 P'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P'}{\partial y^2} \right) \quad (5.65)$$

Sur la verticale, l'équation du mouvement relie le mouvement vertical à la perturbation de pression :

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + N^2 w = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 P'}{\partial z \partial t} \quad (5.66)$$

A partir de l'équation 5.66, dans l'**approximation hydrostatique**, et à l'aide de la décomposition de w ,

$$N^2 W(z) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 P'}{\partial z \partial t} \quad (5.67)$$

Les solutions vérifient :

$$\frac{1}{\rho_0(z)} P(z) = c_e^2 \frac{dh(z)}{dz} \quad (5.68)$$

$$\frac{1}{\rho_0(z)} \frac{dP}{dz} = -N^2(z)h(z) \quad (5.69)$$

La constante de séparation c_e est déterminée à l'aide de deux conditions aux limites :

$$P(z) = \rho_0 g h(z) \text{ en } z = 0 \quad (5.70)$$

$$h(z) = 0 \text{ en } z = -H \quad (5.71)$$

qui, injectées dans les équations 5.68, donnent une équation de type Sturm-Liouville, qui s'écrit dans l'**approximation de Boussinesq** :

$$\frac{\partial^2 h(z)}{\partial z^2} + \left(\frac{N^2}{c_e^2} \right) h(z) = 0 \quad (5.72)$$

Pour un océan avec $N = \text{constante}$, il existe donc un nombre infini de solutions possibles pour c_e , avec des valeurs propres c_n ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) et des fonctions propres ou modes normaux $h_n(z)$, $P_n(z)$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$).

Ce qu'on observe dans l'océan correspond en fait à une superposition de tous ces modes. La décomposition en modes normaux consiste donc à exprimer les variables en une somme discrète de modes :

$$w = \sum_{n=0}^{\infty} h_n(z) \tilde{w}_n(x, y, t) \quad (5.73)$$

$$u = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g}{\rho_0(z)} P_n(z) \tilde{u}_n(x, y, t) \quad (5.74)$$

$$v = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g}{\rho_0(z)} P_n(z) \tilde{v}_n(x, y, t) \quad (5.75)$$

$$P' = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(z) \tilde{h}_n(x, y, t) \quad (5.76)$$

$$h = \sum_{n=0}^{\infty} h_n(z) \tilde{h}_n(x, y, t) \quad (5.77)$$

$$(5.78)$$

5.3.5 Classification des différentes représentations d'ondes internes

Selon les approximations qui sont faites (hydrostatique, fluide en rotation...), les modèles ne représentent pas les ondes internes de la même manière. On peut les séparer en plusieurs catégories.

A partir des équations précédentes 5.63 et 5.66, on obtient :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + N^2 \left(\frac{\partial^2 P'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P'}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (5.79)$$

La solution de cette équation est une onde plane qui satisfait la relation de dispersion (dans le cas simple où $N = \text{constante}$) :

$$\omega^2 = \frac{f^2 k_V^2 + N^2 k_H^2}{k^2} \quad (5.80)$$

soit

$$\omega^2 = f^2 \sin^2 \theta + N^2 \cos^2 \theta \quad (5.81)$$

De plus, pour la vitesse de groupe

$$c_g = \frac{N^2 - f^2}{\omega k} \cos \theta \sin \theta \quad (5.82)$$

et on note

$$\alpha = \frac{k_H}{k_V} = \arctan \theta = \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \quad (5.83)$$

Dans l'océan, le rapport $\frac{N}{f}$ est grand, et le régime de l'océan $f \leq \omega \leq N$ peut être subdivisé en trois parties (*Gill*, 1982) :

★ **Régime d'ondes non hydrostatiques** ($\omega \leq N$ mais du même ordre de grandeur, $\alpha \simeq 1$)

Pour une description de ces ondes, le lecteur pourra par exemple se référer au manuscrit de thèse de *Gerkema* (1994). L'approximation non-hydrostatique permet de décrire le déferlement des ondes internes et les solitons que nous avons évoqués en partie 3.2.2. La relation de dispersion est donnée par :

$$\omega^2 = \frac{N^2 k_H^2}{k^2} = N^2 \cos^2 \theta \quad (5.84)$$

et

$$c_{gH} = \frac{N k_V^2}{k^{3/2}} = \frac{(N^2 - \omega^2)^{3/2}}{N^2 k_V} \quad (5.85)$$

$$c_{gV} = -\frac{N k_H k_V}{k^{3/2}} = \frac{\omega^2 (N^2 - \omega^2)^{1/2}}{N^2 k_H} \quad (5.86)$$

★ **Régime d'ondes hydrostatiques dans un océan sans rotation** $\left(\frac{f}{N} \ll \alpha \ll 1\right)$

On est dans l'approximation des ondes longues :

$$\omega^2 \simeq \frac{N^2 k_H^2}{k_V^2} = N^2 \cotan^2 \theta = \frac{k_H^2 N^2 H^2}{n\pi^2} \quad (5.87)$$

avec

$$k_V = \frac{n\pi}{H} \quad (n \text{ est le numéro du mode}) \quad (5.88)$$

On peut donc obtenir l'expression des vitesses de phase :

$$c_{H,n} = \frac{\omega_n}{k_H} = \frac{NH}{n\pi} \quad (5.89)$$

$$c_{V,n} = \frac{\omega_n}{k_V} = \frac{NH}{n\pi} \frac{1}{\tan \theta} \quad (5.90)$$

et celle des vitesses de groupe :

$$c_{gH,n} = \frac{N}{k_V} = \frac{NH}{n\pi} \quad (5.91)$$

$$c_{gV,n} = -\frac{Nk_H}{k_V^2} = -\frac{\omega_n^2}{Nk_H^2} \quad (5.92)$$

$$c_{g,n} = \frac{N \sin \theta}{k} \quad (5.93)$$

Dans le cas limite $f = 0$, les ondes sont non dispersives et elles sont gouvernées par les forces de rappel gravitationnelles. Dans ce cas, $\omega^2 = N^2 \cos^2 \theta$.

★ **Régime d'ondes dans un océan en rotation uniforme** ($\omega \geq f$ mais du même ordre de grandeur et $\alpha \ll \frac{f}{N}$ donc α est très petit et on est dans le domaine de validité de l'approximation hydrostatique)

$$\omega^2 \simeq f^2 + N^2 \frac{k_H^2}{k_V^2} = f^2 + \frac{k_H^2 N^2 H^2}{n\pi^2} \quad (5.94)$$

Il s'agit de l'équation de dispersion pour des ondes de Poincaré, avec

$$k_V = \frac{n\pi}{H} \quad (5.95)$$

$$k_H = \frac{n\pi}{H} \left(\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \right)^{1/2} \simeq \frac{n\pi}{H} \frac{(\omega^2 - f^2)^{1/2}}{N} \quad (5.96)$$

et par conséquent pour la longueur d'onde horizontale

$$\lambda_H = \frac{2H}{n} \left(\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \right)^{1/2} \quad (5.97)$$

Pour la vitesse de groupe :

$$c_{gH,n} = \frac{N^2 k_H}{k_V (f^2 k_V^2 + N^2 k_H^2)^{1/2}} = \frac{N (\omega^2 - f^2)^{1/2}}{\omega k_V} \quad (5.98)$$

$$c_{gV,n} = -\frac{N^2 k_H}{k_V^2 (f^2 k_V^2 + N^2 k_H^2)^{1/2}} = -\frac{(\omega^2 - f^2)^{3/2}}{\omega N k_H} \quad (5.99)$$

$$(5.100)$$

5.3.6 Conséquence de l'hypothèse hydrostatique dans l'océan

Bien que nous ayons déjà introduit cette notion, il est important de revenir sur l'implication majeure de l'utilisation de cette approximation dans l'océan.

D'abord, rappelons que sous cette hypothèse $k_H^2 \ll k_V^2$ et $k_H^2 \rightarrow 0$ ce qui revient à faire l'approximation des ondes longues.

Nous avons donc $\cos \theta \simeq \frac{k_H}{k_V} \ll 1$, ce qui signifie que $\cos \theta \rightarrow 0$ et $\theta \rightarrow 90 \pm 180^\circ$. Dans l'approximation hydrostatique, l'énergie se propage donc quasi-horizontalement.

Pour les ondes de marée, cette approximation est valable dans presque tout l'océan.

5.3.7 Les marées internes

Selon l'équation 5.66 :

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + N^2 w = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 P'}{\partial z \partial t}$$

Ce sont donc les interactions des courants (\bar{u}, \bar{v}) avec la topographie qui induisent des vitesses verticales, qui à leur tour perturbent le champ de pression et vont faire osciller les particules fluides sous forme d'ondes internes.

Lorsque la marée est suffisamment intense, l'interaction de ses courants avec la topographie peut être une source de génération d'ondes internes excitées à la même fréquence que la marée barotrope : ce sont les marées internes.

Dans ce qui suit, une brève description présente deux modèles analytiques essentiels à la compréhension du phénomène.

Chapitre 6

Modèles analytiques de marée interne

Deux approches issues de la théorie des rayons ont permis une description complémentaire du processus de génération et de propagation des marées internes.

6.1 La théorie des rayons de Baines

Ce modèle (*Baines*, 1973 et 1982), bien que relativement simple, comporte les éléments nécessaires à la compréhension du processus de génération des marées internes.

6.1.1 Modèle de marée barotrope

Dans ce qui va suivre, le modèle est valable si nous faisons les hypothèses suivantes :

- approximation de Boussinesq
- hypothèse hydrostatique
- bathymétrie bi-dimensionnelle présentant des gradients faibles (propagation longitudinale)
- océan non diffusif
- modèle linéaire : advection négligée
- prise en compte du potentiel générateur de marée

Les champs de vitesse et de pression sont constitués de la partie barotrope indiquée "1" et de la partie barocline indiquée "i" (voir équation 5.23), telle que les équations du mouvement et de continuité s'écrivent dans le cas barotrope linéaire (équations 5.25 et 5.26) :

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{v}_1 &= 0 \\ \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + f \vec{e}_z \wedge \vec{v}_{1H} + \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} P_1 + g \vec{e}_z &= \vec{Fm} \end{aligned}$$

où \vec{Fm} est le potentiel générateur de marée (voir formule 5.29) à la fréquence **semi-diurne de M2**.

Reprenons l'équation de continuité du mouvement barotrope pour une onde qui se propage parallèlement à la côte, longitudinalement (voir figure 6.1) : $\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0$.

Son intégration sur la verticale donne :

$$w_1(x, z, t) = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x}(Hu_1)}_{(1)} - z \underbrace{\frac{\partial u_1}{\partial x}}_{(2)} \quad (6.1)$$

Dans cette équation, $w_1(x, z, t)$ correspond à une vitesse verticale "forçante" (la marée barotrope présente une vitesse verticale qui varie linéairement avec la profondeur d'après l'hypothèse hydrostatique).

Le terme (1) correspond au mouvement verticale dû à la divergence associée au mouvement de surface : $\frac{\partial \eta_1}{\partial t} = -\text{div}(H\vec{v}_{H,1})$.

Le deuxième terme, (2), prépondérant, représente le mouvement vertical dû à la topographie du fond.

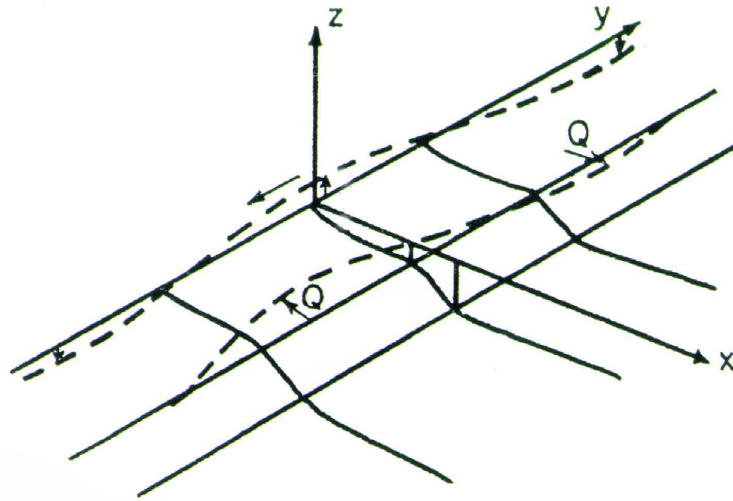


FIG. 6.1 – Schéma de propagation de la marée barotrope dans le modèle de Baines. La topographie est constituée d'un talus continental, avec une côte située le long de l'axe y . Les traits pointillés à la côte représentent l'amplitude de l'onde de Kelvin de marée (à une échelle non représentative) qui se propage dans la direction de la flèche. Les traits pointillés au niveau du talus représentent le flux de masse horizontal associé.

Source : Baines (1973), figure 1

La figure 6.1 montre une représentation schématique de la topographie. Les ondes se propagent longitudinalement parallèlement à la côte. Le flux de masse barotrope (ou flux de volume plus précisément) noté Q correspond à une mesure de la quantité d'eau qui doit s'écouler au-dessus du talus depuis et vers le plateau à chaque période de marée. Il est proportionnel au courant de marée barotrope au-dessus du talus et à la profondeur.

L'équation de conservation du flux de masse (débit) $\overline{\rho_0}Q$ au-dessus du talus est la suivante :

$$\overline{\rho_0}Hu_1 = \overline{\rho_0}Q \cos(\omega t) \quad (6.2)$$

En injectant cette propriété dans l'équation 6.1 on obtient l'expression pour la composante verticale du mouvement barotrope :

$$w_1 = -Qz \frac{\partial \frac{1}{H}}{\partial x} \cos(\omega t) \quad (6.3)$$

Il reste à évaluer Q à partir de ce qui est mesurable. Dans le cas où **la longueur d'onde est très grande devant la largeur du plateau** L_P , *Baines* (1982) montre que l'on peut approximer Q par :

$$Q \simeq A_0 \omega L_P \quad (6.4)$$

avec A_0 l'amplitude de la marée à la côte mesurée par les marégraphes et ω la pulsation de l'onde de marée semi-diurne ($Q \propto A_0 L_P$ pour tout type de plateau). D'après cette relation, le flux de masse est constant au-dessus du talus.

6.1.2 Modèle de marée barocline

Baines considère le cas d'un fluide non visqueux, non diffusif, sans frottements, en rotation, dans l'approximation de Boussinesq et l'hypothèse hydrostatique, pour une bathymétrie bi-dimensionnelle.

a Equations du mouvement et de continuité

Les équations linéarisées sont :

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{v} &= 0 \\ \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (f \vec{e}_z) \wedge \vec{v}_H + \vec{\nabla} P' + \rho' g \vec{e}_z &= \vec{0} \end{aligned}$$

Comme pour les équations barotropes, nous décomposons la pression et la vitesse :

$$P' = P_1 + P_i \quad (6.5)$$

$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_i \quad (6.6)$$

où (\vec{v}_1, P_1) correspond au champ d'un océan non stratifié.

b Modèle de génération

Si on décompose de la même manière la masse volumique : $\rho' = \rho_1 + \rho_i$, avec ρ_1 la perturbation de ρ induite par le mouvement barotrope, le modèle de génération devient :

$$\operatorname{div} \vec{v}_i = 0 \quad (6.7)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + (f \vec{e}_z) \wedge \vec{v}_i + \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} P_i + \frac{\rho_i}{\rho_0} g \vec{e}_z = \vec{f}_i = -\frac{gH}{\rho_0} \rho_1 \vec{e}_z \quad (6.8)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -w_1 \frac{d\rho_0}{dz} \quad (6.9)$$

Dans l'équation 6.8, $\vec{f}_i = \frac{\vec{F}_i}{\rho_0}$ est la force massique génératrice des marées internes.

A partir de l'expression de w_1 trouvée pour le modèle barotrope (équation 6.3), injectée dans l'équation 6.9 (elle joue un rôle clef), on peut remonter jusqu'à la force génératrice des marées internes en substituant notamment l'expression trouvée pour ρ_1 dans l'équation 6.9, soit :

$$\vec{F}_i = -\frac{QN^2}{\omega} \frac{zH'(x)}{H^2} \sin(\omega t) \vec{e}_z \quad (6.10)$$

où $H'(x) = \frac{\partial H}{\partial x}$ est la pente du fond.

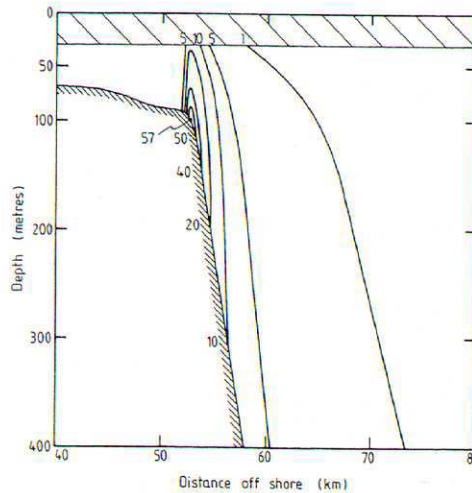


FIG. 6.2 – Amplitude de la force génératrice de marée perpendiculairement à une section au Nord-Ouest de l'Afrique (section B décrite dans Hutnance et Baines, 1982). La fonction représentée correspond à

$\left(\frac{N}{N_{max}}\right)^2 \frac{dH}{dx} \frac{|H_b|z}{H^2} \times 10^3$ où $H_b = 100$ m, $N_{max}^2 = 2.11 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$, et $D = 30$ m la profondeur de la couche mélangée.

Source : Baines (1982), figure 1 p.310

Interprétation

D'après l'équation 6.10, la force génératrice des marées est plus importante dans les zones de forts gradients de topographie associés à des profondeurs relativement faibles : c'est le cas près du rebord des talus (figure 6.2), par exemple celui du golfe de Gascogne, pour une marée barotrope se propageant parallèlement à la côte. On peut également noter l'influence de la stratification (N) : plus le milieu est stratifié (par exemple en été dans le golfe de Gascogne) et plus on aura une génération énergétique. Bien entendu, l'amplitude des courants de marée barotropes joue aussi un rôle majeur dans le processus de génération par l'intermédiaire du terme Q : plus celui-ci est grand et plus la force génératrice des marées est importante.

c Equation de propagation

Revenons maintenant à la recherche de solutions pour les équations du mouvement 6.8.

L'hypothèse d'une stratification bi-dimensionnelle et l'équation de divergence de la vitesse $\frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial w_i}{\partial z} = 0$ permettent de définir une fonction de courant ψ pour le champ 2D de l'onde interne :

$$u_i = - \frac{\partial \psi}{\partial z} \tag{6.11}$$

$$w_i = \frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{6.12}$$

Ces termes, injectés dans l'équation du mouvement 6.8 donne alors l'équation de propagation (hyperbolique) :

$$\nabla^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = N^2(z) \frac{\partial w_1}{\partial x} \tag{6.13}$$

Si l'expression de la vitesse verticale w_1 (équation 6.3) du modèle barotrope est substitué à celle de cette équation, cette dernière devient :

$$\nabla^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = Q N^2 z \frac{\partial \frac{1}{H}}{\partial x} \cos(\omega t) \tag{6.14}$$

Les solutions harmoniques "libres" sont de la forme : $\psi = \Psi(x, z)e^{-i\omega t}$, avec aux limites $\Psi(z = 0) = \Psi(z = -H) = 0$.

Il en découle la relation suivante :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - c^2(z) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{Q}{1 - \frac{\omega^2}{N^2}} z \frac{\partial \frac{1}{H}}{\partial x} \tag{6.15}$$

avec

$$c^2 = \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \tag{6.16}$$

la pente des rayons de l'onde interne.

d Résolution générale

Le modèle de Baines est adapté à l'étude des marées internes pour des types de topographie bi-dimensionnelles variées (pentes faibles ou fortes séparant le plateau de l'océan profond) mais **il exige une stratification océanique bien particulière, de type bi-couche généralisée** (ou "2c-layer" car la couche de fond est à $N = constante$) :

$$\begin{aligned} N^2 &= 0 \text{ pour } -D < z < 0 \\ N^2 &= N_0^2 + \frac{g\Delta\rho_0}{\rho_0} \delta(z + D) \text{ pour } -H < z < D \end{aligned} \tag{6.17}$$

avec N_0 **constante ou légèrement variable**, δ la fonction de Dirac et $\Delta\rho_0$ une différence de densité à travers la thermocline (en $z = -D$). Cette stratification représente une zone mélangée homogène en surface surmontant une zone de stratification $N = \text{constante}$, séparées par un saut de densité à l'interface, représentant la thermocline (D est la profondeur de l'immersion de la thermocline et l'épaisseur de la couche mélangée de surface).

Résolution de la couche de surface

– hypothèse hydrostatique

Dans la couche de surface, dans le cas d'un océan à fond plat, les solutions peuvent être exprimées sous la forme d'un nombre infini de modes normaux : $\Psi_n = \psi_n e^{ik_n x}$ avec $\psi_n = 0$ en $z = 0$ et $-H$. Dans ce cas, *Baines* montre que le mouvement est hydrostatique dans la couche de surface. *Baines* généralise ce résultat à tout type de topographie.

Découplage du mode interfacial et des ondes internes dans la couche de fond

L'obtention de solutions analytiques pour la décomposition en modes normaux n'est possible que si :

- la dynamique de la couche de surface et de l'interface n'ont aucune influence sur la dynamique de la couche inférieure
- un mode particulier peut décrire la dynamique de l'interface alors que la théorie des rayons peut être appliquée à la couche inférieure

Ces approximations sont vérifiées en particulier lorsque (voir figure 6.3) :

- (A) : on peut négliger la dynamique de la couche de surface dans l'étude de la couche plus profonde (thermocline faible)
- (B) : l'interface se comporte comme une surface rigide, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de vitesse verticale sauf pour le mode le plus grave dit "interfacial" (thermocline forte)

Si on suppose en plus que les ondes internes ne sont pas ou peu réfléchies par la couche inférieure (ce qui est strictement vrai si $c = c_0(1 + c_1 z)^2$ où c_0 et c_1 sont des constantes, cf *Baines*, 1973), la solution peut être réécrite :

$$\Psi = \Psi_A + \Psi_B \quad (6.18)$$

qui correspond au découplage du "mode interfacial" Ψ_A et du mode "ondes internes" Ψ_B dans la couche inférieure, avec aux limites :

$$\Psi_A(0) = \Psi_A(-H) = 0 \quad (6.19)$$

$$\Psi_B(0) = \Psi_B(-H) = 0 \quad (6.20)$$

D'après *Baines* (1982) (page 320), la résolution du mode "interfacial" Ψ_A suppose une certaine forme de topographie, par exemple une pente linéaire. Dans ce cas, il montre que

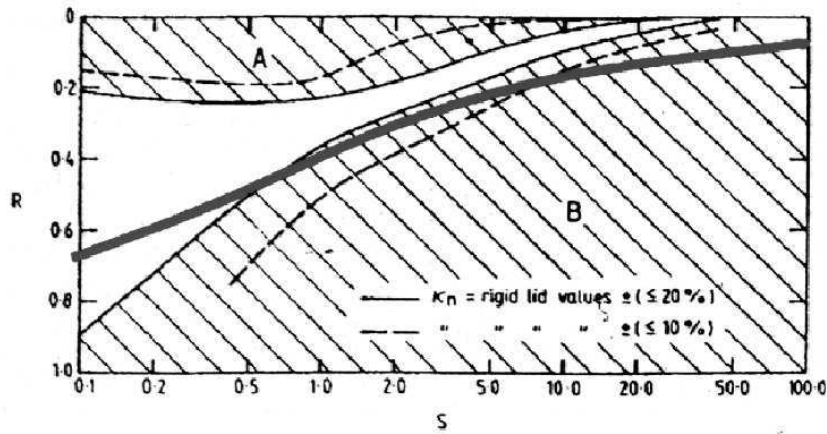


FIG. 6.3 – Régions du plan (S, R) dans la couche stratifiée possédant la propriété (A) ou la propriété (B) pour $R = \frac{D}{H}$ et $S = \frac{g\Delta\rho_0}{D\rho_0} \approx \frac{g\Delta\rho_0}{D\rho_0 N_0^2}$.

Dans la région (A), on peut faire l'approximation d'un toit rigide en surface. Dans la région (B), on peut faire l'approximation d'un toit rigide à l'interface. Dans ce cas, il existe un mode interfacial qui a une structure bi-couche pour les points du plan se trouvant sous la courbe noire. D'après Baines (1982), figure 3 p.314

la position de l'interface varie en suivant le cycle de marée (position la plus haute au-dessus de la pente lors de la marée montante, et la plus basse à la marée descendante).

Dans le cas d'une **thermocline forte**, il se peut que les changements de profondeur aboutissent à un piégeage de l'énergie entre le mode interfacial et les modes supérieurs. Les interactions sont minimales si la fraction de changement de bathymétrie est petite comparée à la longueur d'ondes des ondes internes sur l'horizontale.

Introduisons pour la thermocline forte $\varepsilon = \frac{L_I}{L} \ll 1$, avec L la longueur caractéristique du mouvement de l'interface et L_I la longueur caractéristique des ondes internes.

En utilisant la méthode des échelles multiples (Pedlosky, 1979), on peut exprimer Ψ_B selon le développement suivant :

$$\Psi_B(x, z, t) = \Psi_{B0} + \varepsilon\Psi_{B1} + \varepsilon^2\Psi_{B2} + O(\varepsilon^3) \quad (6.21)$$

et la solution au premier ordre en ε dans la couche inférieure peut être décomposée en somme d'une solution forcée par la marée barotrope (Q) et par l'interface (Ψ_A) et d'une solution libre résolue à l'aide de la méthode des caractéristiques.

Grâce à cette approche, dans le cas d'une topographie avec une pente linéaire, similaire à celle que l'on rencontre dans le golfe de Gascogne, Baines (1982) a montré que les marées internes sont générées vers le rebord du talus, et que les ondes internes qui se propagent vers le large et vers la côte sont d'autant plus énergétiques qu'on se rapproche du cas critique (pente du fond égale à la pente des ondes internes).

6.2 La décomposition modale de Prinsenbergr

A la même époque que Baines, Prinsenbergr développe lui aussi un modèle analytique capable de décrire la propagation des marées internes sur la plaine et sur le plateau continental. Toutefois, *Prinsenbergr et Rattray* (1975) présentent une vision asymptotique du phénomène et ne décrivent pas en détail le mécanisme de génération des marées internes (ce qui explique que nous l'introduisons dans un deuxième temps, après l'approche de Baines).

La différence principale entre les deux modèles tient au fait que le modèle de Baines présente une limitation liée à la stratification, ce qui n'est plus le cas du modèle de Prinsenbergr ($f < \omega < N$), qui est cette fois limité par la topographie (bi-dimensionnelle, avec une pente linéaire qui relie la plaine au plateau, comme l'indique la figure 4.3 page 60). On considère un plateau de profondeur constante H_1 pour $-L_1 \leq x \leq \frac{H_1}{H_2}L_2$ et une région océanique dont la profondeur augmente linéairement avec x de la profondeur H_1 à une valeur constante H_2 en $x = L_2$ au-dessus de la plaine.

Dans ce modèle, le déplacement vertical d'une particule fluide η_P et la composante horizontale de la vitesse u relativement à leur état d'équilibre sont écrits à l'aide d'une décomposition modale :

$$\eta_P(x, z, t) = - \sum_{m=0}^{\infty} Z_m(x, t) \varphi_m(z) \quad (6.22)$$

$$u(x, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} U_m(x, t) \frac{d\varphi_m}{dz} \quad (6.23)$$

où m est le numéro du mode, chaque mode étant constitué d'une partie variable dans le temps sur l'horizontale et d'une partie stationnaire sur la verticale.

Z_m et U_m satisfont une simple équation d'onde :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 - c_m^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] [U_m, Z_m] = 0 \quad (6.24)$$

et la condition de continuité couple Z_m et U_m :

$$\frac{\partial Z_m}{\partial t} = - \frac{\partial U_m}{\partial x} \quad (6.25)$$

Les valeurs propres c_m et les fonctions propres φ_m sont liées par la relation :

$$\frac{d^2 \varphi_m}{dz^2} + \frac{N^2 - \omega^2}{c_m^2} = 0 \quad (6.26)$$

avec

$$\frac{d\varphi_m}{dz} + \frac{g}{c_m^2} = 0 \text{ en } z = 0 \quad (6.27)$$

$$\varphi_m = 0 \text{ en } z = -H \quad (6.28)$$

La topographie particulière permet de décomposer le mouvement en une composante plateau (indiquée I) et une composante plaine (indiquée II). On distingue alors le mouvement au niveau de la zone de raccord de celui de la plaine et du plateau.

Les différentes étapes du développement sont données en annexe B.

Soient A les amplitudes et k les nombres d'ondes horizontaux, indicés "0" pour l'onde de surface, "n" pour l'onde interne sur le plateau et "m" pour l'onde interne sur la plaine. Les conditions de raccord au talus sont décrites par deux conditions sur les ondes en surface :

$$\frac{A_0^{II}}{k_0^{II}} \sin(k_0^{II} x_0) = \frac{A_0^I}{k_0^I} \sin(k_0^I L_1) \quad (6.29)$$

$$A_0^{II} \cos(k_0^{II} x_0) = A_0^I \cos(k_0^I L_1) \quad (6.30)$$

et deux relations qui relient les amplitudes des ondes internes A_m^{II} et A_n^I aux amplitudes des ondes de surface en $x = 0$, $A_0^I \cos(k_0^I L_1)$:

$$\sum_{m=1}^{\infty} A_m^{II} P^{II}(j, m) = A_0^I \cos(k_0^I L_1) S^{II}(j) + \overbrace{\sum_{n=1}^{\infty} A_n^I Q^I(j, m)}^{(*)} \quad (6.31)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n^I P^I(r, m) = A_0^I \cos(k_0^I L_1) S^I(r) + \sum_{m=1}^{\infty} A_m^{II} T^I(r, m) \quad (6.32)$$

où $P^{II}, P^I, S^{II}, S^I, Q^I$ et T^I sont des fonctions de couplage, qui ont des formes analytiques uniquement dans le cas d'une stratification $N = \text{constante}$. Dans le cas où N est quelconque, il faut que la pente du fond soit supérieure à la pente des caractéristiques pour que toute l'énergie aille vers le large.

Dans cette relation, on notera que le terme (*) est responsable des pics d'amplitude du mouvement vertical observés sur les figures 4.4 et 4.5 des pages 60 et 61.

Application

A l'aide de ce modèle, *Prinsenber et Rattray* ont montré que la largeur des rayons équivalait à deux fois la profondeur du plateau. Par rapport au modèle précédent, cette décomposition en modes normaux limite la schématisation du fond à des segments de droite très rudimentaires, mais il n'y a plus de contrainte au niveau de la stratification, ce qui permet de considérer des cas plus réalistes. Il n'y a pas de mode interfacial, et les rayons d'énergie sont déformés et élargis dans la cas d'une stratification réaliste.

6.3 Application au cas du golfe de Gascogne

6.3.1 Modèle de Baines

Le *Tareau et Mazé* (1996) se servent de l'expression de la force génératrice des marées internes pour déterminer les zones de génération plus intenses. A partir d'une configuration bi-dimensionnelle, le courant barotrope perpendiculaire à la côte est noté $U(x) = U_0(x) \cos(\omega t - \varphi(x))$. L'expression de la force génératrice 6.10 devient alors :

$$\vec{F}_i = \frac{N^2 dH}{dx} \frac{h}{H} \int_{t_0}^t U dt \vec{e}_z$$

D'après cette relation, pour une profondeur h et une stratification N fixées, le module de cette force devient :

$$|\vec{F}_i| \propto \frac{U_0}{H} \frac{dH}{dx}$$

Pichon et Correard (2006) étendent cette expression du module de la force génératrice au cas tri-dimensionnel du golfe de Gascogne :

$$\frac{\vec{V}_1 \cdot \vec{\nabla} H}{H} \quad (6.33)$$

ce qui leur permet de déterminer les régions de génération privilégiées (voir chapitre 10.1).

De plus, une étude de *Jezequel et al.* (2002) montre que l'expression du déplacement vertical des masses d'eau prévu par la théorie de Baines permet de reproduire correctement les cisaillements de courant observés durant la campagne MINT94, et de représenter correctement les courants dans la thermocline saisonnière ou dans la pycnocline permanente.

Toutefois, les auteurs indiquent que cette théorie est insuffisante pour l'étude des pentes très inclinées (génération sur-critique), et que le fait de considérer une pente linéaire semble être une limitation pour le calcul des courants au-dessus du talus.

6.3.2 Modèle de Prinsenber

Jezequel et al. (2002) utilisent la méthode des caractéristiques pour étudier la propagation de la marée interne dans le golfe de Gascogne. Une comparaison avec les données de la campagne GASTOM90 indique qu'il y a une bonne localisation des maxima d'énergie dans le modèle, qui correspondent aux oscillations maximales des isopycnes.

De plus, une étude de *New* (1988) s'appuie sur le modèle asymptotique de *Prinsenber et Rattray* (1975), afin de résoudre la décomposition modale numériquement pour des stratifications réalistes. Le choix de ce modèle par rapport à celui de Baines vient du désir de représenter finement la stratification plutôt que la topographie du talus.

La différence essentielle entre le modèle de *New* et celui de *Prinsenber et Rattray* réside dans la possibilité pour une onde de se propager sur le plateau pour *New* alors que pour

Prinsenberget Rattray l'onde y est stationnaire.

L'étude de *New* révèle des différences de propagation entre les situations estivales et hivernales, qui se traduisent par un espacement plus important sur la verticale entre le rayon issu du talus et réfléchi en surface et celui qui est propagé directement vers le fond en été.

A l'aide de son modèle, *New* (1988) montre que c'est le mode 3 qui domine sur la plaine et le mode 1 sur le plateau dans la thermocline saisonnière, conformément aux observations de *Pingree et al.* (1986) dans le golfe de Gascogne.

Enfin, il y a un bon accord entre la position des maxima de déplacement vertical η_P calculé par ce modèle et la présence des rayons d'énergie décrits par *Baines*. En fait, le modèle linéaire des rayons de *Baines* et le modèle de décomposition modale de *Prinsenberget Rattray* sont équivalents en ce qui concerne le courant horizontal modélisé (au moins dans un cas de stratification uniforme, *New* ayant comparé ces résultats à ceux d'une expérience de laboratoire), si un nombre de modes suffisant est choisi pour la décomposition modale.

6.4 Conclusion

Dans des conditions données de topographie (bi-dimensionnelle) et de stratification, l'utilisation de l'un ou l'autre de ces modèles fournit des indications sur la génération (modèle de *Baines*) et sur la propagation (modèle de *Prinsenberget Rattray*) des marées internes, qui permettent une compréhension globale du phénomène.

Le modèle de *Baines* prend en compte la stratification (bi-couche généralisée), le flux de masse barotrope à travers le talus dans le cas d'une marée semi-diurne et plusieurs types de topographie (talus). En outre, il permet de localiser les zones majeures de génération d'ondes internes et de se faire une première idée sur le type de propagations (propagation interfaciale et suivant les rayons en profondeur).

Le modèle de *Prinsenberget Rattray*, quant à lui, présente une vision asymptotique de la propagation, pour laquelle le talus peut être assimilé à une zone de raccordement entre le plateau et la plaine, dans le cas sous-critique (pente forte). Il permet une bonne approche de la propagation des ondes internes sur la plaine notamment (élargissement des rayons d'énergie lors de la propagation depuis le talus vers l'océan profond dans le cas d'une stratification à N variable).

Par contre, si l'on veut étudier des configurations plus réalistes, il devient indispensable de se départir des limitations imposées par les modèles analytiques (topographie bi-dimensionnelle, stratification à N constante, forçage par la marée barotrope semi-diurne uniquement). Ceci est rendu possible par l'utilisation de modèles numériques. Dans le cadre de cette thèse, le modèle choisi est le modèle SYMPHONIE développé au Pôle d'Océanographie Côtière de Toulouse.

Chapitre 7

Le modèle numérique SYMPHONIE

Par rapport aux modèles analytiques que nous venons de voir, l'utilisation du modèle numérique tridimensionnel côtier SYMPHONIE permet de s'affranchir de certaines limitations. Le premier avantage de ce type de modèle est la prise en compte des trois dimensions de l'espace, soit une topographie beaucoup plus réaliste. De plus, concernant la stratification, il est possible de travailler avec un profil de densité quelconque.

En outre, ce modèle prend en compte les non-linéarités qui accompagnent la propagation des ondes de marée. Or d'après la description des marées barotropes, elles sont très importantes en eau peu profonde, bien que négligées dans les modèles analytiques.

A partir de ces considérations, il semble opportun de penser que l'utilisation du modèle permet de procéder à une étude non seulement qualitative mais également quantitative des marées internes dans le golfe de Gascogne.

Des études précédentes réalisées à l'aide du modèle SYMPHONIE ont porté sur la circulation induite par le vent dans le golfe du Lion (*Estournel et al.*, 2003; *Auclair et al.*, 2003) et dans le golfe de Fos (*Ulses et al.*, 2005), l'intrusion du courant Nord sur le plateau continental (*Auclair et al.*, 2001), la dynamique du panache du Rhône (*Estournel et al.*, 2001; *Marsaleix et al.*, 1998) et la formation d'eau dense sur le plateau du golfe du Lion (*Dufau-Julliard et al.*, 2004) et dans le golfe de Thermaikos (*Estournel et al.*, 2005).

Ici, le modèle est appliqué à l'étude des marées internes dans la région du golfe de Gascogne, connue pour ses marées très énergétiques. Le forçage par la marée a donc été introduit dans les équations primitives du modèle. Celles-ci sont basées sur trois hypothèses :

- hypothèse d'incompressibilité
- approximation de Boussinesq
- hypothèse d'équilibre hydrostatique

7.1 Les équations primitives

Dans le cadre de cette étude, deux versions du modèle ont été utilisées : une version barotrope, qui a permis notamment d'effectuer des comparaisons entre la marée modélisée et la marée introduite en forçage, et une version tridimensionnelle pour l'étude des marées internes.

Pour cette dernière, les équations du mouvement horizontal constituent deux équations pronostiques du modèle :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} [K_H \frac{\partial u}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [K_H \frac{\partial u}{\partial y}] + \frac{\partial}{\partial z} [K_V \frac{\partial u}{\partial z}] \quad (7.1)$$

$$\underbrace{\frac{\partial v}{\partial t}}_1 + \underbrace{\frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z}}_2 + \underbrace{fu}_3 = -\underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y}}_4 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} [K_H \frac{\partial v}{\partial x}] + \frac{\partial}{\partial y} [K_H \frac{\partial v}{\partial y}]}_5 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} [K_V \frac{\partial v}{\partial z}]}_6 \quad (7.2)$$

où ρ_0 représente la masse volumique de l'eau de mer.

Dans l'équation 7.2, le terme (1) correspond à la variation locale de la vitesse en fonction du temps. Le terme (2) représente l'advection horizontale et verticale de la vitesse. En (3), il s'agit du terme de Coriolis dû à la rotation terrestre et le terme (4) est constitué de la somme du gradient de pression dans le cadre de l'hypothèse hydrostatique et du forçage par le potentiel de marée. Il est donné par :

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_z^\eta (\rho - \rho_0) dz - g \frac{\partial(\eta - \eta_{pot})}{\partial x} \quad (7.3)$$

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \int_z^\eta (\rho - \rho_0) dz - g \frac{\partial(\eta - \eta_{pot})}{\partial y} \quad (7.4)$$

Le terme (5) représente la diffusion horizontale, où K_H est le coefficient de viscosité horizontale turbulente. Il est proportionnel à la résolution horizontale choisie ($30 \text{ m}^2.s^{-1}$ pour une maille de 3 km et $15 \text{ m}^2.s^{-1}$ pour une maille de 1.5 km). Enfin, le terme (6) correspond aux flux turbulents de vitesse sur la verticale, où K_V est la diffusivité verticale, équivalente au coefficient de viscosité cinématique lié à la turbulence et déterminée par la nature de l'écoulement. Ces coefficients sont décrits au paragraphe 7.4.

Les équations 7.1 et 7.2 sont combinées à l'équation de continuité qui est utilisée comme équation diagnostique pour calculer la composante verticale de la vitesse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (7.5)$$

L'élévation de la surface est déduite de la divergence du courant moyen $(\bar{u}, \bar{v}) = \frac{1}{H + \eta} \int_{-H}^\eta (u, v) dz$ intégrée sur la verticale :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (H + \eta) \bar{u} + \frac{\partial}{\partial y} (H + \eta) \bar{v} = 0 \quad (7.6)$$

7.2 Les équations de conservation pour la température et la salinité

Dans le cadre de cette étude, il est très important de bien représenter l'évolution de la température et de la salinité, ainsi que le transport de ces quantités, car la génération et la propagation des marées internes dépend fortement de la stratification du milieu. Les équations de conservation pour la température et la salinité s'écrivent :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial uT}{\partial x} + \frac{\partial vT}{\partial y} + \frac{\partial wT}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial I_s}{\partial z} \quad (7.7a)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial uS}{\partial x} + \frac{\partial vS}{\partial y} + \frac{\partial wS}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma \frac{\partial S}{\partial z} \right] \quad (7.7b)$$

où $\frac{\partial I_s}{\partial z}$ représente le forçage radiatif du Soleil, avec C_p le coefficient de chaleur massique. Dans notre étude, le terme de forçage radiatif est nul.

Les flux turbulents de chaleur et de salinité (premier membre de droite des équations) sont détaillés au paragraphe 7.4, Γ étant le coefficient de diffusivité turbulente, qui correspond pour la température (respectivement la salinité) au rapport de K_V avec le nombre de Prandtl turbulent (respectivement le nombre de Schmidt turbulent). Comme ces derniers sont proches de 1, $\Gamma = K_V$ dans le modèle SYMPHONIE.

La masse volumique, qui est fonction de T et S , est alors obtenue par l'équation d'état diagnostique (linéarisée) suivante (*Gill, 1982*) :

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0) + \beta(S - S_0)) \quad (7.8)$$

Les coefficients d'expansion thermique α et de contraction saline β sont fixés respectivement à $2.41 \times 10^{-4} \text{ degrés}^{-1}$ et $7.45 \times 10^{-4} \text{ psu}^{-1}$. T_0 et S_0 sont respectivement les température et salinité de référence se rapportant à ρ_0 : $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $S_0 = 35^\circ/\text{‰}$ et $\rho_0 = 1024.7 \text{ kg.m}^{-3}$.

7.3 Discrétisation spatiale du modèle

Le schéma de discrétisation spatial est un schéma d'ordre 1.

L'utilisation d'un maillage horizontal régulier permet de résoudre les équations par la méthode des différences finies. Les variables sont définies sur une grille de type C étagée (*Arakawa et Suarez, 1983*) (figure 7.1). La maille du mode interne est un volume constitué de six faces : quatre faces verticales au centre desquelles se trouvent les composantes horizontales u et v du courant et deux faces horizontales au centre desquelles se trouvent la composante verticale du courant ainsi que les variables associées à la turbulence (viscosité et diffusivité verticales, énergie cinétique turbulente, longueurs de mélange et de dissipation). Au centre du volume occupé par la maille se trouvent les variables température et salinité. Projetée sur un plan horizontal, la maille forme un carré constituant la maille du mode externe. Au centre des arrêtes se trouvent les composantes du transport, et l'élévation de la surface se calcule au centre du carré.

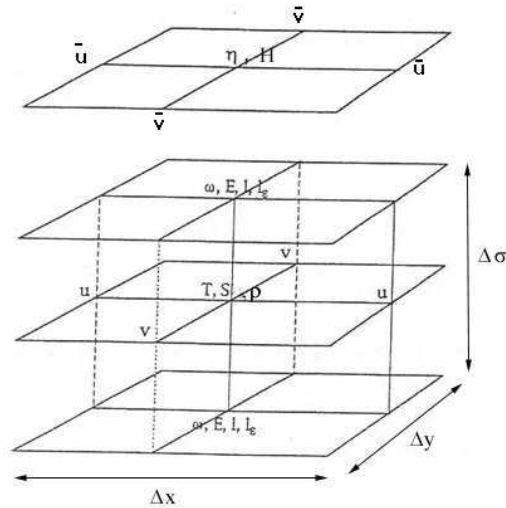


FIG. 7.1 – Grille du modèle SYMPHONIE

Sur la verticale, le modèle utilise la coordonnée sigma généralisée. Le passage de la coordonnée z à la coordonnée sigma généralisée au point d'indice (i,j,k) est donné par :

$$\sigma(i, j, k) = \frac{z(i, j, k) + H(i, j)}{\eta(i, j) + H(i, j)} \quad (7.9)$$

tel que σ vaut 1 en surface et 0 sur le fond.

L'avantage de cette coordonnée réside dans la possibilité de suivre la bathymétrie, tout en gardant dans notre cas une bonne résolution en surface et au fond, proportionnellement à l'épaisseur de la colonne d'eau. La coordonnée σ généralisée a une dépendance aux trois indices de la grille, et elle permet de limiter les variations d'épaisseurs des couches sigma dans les régions de forts gradients bathymétriques. De cette manière, elle réduit les erreurs de troncature associées à une représentation erronée du gradient de pression dans les régions où le gradient vertical de masse volumique est fort (*Auclair et al.*, 2000b). Elle réduit également la diffusion diapycnale liée aux coordonnées topographiques (*Beckman et Haidvogel*, 1993).

L'utilisation de cette coordonnée est donc bien adaptée à la modélisation des ondes internes qui apparaissent en particulier le long des talus continentaux.

7.4 Le schéma de turbulence

Dans les équations du mouvement du modèle, il est nécessaire de considérer le terme relatif aux processus de petites échelles qui ne sont pas résolus par la grille du modèle (processus sous-maille). Ceux-ci sont paramétrés grâce à des termes de mélange horizontal et vertical dans les équations 7.1, 7.2 (termes 5 et 6) et 7.7.

Pour résoudre les équations malgré l'indétermination sur les flux turbulents, on fait appel à un "schéma de fermeture" qui les relie aux gradients verticaux des variables non turbulentes du modèle (hypothèse de fermeture newtonienne) :

$$-(\overline{u'w'}, \overline{v'w'}) = K_V \frac{\partial}{\partial z}(u, v) \quad (7.10)$$

$$-(\overline{T'w'}, \overline{S'w'}) = \Gamma \frac{\partial}{\partial z}(T, S) \quad (7.11)$$

où u', v' et w' sont les composantes turbulentes de la vitesse et $\Gamma = K_V$.

La diffusivité verticale, K_V , est reliée à l'énergie cinétique turbulente E_t par la relation :

$$K_V = c_k L E_t^{1/2} \quad (7.12)$$

où c_k est une constante empirique et L est la longueur de mélange, qui correspond à une échelle de longueur caractéristique de la dimension des tourbillons associés à l'écoulement turbulent.

E_t , l'énergie cinétique turbulente, est donnée par : $E_t = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$. Elle est calculée de manière pronostique à partir de l'équation d'évolution :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_t}{\partial t} + \frac{\partial u E_t}{\partial x} + \frac{\partial v E_t}{\partial y} + \frac{\partial w E_t}{\partial z} = & \underbrace{K_V \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]}_1 + \underbrace{\frac{g}{\rho_0} K_V \frac{\partial \rho}{\partial z}}_2 \\ & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(K_V \frac{\partial E_t}{\partial z} \right)}_3 - \underbrace{\varepsilon}_4 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial E_t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_H \frac{\partial E_t}{\partial y} \right)}_5 \end{aligned} \quad (7.13)$$

Le terme (1) représente la production d'énergie turbulente par cisaillement de vitesse, (2) est un terme de flottabilité, (3) représente la redistribution verticale d'énergie par diffusion turbulente, (4) est un terme de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et le terme (5) représente la diffusion horizontale, avec :

$$\varepsilon = \frac{c_\varepsilon E_t^{3/2}}{L_\varepsilon} \quad (7.14)$$

où L_ε est la longueur de dissipation.

Les constantes c_k et c_ε valent respectivement $c_k = 0.1$ et $c_\varepsilon = 0.7$ pour l'océan d'après la détermination de *Gaspar et al.* (1990). Une valeur seuil est appliquée à l'énergie cinétique turbulente, avec $E_{t,min} = 1 \times 10^{-6} m^2 \cdot s^{-2}$.

Les longueurs de dissipation et de mélange sont déterminées à partir de la formulation de *Bougeault et Lacarrère* (1989), qui présente l'intérêt de tenir compte de la stabilité locale du fluide et permet de mieux représenter les échanges turbulents au niveau de la thermocline. Cette qualité sera un atout précieux dans le cadre de l'étude des marées internes.

Les longueurs L et L_ε correspondent au déplacement vertical d'une particule fluide à un niveau donné, effectué tant que l'énergie cinétique de la turbulence moyenne dont elle dispose n'est pas compensée par l'énergie potentielle qu'elle acquiert en se déplaçant vers le haut d'une distance L_{up} ou vers le bas (L_{down}). On définit les longueurs par les relations :

$$L = \min(L_{up}, L_{down}) \quad \text{et} \quad L_\varepsilon = \sqrt{L_{down} * L_{up}} \quad (7.15)$$

7.5 La discrétisation temporelle du modèle

Le schéma de discrétisation temporel est un schéma explicite à l'ordre 2 de type "Leap-frog" ou Saute-Mouton. Le calcul de la valeur d'une variable X au temps $(t+1)$ nécessite la connaissance de la variable au temps (t) et $(t-1)$:

$$X^{t+1} = X^{t-1} + 2 \Delta t f^n(X^t) \quad (7.16)$$

Cependant, avec ce schéma, les solutions paires et impaires peuvent diverger entre deux pas de temps consécutifs. Pour éviter ce problème, le modèle comporte un filtre d'Asselin diffusif appelé à chaque pas de temps (*Asselin, 1972*). Il donne la valeur corrigée :

$$X_S^t = X^t + \frac{\alpha}{2} (X^{t+1} - 2X^t + X^{t-1}) \quad (7.17)$$

où α est le coefficient du filtre d'Asselin.

Le pas de temps du modèle, noté Δt dans l'équation 7.16, est contraint par la vitesse de propagation des ondes de gravité.

La technique de séparation des pas de temps

Les ondes de gravité externes se propagent beaucoup plus rapidement que les ondes de gravité internes dans l'océan. Pour représenter ces ondes externes qui se propagent très vite, le modèle doit adopter un petit pas de temps. Il est contraint par la condition de stabilité numérique CFL (Courant-Friedrichs-Lévy) (*Haltiner et Williams, 1980*) :

$$\Delta t \leq \frac{1}{2c} \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (7.18)$$

où Δt , Δx et Δy sont respectivement les pas de temps et la maille du modèle et $c = \sqrt{gH}$ la vitesse de propagation des ondes de gravité barotropes. La formulation du mode interne est tri-dimensionnelle et requiert un coût de calcul supérieur pour un même pas de temps. Mais la vitesse de propagation des ondes pour le mode barocline est plus petite, donc il est moins sévèrement contraint par le critère de stabilité. Dans le modèle, la composante barotrope du courant est donc calculée séparément et plus souvent que la composante barocline, de manière explicite, afin de prendre en compte les vitesses rapides de propagation des ondes

de gravité externes sans alourdir le temps de calcul.

Les équations du courant moyen, qui correspondent aux équations du mode externe (et à la version barotrope du modèle) sont obtenues à partir des équations du mouvement tridimensionnelles intégrées sur la verticale :

$$\begin{aligned} \frac{\partial h\bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{u}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial h\bar{v}\bar{u}}{\partial y} - fh\bar{v} = & -gh\frac{\partial}{\partial x}(\eta - \eta_{pot}) + \frac{\partial}{\partial x}K_H h \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}K_H h \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \left[K_V \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]_{-H}^{\eta} \\ & - \int_{-H}^{\eta} \left(\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_z^{\eta} \rho'' dz' + \frac{\partial u'' u''}{\partial x} + \frac{\partial v'' u''}{\partial y} \right) dz \end{aligned} \quad (7.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial h\bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial h\bar{v}\bar{v}}{\partial y} + fh\bar{u} = & -gh\frac{\partial}{\partial y}(\eta - \eta_{pot}) + \frac{\partial}{\partial x}K_H h \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}K_H h \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \left[K_V \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \right]_{-H}^{\eta} \\ & - \int_{-H}^{\eta} \left(\underbrace{\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \int_z^{\eta} \rho'' dz'}_1 + \underbrace{\frac{\partial u'' v''}{\partial x} + \frac{\partial v'' v''}{\partial y}}_2 \right) dz \end{aligned} \quad (7.20)$$

où l'anomalie de densité ρ'' est donnée par : $\rho'' = \rho - \rho_0$ ($|\rho''| \ll \rho_0$) et $(u, v) = (\bar{u}, \bar{v}) + (u'', v'')$.

Les élévations de surface associées sont données par :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial h\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial h\bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (7.21)$$

Ces équations sont résolues en prenant un petit pas de temps. Le terme (1) de l'équation 7.20 est le terme de pression qui correspond à l'effet moyen des perturbations de densité sur les variations de courant moyen et le terme (2) est un terme d'advection représentant le forçage du mode externe par le mode interne.

Il s'agit donc d'une véritable surface libre (on parle aussi de modèle à toit libre). En effet, l'océan est libre de se déformer sous l'influence du vent, des flux de chaleur et des forces de marée. Il est donc indispensable de considérer ce type de modèle dans le cadre de l'étude de la marée interne.

De plus, lors du calcul du mode interne donné par les équations 7.1 et 7.2, la partie moyenne du courant est remplacée par le résultat obtenu par le mode externe selon la méthode de *Blumberg et Mellor* (1987).

7.6 Le schéma d'advection

Le schéma d'advection est un schéma centré classique (*Arakawa et Suarez*, 1983). Il tient compte de la façon dont est calculée la pression hydrostatique afin de bien représenter les conversions entre énergie potentielle et énergie cinétique.

Néanmoins, un bruit peut être associé à l'utilisation de ce schéma d'advection lorsque l'on modélise des panaches fluviaux, des structures frontales ou des tourbillons. Comme il

est prédictible, un terme de diffusion supplémentaire est ajouté dans les équations de la température et de la salinité en plus de la diffusion dont nous avons parlé jusqu'à présent (partie 7.4). Ce terme de diffusion est faible et ne biaise pas les échanges énergétiques (Patrick Marsaleix, communication personnelle).

7.7 Les conditions aux limites

• A la surface libre

Dans le cadre de cette étude, les forçages sont limités à la marée. C'est-à-dire que les flux à l'interface air mer (tensions du vent, flux radiatifs et non radiatifs) sont fixés arbitrairement à zéro.

• Au fond

Les conditions aux limites au fond s'écrivent en $z = -H$:

$$\bullet \rho_0 K_V \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right) = (\tau_{bx}, \tau_{by}) \quad (7.22)$$

$$\bullet E = \frac{\|\vec{\tau}_b\|}{\rho_0 \sqrt{c_\varepsilon c_k}} \quad (7.23)$$

$$\bullet \rho_0 K_V \left(\frac{\partial T}{\partial z}, \frac{\partial S}{\partial z} \right) = 0 \quad (7.24)$$

On paramètre la tension de cisaillement sur le fond par une relation quadratique de la vitesse près du fond :

$$\vec{\tau}_b = \rho_0 C_D \sqrt{u_b^2 + v_b^2} \vec{v}_b \quad (7.25)$$

La vitesse est prise au premier niveau à partir du fond à une profondeur z_1 . C_D est le coefficient de traînée de type Chézy, donné en fonction de la longueur de rugosité $z_0 = 0,01m$ et de la constante de Von Karman κ par une loi logarithmique :

$$C_D = \left(\frac{\kappa}{\log\left(\frac{z_1}{z_0}\right)} \right)^2 \quad (7.26)$$

La longueur de rugosité caractérise l'intensité du frottement en fonction des propriétés physiques du sol.

Ces relations sont obtenues en considérant que le courant suit un profil logarithmique au voisinage du fond.

• Aux frontières latérales

Conditions aux limites du mode externe

Dans le cas d'une frontière fermée, le flux normal à cette frontière est considéré nul. Considérons le cas de deux frontières latérales ouvertes en $x = 0$ et $x = L$ ($L > 0$ est la largeur du domaine). Pour le calcul de la composante de la vitesse moyenne normale à la frontière, on utilise des conditions radiatives (Oey et Chen, 1992) :

$$\bar{u} - \bar{u}_0 = \pm \sqrt{\frac{g}{h}}(\eta - \eta_0) \quad (7.27)$$

où le suffixe 'o' désigne la valeur de forçage (fournie par une climatologie ou un modèle de grande échelle).

Pour la composante tangente à la frontière, on utilise une condition de gradient nul :

$$\frac{\partial(\bar{v} - \bar{v}_0)}{\partial x} = 0 \quad (7.28)$$

qui n'est autre qu'une équation de Sommerfeld pour laquelle $c \frac{\Delta t}{\Delta x, y} \simeq 1$.

Dans ces équations, \bar{u}_0 , \bar{v}_0 et η_0 représentent le forçage (en terme de courant moyen et d'élévation de la surface) présent aux frontières ouvertes. Dans l'équation 7.27 le membre de droite est précédé du signe + (respectivement -) si x est situé à la frontière $x = L$ (respectivement $x = 0$).

Conditions aux limites du mode interne

Les composantes horizontales de la vitesse barocline, la température T et la salinité S , notées $\varphi = \varphi_0 + \varphi''$ (φ_0 correspondant au terme de forçage), sont soumises à une condition de radiation de Sommerfeld, afin de ne pas réfléchir les perturbations transitoires :

$$\frac{d\varphi''}{dt} + c \frac{d\varphi''}{dx} = 0 \quad (7.29)$$

où c est la vitesse de phase des ondes baroclines fixée arbitrairement à 1 m.s^{-1} . Ces conditions aux limites permettent par exemple de radier les ondes internes.

De plus, les conditions aux limites sont aussi spécifiées via des termes de rappel vers la solution de grande échelle, qui sont introduits dans les membres de droite des équations de la température, de la salinité et de la vitesse. Si on se trouve à la frontière $x = 0$, ces termes sont de la forme :

$$e^{\frac{-x}{D}} \frac{(\psi_0 - \psi)}{T_{res}} \quad (7.30)$$

avec $\psi_0 = u, v, T$ ou S correspondant au champ de grande échelle. Le facteur d'échelle spatiale D dépend de la taille du domaine et de la maille. Le facteur d'échelle temporelle correspond au temps mis par les ondes pour parcourir le domaine : $T_{res} = L/c$ avec c la célérité des ondes.

La décroissance exponentielle rend les termes de rappel négligeables loin des frontières.

7.8 Conclusion

Nous venons de voir que le modèle SYMPHONIE est à priori adapté à la représentation des ondes de gravité étudiées dans le cadre de cette thèse. En particulier, il permet une représentation réaliste de la topographie et de la stratification.

Dans un premier temps, le modèle sera utilisé pour l'étude d'ondes de gravité internes et externes dans des cas académiques (chapitre IV). Puis, il nous permettra de modéliser la marée barotrope et la marée barocline dans le golfe de Gascogne, selon une configuration qui sera décrite au chapitre V.

Quatrième partie

Méthode d'analyse WEof appliquée à l'étude d'ondes de gravité

Pour séparer les différentes fréquences du spectre de la marée, nous avons déjà cité l'analyse harmonique, qui, basée sur l'analyse de Fourier, permet d'extraire un signal à une fréquence précise, mais sans fournir d'information sur son évolution temporelle. Ce constat nous a amenés à développer un nouvel outil capable de s'affranchir de cette limitation et qui présente en plus l'avantage d'identifier les structures physiques cohérentes, dans le but de pouvoir étudier les interactions entre des processus de même échelle.

Cette partie a fait l'objet de la publication d'un article intitulé "Combined wavelet and principal component analysis (WEof) of a scale oriented model of coastal ocean gravity waves" dans le journal *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. Il est précédé d'un résumé qui présente les travaux et les principaux résultats obtenus.

Résumé

Les processus physiques observés dans l'océan et dans l'atmosphère, et plus généralement en géophysique, s'étendent sur une large gamme de fréquences. Lorsqu'on cherche à étudier une partie de la dynamique, l'identification des échelles de temps et de longueurs des différents mécanismes est primordiale. Dans la plupart des cas, une étude "orientée processus" permet de s'affranchir des difficultés éventuelles en ne considérant qu'un seul des processus mis en jeu, sous de fortes hypothèses de linéarité. Pourtant, ces hypothèses sont très restrictives, puisqu'elles ne permettent pas de considérer les interactions entre des processus de même échelle. De plus, ces études représentent un phénomène physique indépendamment de tous les processus transitoires, alors que ceux-ci sont responsables d'importants transferts énergétiques.

En océanographie côtière, les échelles spatiales et temporelles varient énormément. En effet, les échelles temporelles vont de quelques secondes dans le cas des ondes de tempête à quelques mois pour les ondes piégées à la côte, et même plus dans les cas des processus liés à la morphologie de la topographie des plages. En outre, plusieurs processus d'échelles comparables peuvent être en présence au même moment. Il pourrait s'agir par exemple d'ondes internes générées par le vent à la même fréquence que la marée (*Van Der Molen, 2002*) et dont il faudrait prendre en compte les interactions avec cette dernière. On peut donc difficilement étudier chaque processus indépendamment.

C'est pourquoi nous avons choisi une approche de modélisation "orientée échelle" (des processus) et non plus "processus". Elle soulève toutefois de nouveaux problèmes : comment reconstruire les structures physiques cohérentes ? Comment les reconnaître ? Dans la continuité des travaux de *Wang et al. (2000)* et *Ouergli (2000)*, nous proposons ici une méthode qui combine une analyse en ondelettes de Morlet (*Mallat, 2001; Farge, 1992*) pour la localisation temps-fréquence et une analyse en composantes principales (*Preisendorfer et al., 1981*) pour la reconnaissance des structures physiques cohérentes. Cette technique, appelée WEof (pour "Windowed" ou "Wavelet Empirical orthogonal function"), est particulièrement bien adaptée à l'étude des processus transitoires de l'océan côtier comme les ondes de gravité, qui constituent probablement un des processus d'ajustement de l'océan les plus fondamentaux. Il s'agit d'une extension de la méthode proposée par *Wang et al. (2000)* pour calculer les modes dominants des ondes internes à partir de profils verticaux de température. Ici, la méthode est tridimensionnelle et l'approche multivariée permet par exemple de prendre en

compte l'élévation de la surface et la vitesse verticale pour caractériser la présence des ondes de gravité.

La méthode d'analyse est testée dans différentes configurations de génération et de propagation d'ondes externes et internes dans un océan à fond plat, sans rotation, et de stratification $N = \text{constante}$. A l'aide d'une approche analytique et numérique, nous cherchons à analyser et à dissocier les différentes ondes puis les différents modes en fonction de leurs caractéristiques (longueur d'onde, vitesse de phase, fréquence, angles de propagation) en relation avec leur source de génération (localisation spatiale).

Dans un premier temps, des expériences de référence mettant en jeu une source de génération unique des ondes internes (en surface) ont été réalisées, en faisant varier les échelles de modélisation. Chacune d'entre elles est plus particulièrement dédiée à la modélisation de certains modes. Ensuite, la méthode d'analyse WEof a été testée sur plusieurs configurations d'ondes de gravité. Elles sont stimulées simultanément par deux sources qui sont soit localisées dans l'espace, soit dans la même bande de fréquence mais localisées dans l'espace et/ou dans le temps.

Les principaux résultats font apparaître une forte dépendance des ondes internes modélisées aux échelles spatiales et temporelles choisies pour le modèle. En effet, plus la maille est petite et plus le pas de temps est fin, plus on observe les modes élevés donnés par la décomposition modale (longueurs d'onde plus courtes, vitesses de propagation plus lentes). Si l'on souhaite explorer la décomposition modale, on devra donc mener plusieurs expériences afin de ne pas augmenter drastiquement le coût de calcul de la modélisation.

Dans le cas de deux sources de génération permanentes d'ondes internes à des fréquences différentes (Expérience D), l'analyse WEof permet de séparer les deux processus transitoires localisés en fréquence et dont les sources se situent au même endroit, et ce si le critère d'Heisenberg est respecté (limitation de la résolution en fréquence en fonction de la résolution temporelle).

Si les deux forçages ne sont plus localisés en fréquence mais dans l'espace (Expérience E avec deux forçages internes et Expérience F avec un forçage interne et un forçage externe), la décomposition en composantes principales (ACP) permet d'extraire les ondes internes selon leur source, c'est-à-dire selon leurs caractéristiques spatiales (lieu de génération, position du rayon de maximum d'énergie...) lorsqu'au moins un des deux forçages est localisé dans le temps. Chaque WEof est associé à un mode ou groupe de modes de l'onde qui se propage. Dans ces expériences, le pré-traitement par analyse en ondelettes permet de renforcer les chances de succès de la ACP. Une étude de sensibilité montre qu'il faut que le forçage transitoire ne soit pas actif durant plus du tiers de durée totale de la ACP. Dans le cas contraire, on observe un mélange entre plusieurs processus physiques au sein du même WEof. Pour les ondelettes, une perte supplémentaire d'information est due à la résolution des boîtes d'Heisenberg, fonctionnant comme de petits pavés sur lesquels la densité spectrale d'énergie est moyennée.

Grâce aux différentes expériences réalisées, il est donc établi que la décomposition WEof permet de séparer les processus à des fréquences différentes ou bien à la même fréquence s'ils sont localisés dans le temps et dans l'espace. Il est cependant nécessaire de prendre en compte certaines limitations, parmi lesquelles le respect du cône d'influence de l'ondelette,

la prise en compte des boîtes d'Heisenberg en tant qu'atomes de base de l'analyse et la localisation précise des processus.

Enfin, la possibilité de séparer les processus transitoires des processus stochastiques est fondamentale puisque les premiers ont une réalité physique et interviennent dans les bilans énergétiques. Dans le cadre de développements futurs en assimilation, cette méthode pourrait servir à améliorer la prise en compte des processus transitoires, en basant le contrôle de la trajectoire du modèle sur une sélection des échelles.

Dans le chapitre suivant, cette méthode est appliquée à l'étude des marées barotropes et des marées baroclines dans le golfe de Gascogne.



Combined wavelet and principal component analysis (WEof) of a scale-oriented model of coastal ocean gravity waves

Ivane Pairaud*, Francis Auclair

*Laboratoire d'Aérodynamique, Pôle d'Océanographie Côtière de Toulouse,
Observatoire Midi-Pyrénées, 31400 Toulouse, France*

Received 15 April 2004; received in revised form 31 March 2005; accepted 6 June 2005
Available online 10 August 2005

Abstract

Coastal ocean numerical modeling is basically the representation of the dynamics of the coastal ocean in a chosen range of length scales and over an associated frequency band, including the modeling of both coherent processes and associated transient processes. The ocean dynamical features can be individually identified by combining wavelet analysis for time and frequency localization and principal component analysis to “decorrelate” physically consistent structures. In the present paper, the so-called WEof analysis is applied for the extraction of external gravity waves and internal gravity wave lower modes in a simple case of a flat bottom, constant Brunt-Väisälä ocean. It is shown that, with some well known restrictive assumptions, WEof analysis is an efficient candidate for the recognition of frequency localized dynamical processes.

© 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: Wavelet analysis; Empirical orthogonal function; Internal gravity waves; External gravity waves; Coastal oceanography

1. Introduction

One factor common to all geophysical sciences is the spread of the physical processes over a large frequency band. We could insist at length upon the fact that any study of the

* Corresponding author. Tel.: +33 561 33 27 82; fax: +33 561 33 27 90.
E-mail address: ivane.pairaud@aero.obs-mip.fr (I. Pairaud).

ocean or atmosphere must necessarily begin by a clear specification of the scales of the processes at play. Both spatial and time scales need to be chosen in a way that makes the problem tractable. The physics of capillarity waves propagating on top of the ocean has very little in common with the meandering of the Gulf Stream for instance. This is true for observational, theoretical or numerical studies.

The simplest answer to such difficulties is to focus on a single process at equilibrium. This leads to “process-oriented” studies, which assume that all other processes can be neglected and that the whole study can be based on some strong assumptions of linearity. Most academic studies in geophysical sciences use such an approach, mainly because no alternative is available. It is evident, however, that no physical process is totally independent of processes on the same scale or even of processes appearing on different scales. A linear combination of the various interactions is only valid as long as induced deviations are “small”. Therefore, any linearity assumption is to be considered as a serious limitation to such studies, even if this is not always clearly stated. A second serious limitation of process-oriented studies is connected with the representation of the physical phenomenon independently of any transient process, although these transients may be responsible for the largest energy transfers.

As a consequence, such a restrictive focus diverges somehow from the fundamental idea it is based on: extracting and studying the physics at a given scale and at a given time. In coastal ocean studies, as in many geophysical fields, these limitations are clearly unacceptable. Indeed coastal oceanography is devoted to the study of processes spreading over length scales that range from a few meters to a few hundreds of kilometers with associated time scales that cover a few seconds (freak waves), some months (coastal trapped waves) or even longer (in the case of dynamical studies of shoreline and beach topographic morphology). In such a region of the ocean and over such scales, adjustment processes through waves can be as long as the duration of the forcing at the origin of the process. Several forcing sources can also be active over the same scales. This is the case, for instance, when the wind is competing with tidal forcing (Van Der Molen, 2002). Although waves, and transient processes in general, are of fundamental importance in coastal regions, oceanographers cannot study them independently of their causes or their environment and must extract them from a complex non-linear background.

Moving from process-oriented modeling to scale-oriented modeling raises a large number of new problems including the recognition and reconstruction of coherent dynamical structures. Following Wang et al. (2000) and Ouergli (2000), we propose to combine Principal Component Analysis (PCA) (Preisendorfer et al., 1981) and time–frequency wavelet analysis (Farge, 1992) to study the generation and propagation of fundamental ocean transient processes such as gravity waves. The so-called WEof technique is thus a combination of spatial PCA and time–frequency analysis. Nevertheless, the objective in this paper is not to automatically select the frequency band where energy can mostly be found (Bakshi, 1998), but rather to show, as a first step, how WEof analysis can be integrated in a study of coastal ocean transient processes. The WEof method presented in this study is an extension of the analysis technique used by Wang et al. (2000) where the computation of dominant modes from the vertical temperature profile gives the internal wave characteristics. Ouergli (2000) further analyzes daily sea-level pressure

maps to study low-frequency modes of the summer Indian monsoon. Our approach is 3D in space and includes multivariate analysis of both surface elevation and vertical velocities.

PCA, commonly known in geophysical studies as Empirical Orthogonal Functions (Eofs), allows a multivariate, multidimensional field to be decomposed. It provides an orthogonal basis whose vectors successively account for the maximum explained variance of the multivariate physical fields (Lorenz, 1956; Preisendorfer et al., 1981). This tool is of great interest because of the physical meaning of each of the basis vectors (Kutzbach, 1967). On the other hand, one of the main drawbacks of Eof based methods is directly related to their definition insofar as Eofs are eigenvectors of the covariance matrix of the fields. In consequence, they only provide information about second-order moments. If the statistics of the fields are far from being normal, the meaning of Eofs is not trivial (Auclair et al., 2003).

As far as frequency localization is concerned and in the context of a multiscale approach, PCA provides no clear information. Auclair et al. (2003) show, for instance, that a mode corresponding to the free oscillation (a seiche) of a particular gulf can be recovered by PCA, and is thus well associated with the frequency band of such oscillations. However, for the remaining Eofs of the orthogonal basis, no further indication of frequency localization can be obtained.

A fundamental requirement of the necessary time–frequency analysis is the possibility to investigate transient, time localized processes. Neither the classical Fourier transform, which is well suited to stationary and linear processes, nor its windowed transform generalization can consequently satisfy such requirements (Mallat, 2001). A wavelet transform, if applied with care, appears as an original, mathematically attractive answer to the frequency–time localization of processes.

WEof is used in the present study to analyze and separate internal and external gravity waves in a flat-bottomed ocean. Such waves are probably the most fundamental and basic transient processes which can be encountered in the ocean adjustment problem. They remain complex processes, however, as they involve both horizontal and vertical propagations, and can be generated at any location of the ocean basin and over a broad frequency band. The interest they have received in large-scale ocean modeling is, to a great extent, associated with the modeling of the energy transfer they are responsible for (Le Provost and Lyard, 1997; Munk and Wunsch, 1998; Gustafsson, 2001). Such general and fundamental characteristics motivated this study: any further application of the technique in a geophysical context is necessarily subordinated to a clear understanding of WEof performance in analyzing gravity waves.

The next section briefly introduces wavelet analysis and PCA. Section 3 describes the main properties of internal and external gravity waves together with a presentation of the modeling strategy. In that section, three experiments (Experiments A–C) are carefully analyzed to be used later as Reference simulations. Each of them is more particularly dedicated to the modeling of a few modes of a simple gravity wave propagating over a flat-bottomed ocean with constant Brünt-Väisälä frequency. In Section 4, the ability of WEof to analyze several configurations of gravity waves, originating from at least two sources, is tested. Three different experiments (Experiments D–F) are designed to study more complicated cases where gravity waves are simultaneously generated over different frequency

bands, different time periods or by sources oscillating at different locations. The results are discussed in Section 5.

2. WEOF analysis

The analysis state vector chosen for the study of gravity waves is multivariate and 3D in space. It includes the surface elevation anomaly together with the vertical velocity at each location considered in the analysis. The surface elevation and vertical velocity are not necessarily analyzed at each model grid point but rather over an appropriately chosen “analysis” grid.

2.1. Wavelet decomposition

A 1D Continuous Wavelet Transform (CWT) is performed over the time series of each state vector variable (Lee and Kwon, 2003). The mother wavelet is stretched or tightened depending on the scale “dilation” factor (s) and is translated in time by a translation factor (u_t). The continuous wavelet transform is thus a convolution of the wavelet atoms ψ with the raw input signal f :

$$Wf(u_t, s) = \langle f, \Psi_{u_t, s} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \frac{1}{\sqrt{s}} \Psi^* \left(\frac{t - u_t}{s} \right) dt \quad (1)$$

where the superscript (*) stands for the complex conjugate, this convolution of f with ψ being computed in the Fourier space (Mallat, 2001). Based on this wavelet transform, the time–frequency energy density or power spectrum can be defined by:

$$P_{Wf}(u_t, s) = |Wf(u_t, s)|^2. \quad (2)$$

In the present study, the mother wavelet chosen for the wavelet transform is the complex Morlet wavelet (Meyers and O’ Brien, 1994; Torrence and Compo, 1998):

$$\Psi(t) = \frac{1}{\pi^{1/4}} e^{i6t} e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (3)$$

with $\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(t)|^2 dt = 1$. The chosen wavelet centre frequency is $F_c = 0.94$ Hz. The Morlet wavelet is basically a sine wave modulated by a Gaussian function. It has been used quite often in the analysis of geophysical processes such as atmospheric and ocean waves (Foufoula-Georgiou and Kumar, 1994). The “period” (or “pseudo-period”) T of the wavelet can be defined based on the scale “ s ” by:

$$T = \frac{s}{F_c}. \quad (4)$$

The most important limitations of the analysis concern the definition of the Cone of Influence (COI) and the Heisenberg boxes. Wavelet analysis shows large errors at the beginning and at the end of the finite length time series. The COI is associated with edge effects and is defined so that any process located inside the COI is correctly analyzed. Following Torrence and Compo (1998), an e-folding time of $\sqrt{2}s$ is chosen. Everything outside the

COI is consequently considered as dubious and only the wavelet coefficients inside the COI will be taken into account hereafter.

Another limitation comes from the fact that the resolution of the wavelet transform is limited in both space and time. Unlike in Fourier analysis, the frequency resolution depends on the scale “ s ”. The time–frequency window associated with the wavelet is defined by its centre or mean value (t_0, ω_0) :

$$\begin{cases} t_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} t \frac{|\Psi(t)|^2}{\|\Psi\|^2} dt \\ \omega_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega \frac{|\Psi(\omega)|^2}{\|\Psi\|^2} d\omega \end{cases} \quad (5)$$

where $\|\Psi\|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(t)|^2 dt$, and by its spread over Δt in time and $\Delta\omega$ in frequency space:

$$\begin{cases} \Delta t = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} (t - t_0)^2 \frac{|\Psi(t)|^2}{\|\Psi\|^2} dt \right)^{\frac{1}{2}} \\ \Delta\omega = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} (\omega - \omega_0)^2 \frac{|\Psi(\omega)|^2}{\|\Psi\|^2} d\omega \right)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (6)$$

The time–frequency window is eventually given by:

$$[u_t + st_0 - s\Delta t, u_t + st_0 + s\Delta t] \times \left[\frac{\omega_0}{s} - \frac{\Delta\omega}{s}, \frac{\omega_0}{s} + \frac{\Delta\omega}{s} \right]. \quad (7)$$

Wavelet coefficients are consequently computed over a particular frequency band and not “at a particular frequency”. Moreover, two components with close frequencies will be correctly separated only if the two associated boxes do not overlap. Finally, we note that boxes are centered in frequency space but not in the s -scale space. The time–frequency windows are often called Heisenberg boxes. Inside the box, information is spread and the area of the box satisfies:

$$\Delta\omega\Delta t \geq \frac{1}{2}. \quad (8)$$

In consequence, any decrease of the frequency resolution results in an increase of the time resolution.

2.2. Complex Eof decomposition

The wavelet analysis being performed only over time, it gives no indication of space correlations between several time series or even between the state vector variables. Complex PCA analysis is performed in wavelet space, i.e. over complex wavelet coefficients leading to the computation of the dominant singular vectors of the wavelet coefficient matrix.

PCA is performed through “Incomplete” Singular Value Decomposition (SVD), i.e. by considering only the k dominant singular values λ_i ($i = 1, 2, \dots, k$). In practice, SVD is

performed over the normalized complex wavelet coefficients whose temporal mean has been removed (Bjornsson and Venegas, 1997) and the normalization factor is based on the variance of each variable of the state vector. The variance explained by the i -th mode is defined by $\lambda_i / \sum_{j=1}^k \lambda_j$. WEofs are finally obtained by transforming back the left-singular vectors into time space.

2.3. Reconstruction

An admissibility condition is required for the analyzing function to allow reconstitution of the original signal from its wavelet transform (Farge, 1992; Mallat, 2001):

$$C_\psi = \int_0^{+\infty} \frac{|\hat{\Psi}(\omega)|^2}{\omega} d\omega < +\infty \quad (9)$$

where $\hat{\Psi}$ is the Fourier transform of Ψ which must then have zero mean and be localized in time and frequency space. From the admissibility condition, the wavelet transform is complete and energy is conserved. This admissibility condition is satisfied by the Morlet wavelet leading to:

$$f(t) = \frac{2}{C_\psi} \text{real} \left(\int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty Wf(u_t, s) \Psi(t - u_t) du_t \frac{ds}{s^2} \right). \quad (10)$$

The reconstructed physical field at the “ s ” scale is thus computed numerically from:

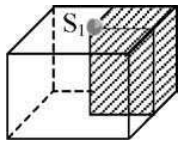
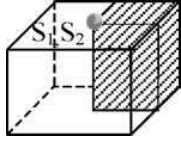
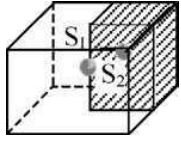
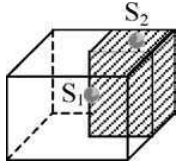
$$f(t) = \frac{2}{C_\psi} \text{real} \left(\int_{s-\frac{\Delta s}{2}}^{s+\frac{\Delta s}{2}} \int_{-\infty}^\infty Wf(u_t, s) \Psi(t - u_t) du_t \frac{ds}{s^2} \right) \quad (11)$$

where Δs is the size of the Heisenberg box in s -scale space. A similar reconstruction is performed to transform the WEof back into time space. In this case, Wf corresponds to the WEof and not to the complete field.

3. Gravity waves

Gravity waves are probably the most fundamental transient processes that appear in ocean adjustments. As far as coastal ocean scales are concerned, they are the first to come into play after a perturbation of the potential energy of the ocean. Such waves have been widely observed, and modeled both theoretically and numerically. In the present study, the gravity wave propagation over a linearly stratified, non-rotating, flat-bottomed ocean is investigated both analytically and numerically. In the present section, three Reference experiments (Experiments A–C) are carefully carried out, each of them being dedicated to modeling specific modes of this gravity wave. One objective of the preliminary investigation of these Reference simulations is to compare numerical modeling and analytical solutions. The reason for the choice of three Reference modeling experiments instead of only one single Reference is due to the high cost of modeling processes occurring simultaneously over differing characteristic scales. In relation with the scale-oriented modeling presented in

Table 1
 Characteristics of the oscillating sources and studied processes in Experiments A–F

	Studied processes	Source S_1	Source S_2	Spatial localization
Experiments A, B and C	Experiment A: Mode 0 Experiment B: Modes 1–2 Experiment C: Modes 5–10	Period T_1 Permanent	–	
Experiment D	Modes 4–5–10	Period T_1 Permanent	Period T_2 Permanent	
Experiment E	Modes 6–9–11	Period T_1 Permanent	Period $T_2 = T_1$ Localized over Δt_2	
Experiment F	Modes 4–9–11	Period T_1 Permanent	Period $T_2 = T_1$ Localized over Δt_2	

Model configuration is shown together with the analyzed area (darken box) and the location of the sources S_1 and S_2 .

Section 1, Experiments A–C can be seen as three versions of the same Reference simulation, each being associated with a particular space–time modeling window. Table 1 summarizes the main properties of each experiment.

3.1. Gravity wave modal decomposition

A local disturbance of the pressure field can be propagated through the ocean without any mass transport by gravity waves (also known as buoyancy waves). Indeed, buoyancy acts as a restoring force for fluid parcels displaced from hydrostatic equilibrium. External gravity waves propagate horizontally at the interface between the ocean and the atmosphere, while internal waves can transport energy obliquely through the ocean density stratification. In the simple case of the propagation of gravity waves over a flat-bottomed, non-rotating, constant Brunt-Väisälä frequency ocean, analytical solutions can easily be found (Gill, 1982). The “long” gravity waves studied in the present paper have a rather small vertical acceleration and can consistently be studied under the “quasi-hydrostatic approximation”. With such assumptions, their horizontal wave number is small with respect to the vertical one and the wave propagation can further be expressed as a sum of normal modes. It can also be shown that there is only one barotropic mode but there is an infinite discrete set of baroclinic modes. Mode 0 is the external mode with a horizontal phase velocity:

$$c_0 = c_{h,0} = \sqrt{gH} \quad (12)$$

where $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ is the acceleration due to gravity and H is the ocean depth. The remaining internal modes (Mode 1 and higher) propagate both vertically and horizontally and their wave number is thus given by $k^2 = k_v^2 + k_h^2$ where k_v and k_h are the vertical and horizontal wave numbers, respectively. Each mode satisfies the dispersion relation:

$$\omega_n^2 = \frac{k_h^2 N^2 H^2}{n^2 \pi^2} \tag{13}$$

where $n \in N^*$ is the mode number and $k_v = \frac{n\pi}{H}$.

Waves generated at a specific frequency can only propagate at a well-determined angle, and the maximum allowed frequency is the Brunt-Väisälä frequency (N): $0 \leq \omega^2 \leq N^2$. The wave crests or “lines of constant phase” sweep at right angles to this direction: the phase velocity c_n is perpendicular to the group velocity. The speed at which a surface of constant phase moves (Bretherton, 1971) horizontally is given by the phase speed. The horizontal phase speed for Mode n is:

$$c_{h,n} = \frac{\omega_n}{k_h} = \frac{NH}{n\pi} \tag{14}$$

and the vertical is:

$$c_{v,n} = \frac{\omega_n}{k_v} = \frac{NH}{n\pi} \frac{1}{|\tan \theta|} \tag{15}$$

with $k_h = \frac{k_v}{|\tan \theta|}$, $\lambda_{h,v} = \frac{2\pi}{k_{h,v}}$ the horizontal or vertical wavelength and θ is the angle of energy propagation with respect to the vertical. At a given frequency, the higher the mode, the shorter the wavelength and the smaller the phase speed.

These internal waves have been observed experimentally to lead to the well-known St. Andrew’s Cross (Fig. 1) (LeBlond and Mysak, 1978). The magnitude of the group velocity

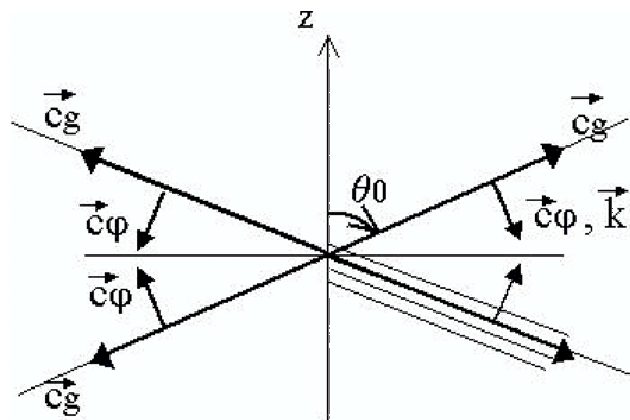


Fig. 1. St. Andrew’s cross: propagation of an internal wave in a continuously stratified fluid. Phase velocity \vec{c}_φ , wave number \vec{k} and group velocity \vec{c}_g . Rays of energy propagation are emanating from the forcing area and make an angle θ_0 with the vertical.

is:

$$c_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk} \left(\frac{k_h N}{k} \right) = \frac{N \sin\theta}{\sqrt{k_h^2 + k_v^2}}. \quad (16)$$

In the case of homogeneous Brunt-Väisälä frequency, energy propagates along rays in the direction of the group velocity \vec{c}_g making an angle θ with the vertical, given by:

$$\cos\theta = \frac{\omega}{N}. \quad (17)$$

Under the long-wave assumption, θ is close to $\pi/2$.

Each mode has a particular group velocity so that the wave front of each mode will move at a different speed from the generation area. Within a short distance (so also after a short time), the wave fronts of the different modes are dispersed. In consequence, in this study we will observe different modal wave compositions depending on the model resolution.

3.2. Description of the numerical experiments

Before investigating complex configurations of gravity waves, we carefully consider, in the present section, the modeling of a full set of modes associated with a single wave, insisting in particular on the strategy in terms of scale modeling. Several Reference experiments (Experiments A–C) are presented to study the transient response to a given forcing of the ocean in terms of gravity waves.

The numerical studies are carried out using the time-splitting primitive equation coastal ocean model SYMPHONIE described in detail in Estournel et al. (1997) and Estournel et al. (2003). This is a 3D, free surface model based on a generalized sigma coordinate. Primitive equations are integrated over an Arakawa C-grid (Arakawa and Suarez, 1983) under incompressibility and hydrostatic assumptions using a Boussinesq approximation. Following Gaspar et al. (1990), processes smaller than the grid scale are modeled using a 1.5 level turbulent closure scheme.

A characteristic radiation condition is applied for the external mode at the open lateral boundaries (Oey and Chen, 1992). For the internal mode, a radiative boundary condition for a simple wave equation is used:

$$\frac{du}{dt} = -C \frac{d(u - u_b)}{dx}. \quad (18)$$

According to Palma and Matano (1998) and Raymond and Kuo (1984), C should depend both on the internal wave phase speed and on its direction. In the present case, C is chosen constant and set to 1 m s^{-1} for the coastal ocean, where u and x refer to the direction perpendicular to the open boundary and the subscript b refers to the forcing value at the boundary.

The same ocean domain and bathymetry are chosen for all the experiments shown in this paper: in particular, depth is uniform and equal to 250 m and no coast is present. The Brunt-Väisälä frequency of the ocean background stratification is also the same and leads to

Table 2

Theoretical characteristics of the waves for several modes at periods $T_1 = 2.65$ h and $T_2 = 6.12$ h: horizontal and vertical phase speeds (c_h and c_v), horizontal and vertical wavelengths (λ_h and λ_v)

	Mode 0	Mode 1	Mode 4	Mode 5	Mode 6	Mode 9	Mode 10	Mode 11
λ_v (m) (T_1, T_2)	–	500	125	100	83	56	50	45
c_v (m/s) (T_1)	–	0.0523	0.0131	0.0105	0.0087	0.0058	0.0052	0.0048
c_v (m/s) (T_2)	–	0.0227	0.0057	0.0045	0.0038	0.0025	0.0023	0.0021
λ_h (km) (T_1)	473.1	9.554	2.389	1.911	1.592	1.061	0.955	0.868
λ_h (km) (T_2)	1091	22.039	5.509	4.408	3.673	2.449	2.204	2.003
c_h (m/s) (T_1, T_2)	49.52	1	0.25	0.2	0.17	0.11	0.10	0.09

an exponential density profile ($z \geq 0$): $\rho(z) = \rho_0 \exp\left(\frac{N^2 z}{g}\right)$ which can be locally assumed to be quasi-linear.

Gravity waves are generated in the Reference experiments by sources oscillating at a period $T_1 = 2.65$ h corresponding to an angle of propagation $\theta = 87^\circ$, close to the horizontal. This period is chosen so that Mode 1 has a horizontal phase speed of 1 m s^{-1} . The remaining characteristics of the theoretical modes are given in Table 2. Two kinds of forcing sources are investigated. The first is a perturbation of the surface elevation and the second represents an inner perturbation of the density field through the generation of oscillating vertical velocities. The first one corresponds, for instance, to the generation of gravity waves by Ekman pumping in a stratified ocean (Thorpe, 1975), while the second one induces an oscillation of the thermocline due to tidal forcing (Baines, 1982; New, 1988; Jezequel et al., 2002). Both forcing sources are described in Appendix A and are located at the center of the domain.

The computation of the wavelength is a rather fastidious matter in a model output field. We recall that wavelet analysis is used in time, i.e. for time series at a given point, the spatial correlations being obtained by PCA over the wavelet coefficients. It is thus interesting to have an idea of the type of gravity wave modes that are propagating at a given time and in a given area of the domain. To reach this objective, two approaches are used in the present study. The wavelength is first objectively measured directly from the model output (as is the case for the Reference experiments) or from the WEof output. To confirm this measured value, the wavelength is computed locally based on the gradients of wave phase and statistics of the computed values are shown for the chosen area. A complete description of the method is given in Appendix B.

3.3. Scale-oriented modeling

As external and internal waves exhibit very different time and space scales and can be generated in distinct frequency bands, they can hardly be studied simultaneously on the basis of a single configuration. This would indeed be computationally expensive and methodologically inconsistent. The model grid and domain size are thus carefully adjusted to the scales of the processes of interest. Three configurations have been designed and include 41–161 points analyzed in both horizontal directions, while 71 levels are regularly distributed over the uniform depth so that a given level is at the same depth at all points (Table 3).

Table 3
Modeling characteristics for Experiments A–F

	Experiment A	Experiment B	Experiment C	Experiment D	Experiments E and F
Model configuration					
Number of horizontal points	41	161	161	61	41
Horizontal grid resolution (km)	50	0.3	0.3	0.3	0.3
Number of vertical levels	71	71	71	71	71
Vertical grid resolution (m)	3.6	3.6	3.6	3.6	3.6
Time step (s)	964	5.8	5.8	5.8	5.8
Horizontal diffusivity ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)	250	1.5	1.5	1.5	1.5
Analysis configuration					
Number of horizontal points	22	21	21	32	18
Horizontal grid resolution (km)	50	1.2	0.3	0.3	0.3
Number of vertical levels	71	71	71	71	71
Vertical grid resolution (m)	3.6	3.6	3.6	3.6	3.6
Time step (s)	964	104.1	983.1	867.4	832.7

Waves are forced at a period of $T = 2.6$ h (and 6.2 h in Experiment D) in a 250-m deep ocean. These waves propagate and make an angle θ of 87° (and 88.7° in Experiment D) with the vertical plane. The total number of grid points and the horizontal and vertical grid resolutions are given before and after the analysis, together with the time step and the imposed horizontal viscosity coefficient.

The time needed for the different modes to encompass the entire domain is obviously longer for higher modes and varies linearly with mode number. Moreover, only the lower modes can accurately be studied in the numerical study and the wave energy associated with higher modes is dissipated by horizontal diffusivity and vertical turbulence. Aliasing problems that are associated with frequency folding also occur, resulting in a false increase in lower mode energy. Smaller scale processes associated with higher wave-modes are thus mentioned with care in the following.

In this way, the spatial scales of the propagating processes change with time. In consequence, a given mode is observed by considering the physical field in the right space–time window. Three different grid and parameterization configurations are consequently proposed to focus more particularly on Mode 0 (Experiment A), Modes 1 and 2 (Experiment B) and Mode 5 and higher (Experiment C). Each experiment is dedicated to the study of a particular transient response.

In Experiment A, the horizontal grid resolution is 50 km in both x and y directions over 41 points and the analysis is performed over one fourth of the domain, corresponding to 1485 km (22 points over the diagonal of the hatched area on Table 1, each of the points being separated from the next one by $50\sqrt{2} = 70.7$ km). Experiments B and C are based on the same model configuration but with a horizontal grid resolution of 300 m and a domain diagonal length of 68 km. Only the time scale and the space resolution of the analysis differ: data are analyzed every 1200 m in Experiment B (over a diagonal length of 34 km) and every grid point, i.e. every 300 m in Experiment C (over a diagonal length of 8.5 km). In the first experiment, the wave has to cross a maximum distance of 1485 km to reach the open boundary on the diagonal direction. As theoretical Mode 0 group velocity is 49.5 m s^{-1} , 8.3 h are needed for this mode to reach the boundary. As a comparison, it would

take more than 17 days for Mode 1 and 34 days for Mode 2. However, none of these modes can be modeled as their horizontal wavelength is five times shorter than the horizontal grid scale.

In Experiment B, several modes can be studied: Mode 0 arrives at the boundary after 0.2 h whereas it takes 9.4 h for Mode 1 and 18.9 h for Mode 2. Furthermore, Mode 1 ($\lambda_h = 9.55$ km) and Mode 2 ($\lambda_h = 4.77$ km) can both be represented. However, as the length of the simulation is reduced to 13 h, Experiment B is dedicated more specifically to the study of Mode 1.

In the third and last experiment (Experiment C), the resolution of the extracted data points for analysis is smaller (300 m) which allows a smaller domain than in Experiment B. However, because of the sub-grid process problems mentioned before, modes higher than Mode 6 cannot be well separated. The total duration of the experiment is 19 h, less than the time needed by Mode 10 to reach the open boundary (23.6 h) but large enough to allow Mode 5 to reach this boundary (11.8 h). Consequently, after 19 h, the higher modes are only visible near the generation area.

3.4. Reference experiments

Fig. 2 shows a diagonal cross section of the vertical velocity (Fig. 2a) and the surface elevation (Fig. 2b) for Reference Experiment A after 23 h. The propagation being symmetrical, only one-quarter of the modeling domain is shown. The vertical velocity cross section clearly displays a wave propagating nearly horizontally. Fig. 2b exhibits an isotropic horizontal propagation. A direct measurement gives $\lambda_h = 465.2 \pm 35$ km for the wavelength and $c_h = 48.7 \pm 3.6$ m s⁻¹ for its phase speed. The statistical approach confirms this measurement with 80% of the computed length scale in the area in the range 473 ± 35 km. It can further be noted that all the computed wavelengths are between 370 and 550 km (the horizontal model resolution is 70 km over the diagonal). These results are in good agreement with the theoretical results for Mode 0 given in Table 2, i.e. $\lambda_h = 473.1$ km and $c_{h,0} = 49.5$ m s⁻¹.

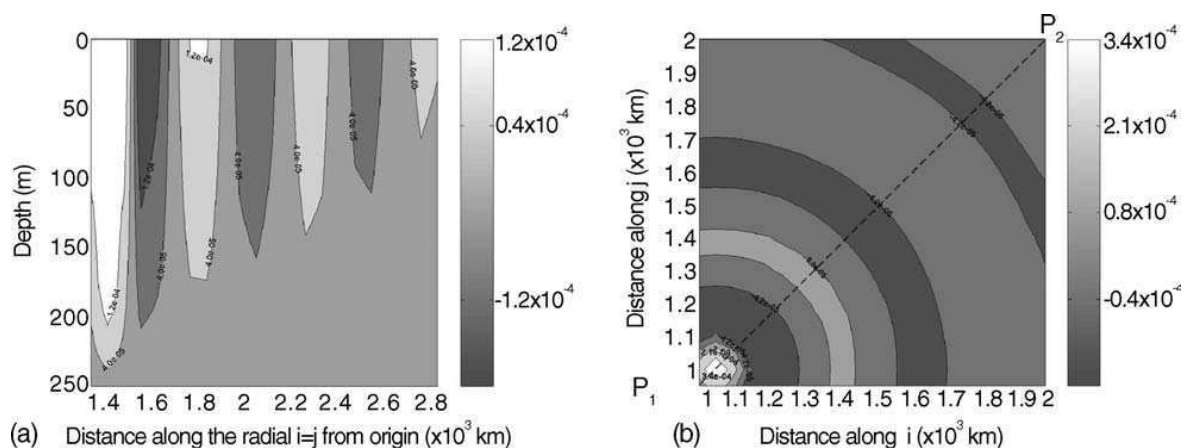


Fig. 2. Experiment A: propagation of Mode 0 after 23 h: (a) vertical velocity (m s⁻¹) over a section through the diagonal of the domain (Section [P₁ P₂]) shown in (b) between 1343 and 2828 km from the origin. Values are restricted to $[-2e-04, 2e-04]$; (b) surface elevation (m) over the upper-right region. Values are restricted to $[-1.6e-04, 6.4e-04]$.

The treatment of Experiment B is complicated by the simultaneous presence of several modes with the same order of magnitude (Fig. 3). The distance over which Mode 1 propagates is twice the distance reached by Mode 2 but they are both present in the plot of the vertical velocity. Mode 1 vertical wavelength is larger than the total depth of 250 m and as a consequence only the horizontal wavelength can be measured on Fig. 3: $\lambda_h = 8.66 \pm 1.2$ km with a phase speed of $c_h = 0.91 \pm 0.12$ m s⁻¹. After 8 h, 65% of the points located over the diagonal between 48.8 and 62.4 km from the origin and between 39 and 217 m (i.e. the area where the direct measurement is made) have a wavelength close to the Mode 1 theoretical wavelength ($\lambda_h = 9.55 \pm 1.2$ km). This confirms the presence of Mode 1 wave propagation in this area. The mismatch can be explained by the simultaneous propagation of Mode 0 in this area and the resulting interactions, but also by the presence of a Mode 1 wave front in the same area. Some evidence for the propagation of Mode 2 can also be found in the area at the time.

Fig. 4 shows the same diagonal section of the vertical velocity after 19 h (Experiment C). Unlike in Experiment B, the vertical velocity is extracted at every grid point. Higher modes with non-negligible vertical components can clearly be seen, knowing that at this time, Mode 10 has crossed nearly all the distance to the open boundary. In consequence, even though the energy is especially contained in the central ray, this figure exhibits more than one mode. The main ray in dark grey makes a propagation angle of $\theta = 86.8 \pm 0.6^\circ$, which agrees with the expected 87° for an internal wave propagating under such assumptions. Estimations of the wavelength are made at points M₁ and M₂ (Fig. 4). A direct measurement from the model field leads to $\lambda_h = 2.04 \pm 0.21$ km, $\lambda_v = 100.4 \pm 8$ m and $c_h = 0.21 \pm 2.2 \times 10^{-2}$ m s⁻¹ near the central ray (case M₁), which agrees well with the theoretical values for Mode 5 ($\lambda_h = 1.9$ km, $\lambda_v = 100$ m and $c_{h,5} = 0.2$ m s⁻¹). At the second point (M₂), the same approach leads to $\lambda_h = 948 \pm 210$ m, $\lambda_v = 50.2 \pm 4$ m and $c_h = 0.10 \pm 2.2 \times 10^{-2}$ m s⁻¹ which agree with the theoretical values for Mode 10 ($\lambda_h = 955$ m, $\lambda_v = 50$ m and $c_{h,10} = 0.1$ m s⁻¹). The

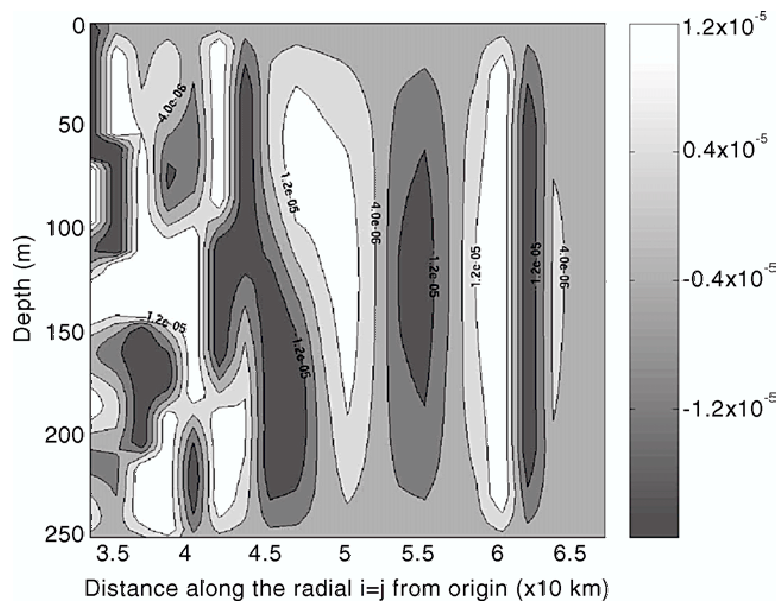


Fig. 3. Experiment B: vertical velocity (m s⁻¹) for Mode 1 and higher after 8 h over Section [P₁ P₂] between 33.5 and 67.5 km from the origin. Values are restricted to $[-2e-05, 2e-05]$.

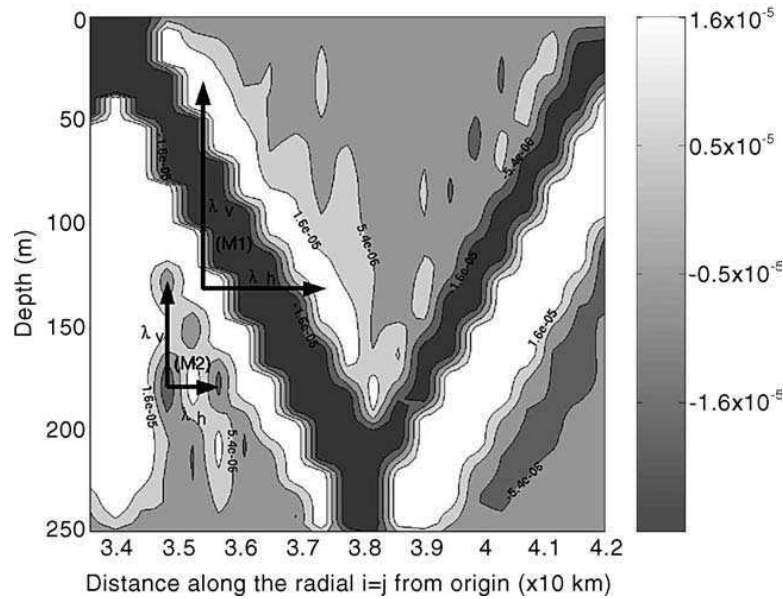


Fig. 4. Experiment C: vertical velocity (m s^{-1}) over Section $[P_1 P_2]$, between 33.5 and 42 km from the origin, for Mode 5 and higher after 19 h. Two locations (M_1) and (M_2) are considered for horizontal and vertical wavelengths λ_h and λ_v . Values are restricted to $[-2.7e-05, 2.7e-05]$.

statistical confirmation is less obvious than for Experiments A and B. On the diagonal section between 34.8 and 38.2 km from the origin and from 39 to 204 m deep (which corresponds to the neighborhood of M_1), 26% of the domain contains wavelengths consistent with the theoretical wavelength for Mode 5 (i.e. satisfies $\lambda_h = 1.91 \pm 0.21$ km). In the neighborhood of M_2 (i.e. in the diagonal section between 34.8 and 36 km, from 140 to 240 m deep) only 23% of the points correspond to the propagation of Mode 10. As in Experiment B, this discrepancy is related to the simultaneous presence of the other modes and their interferences. In Experiment C, modes with high wave numbers and small wavelengths propagate inside the domain as time evolves, the downscaling process being limited by the horizontal diffusion and the turbulence scheme. For instance, Mode 4 with $\lambda_h = 2.39 \pm 0.21$ km represents 24% of points in this area and the propagations are spread over the shorter wavelengths. As far as higher modes are concerned, Mode 10 can be clearly observed only near the source (Fig. 4).

3.5. Discussion

Numerical transient processes associated with the perturbation of the mass field are in agreement with gravity wave modal decomposition. Both their modeling and their identification are, however, complicated matters, as both time and space scales change quickly in the ocean dynamical field. Classical numerical modeling approaches are not suited to such a representation if neither their time step nor their grid scale can evolve. As a consequence, several models of the same process must be made to study the complete modal decomposition of the gravity waves without drastically increasing computational cost.

The three Reference numerical Experiments A–C validate the ability of the coastal model to excite and propagate external and internal gravity waves and provide us with a numerical

3D modal decomposition of a gravity wave generated by a simple surface oscillating source. This Reference modal decomposition will be used in the next section as a comparison for the WEof decomposition for more complicated configurations.

The analysis of the Reference experiments is in any case restricted to the first 18 h. Indeed, gravity waves radiate energy out of the domain and induced turbulence mixes the area, giving a smoother and smoother vertical density profile as time goes on. In consequence, the characteristics of the gravity modes also change with time. As far as boundary reflections are concerned, sensitivity experiments carried out over twice-as-large domains showed no clear improvement: the sources are far enough from the open boundary to avoid any strong reflection.

4. Gravity wave modal reconstruction

In Experiments A–C, the complete modal representation of a gravity wave generated by a single source was studied in detail. When several sources generate a few gravity waves propagating in different directions, the identification of the transient processes, and the determination of their origin, phase or even amplitude is much more complicated. In the present section, three experiments are conducted and gravity waves are studied using a multivariate WEof decomposition of model vertical velocity and surface elevation anomaly in a given analyzed region.

Experiment D is more precisely dedicated to frequency localization by wavelet analysis in the case of two gravity waves excited at the same location but at differing frequencies. Experiments E and F are two examples of waves generated at the same frequency (or at least in the same frequency band) but at different times and locations. In the latter experiment, one of the forcing sources is localized in time whereas the other lasts for the whole period. In the former, forcing sources are not imposed at the same location (details can be found in Table 1).

4.1. Frequency localization

In Experiment D, two external perturbations are applied for 56 h. The first one (Source 1) generates waves with a period T_1 equal to 2.65 h. It is imposed at the domain center and the surface elevation amplitude is forced to reach 5 cm (see Appendix A). The second forcing source (Source 2) oscillates at the same location but with a period $T_2 = 6.12$ h and an amplitude of 10 cm. Both external (Mode 0) and internal waves (Mode 1 and higher) are generated with different wavelengths and different phase velocities. The WEof analysis is based on vertical velocity and surface elevation fields over a grid with a horizontal resolution of 300 m over 13.1 km.

Several characteristics of the waves are investigated: frequency localization through a “scalogram” representation, and propagation angles and wavelengths (or phase velocities) associated with each frequency band (Appendix B). PCA analysis was carried out for the first three empirical modes. Propagation angles depend on wave frequency from Eq. (17). The theoretical angles for internal waves generated by Source 1 ($T_1 = 2.65$ h) and Source 2 ($T_2 = 6.12$ h) are 87° and 88.7° , respectively. As the data analysis grid used for WEof

decomposition is close to the one of Experiment C, we can expect to find similar wavelength values. The scalogram is shown in Fig. 5 for Sources 1 and 2 forcing point (point S_D on Fig. 6a). Both periods are present at the center of the domain where surface wave energy is concentrated at approximately 2.6 and 6.1 h, respectively. We can further note the larger amplitudes of the wavelet coefficients in the 6.1 h band. This is due to the doubling of the forcing amplitude. The gap between periods T_1 and T_2 is large enough for the resulting gravity waves to be clearly identified and discriminated by wavelet analysis. Actually a Heisenberg box centered at T_1 is 0.7 h wide, whereas it is 1.8 h wide for T_2 . To be studied independently, the two periods must be separated at least by 3 h in so far as the boxes are not centered in period but in frequency. Two WEof analyses can thus be carried out, one over each frequency band.

Within the context of internal wave propagation, the first WEof explains more than 80% of the field variance in both cases. The results for surface elevation reconstruction are not shown here but they reflect the amplitude values of 5 and 10 cm for waves at approximate periods of T_1 and T_2 , respectively. The vertical velocity reconstructions for WEof 1 are given in Fig. 6a over the Source 1 frequency band and in Fig. 6b over the Source 2 frequency band.

In the case of reconstructed WEof 1 at approximately 2.6 h (Fig. 6a), the angle of propagation is very close to the expected one ($87 \pm 0.5^\circ$ for a theoretical value of 87°). As in Experiment C, Modes 5–10 are present. Wavelengths are found to be $\lambda_h = 1.9 \pm 0.2$ km and $\lambda_v = 98.4 \pm 6$ m (Mode 5). This is confirmed by the statistical approach, which shows that 29% of the points over the diagonal between 13.6 and 15.7 km from the origin and between 21.4 and 200 m deep have a horizontal wavelength of 1.91 ± 0.21 km. Moreover, the same statistical approach shows that 31% of the points in the previous region exhibit wavelengths $\lambda_h = 2.39 \pm 0.21$ km that correspond to Mode 4. Modes higher than 6 can eventually be shown to propagate in the region over the diagonal between 13.6 and 14.8 km from the

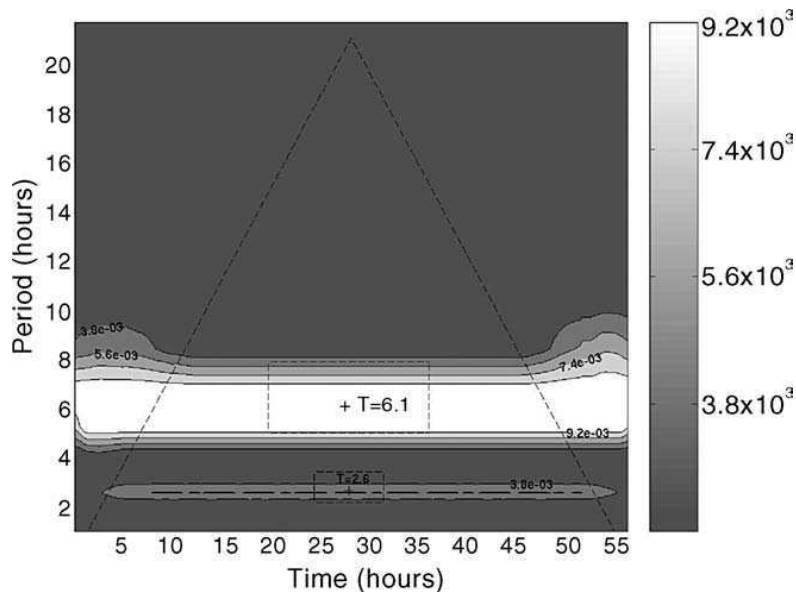


Fig. 5. Experiment D with two surface forcing at $T_1 = 2.65$ h and $T_2 = 6.12$ h. Scalogram for the surface elevation at point S_D (Fig. 6a). Values are restricted to $[2e-03, 1.1e-02]$.

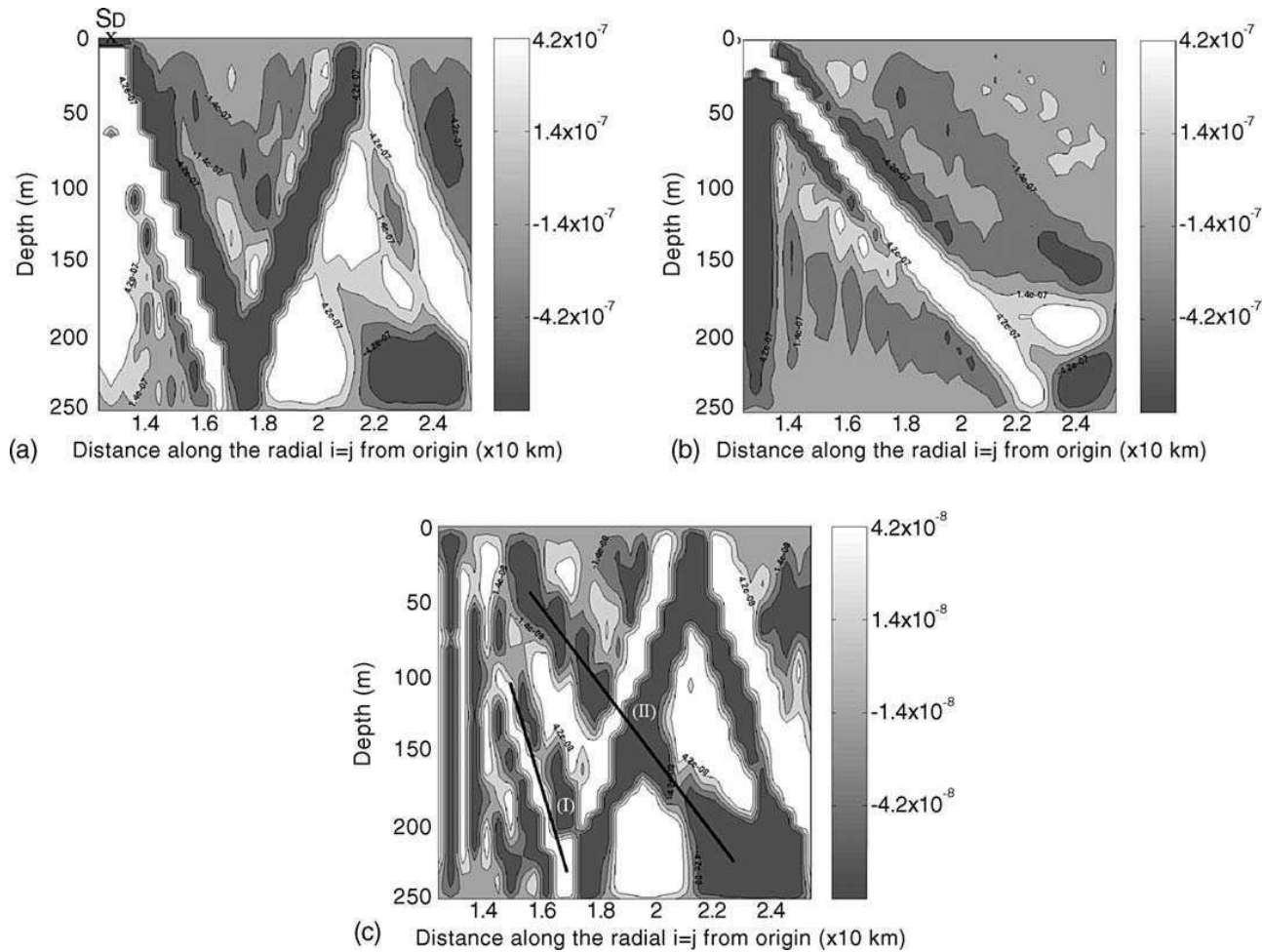


Fig. 6. Experiment D with two forcing at the same location (point S_D) but at different periods ($T_1 = 2.65$ h and $T_2 = 6.12$ h). Reconstructed vertical velocity (m s^{-1}) over Section $[P_1 P_2]$ between 12.3 and 25.5 km from the origin. (a) After 30.6 h around $T_1 = 2.65$ h and for WEof 1 explaining 84% of the field variance. Values are restricted to $[-7e-07, 7e-07]$; (b) after 34.2 h around $T_2 = 6.12$ h and for WEof 1 explaining 83.5% of the field variance. Values are restricted to $[-7e-07, 7e-07]$; (c) after 30.6 h around $T_1 = 2.65$ h and for WEof 2 explaining 10.3% of the field variance. Black segments indicate two directions of propagations (I) and (II). Values are restricted to $[-7e-08, 7e-08]$.

origin and for depths between 154 and 246 m. Mode 10 can be found more particularly in this region with 14% of the points in the range $\lambda_h = 0.95 \pm 0.21$ km. Thus, the wavelengths agree well with theoretical values given in Table 2 except for the estimate of the horizontal wavelength for Mode 10. Fig. 6a suggests $\lambda_h = 0.89 \pm 0.21$ km, which is also the value found for most of the points in the area with statistics, leading to an error of 6.3%. As mentioned before, one reason for such a shift is connected with the consequences of grid scale, mode mixing and interactions. The smoothing of the density profile as time evolves is also a serious candidate to explain such a mismatch. As Mode 11 would be $\lambda_h = 0.86 \pm 0.21$ km, it is clear that the distinction between Modes 10 and 11 cannot be made with a grid spacing of 300 m.

As far as the reconstruction of WEof 1 at approximately 6.1 h (Fig. 6b) is concerned, the wave propagates from the forcing point following a ray which makes an angle of $88.6 \pm 0.3^\circ$ with the vertical, in good agreement with the expected theoretical value (88.7°). The wave mode around the most energetic ray (white space on Fig. 6b) is found to have wavelengths $\lambda_h = 2.20 \pm 0.21$ km and $\lambda_v = 49.2 \pm 4$ m. The statistical approach over a diagonal section located between 13.6 and 16.1 km from the origin and between 32 and 217 m deep associates 21% of the points with these wavelengths. They correspond to Mode 10 for a wave propagating with a period of 6.1 h (theoretical results lead to $\lambda_h = 2.2$ km and $\lambda_v = 50$ m). The most important modes in terms of space coverage are found to be Mode 9 and higher.

The remaining WEofs computed at T_1 or T_2 account for interactions between the modes. WEof 2 computed at approximately 2.6 h gives a reconstructed vertical velocity map (Fig. 6c) that contains waves propagating from the domain center with an angle of $86.8 \pm 0.5^\circ$ and others with an angle of $88.6 \pm 0.4^\circ$, which are close to gravity wave propagation at periods of 2.6 h (87° for Source 1) and 6.1 h (88.7° for Source 2).

Thus, we can conclude that the WEof method is able to separate two transient processes at the same location but with differing frequencies. Moreover, the different modes associated with each frequency, in this case of multi frequency fields, are similar to the modes found for single frequency modeling in the Reference experiments. The first WEof for each frequency is similar to the corresponding mode studied in Section 3.4. The higher WEofs clearly show interaction pictures between the two gravity waves propagating at T_1 and T_2 .

However, wavelet analysis is not able to discriminate all processes on the basis of their frequency. The smallest frequency scale that can be identified is given by the width of the corresponding Heisenberg box, i.e. $\Delta\omega = 8.3 \times 10^{-2} \text{ h}^{-1}$ for Source 1 (Mallat, 2001). Two processes separated by a frequency difference smaller than $\Delta\omega$ cannot be efficiently identified in this frequency band (see also Ouerghi, 2000). For the present experiment, the Heisenberg box criterion associated with the analysis frequency is well suited to frequency band localization.

A second Experiment (D') is carried out with the same configuration of sources in order to study lower gravity wave modes from the WEof computation at T_2 . A scale based approach similar to the one proposed for the Reference simulation is used. The gravity wave mode studied over the same grid scale is Mode 1 ($\lambda_h = 9.5$ km and $\lambda_v = 500$ m). The associated horizontal phase speed is $c_{h,1} = 1 \text{ m s}^{-1}$, which is five times the phase speed for Mode 5. Thus, one way to get Mode 1 is to change the analysis time step Δt . The new value is $\Delta t' = \Delta t/4 = 116 \text{ s}$ and WEof analysis is applied over a period of 4 h. The observed resulting wavelength is $\lambda_h = 8.6 \pm 1$ km (not shown), which must be compared to the theoretical

9.5 km. The difference can be largely explained by the fact that the PCA is performed between 1.7 and 3.6 h. About 3.6 h are necessary for Mode 1 to cross the domain (13 km), so this mode, which is generated at the domain center, has not crossed the complete domain during the PCA analysis time.

4.2. Time localization

Frequency localization is only one side of the problem. Indeed, transient processes can appear in the same frequency band and have clearly different forcing mechanisms. In such a case, the analysis cannot be solved by a single wavelet analysis. It would, however, be unrealistic to consider that any process can be efficiently separated from the rest of the dynamics on the basis of a single PCA. In such cases, WEOF offers a complementary approach where the wavelet analysis is used to extract the chosen frequency band, and PCA is used to decorrelate the dynamical processes.

In the following, Experiments E and F are designed to study the time and space localization of internal waves using WEOF analysis. In the first experiment (E), we evaluate the ability of PCA to reconstruct transient processes when two transient processes of the same nature are generated within the same frequency band but at different locations. In Experiment F, forcing mechanisms are not of the same nature and the resulting wave pattern is different.

Surface elevation and vertical velocity fields are extracted in the forcing frequency band and are further decomposed in WEOFs using PCA analysis. Each of the first three WEOFs is then investigated to understand its behavior and verify that the wavelengths and propagation angles found are associated with the modes observed in the Reference experiments.

4.2.1. Waves emanating from two internal forcing sources

Experiment E is based on a grid resolution of 300 m. The analysis parameters of vertical velocities and surface elevations are given in Table 3. The modeling period is 5 days (120 h) but WEOF analysis begins after 20 h, to focus on the separation of the processes by the WEOF method. Indeed the main purpose is to analyze a time-independent forcing associated with a time localized forcing: the propagation of the lower modes of the former are thus not crucial in the present study.

As stated in Table 1, two forcing sources are applied in the inner ocean at the same period of 2.6 h. Source 1 continuously generated waves at the domain center at a depth of 125 m. The second source is applied at the centre of the top right quarter of the domain. It is localized in time between 57.5 and 66.5 h and the amplitude of the forcing is twice the amplitude of time-independent forcing. Wavelet coefficients are computed in the 2.6-h band and the first three WEOFs are shown in Fig. 7a–c. Fig. 7d gives the temporal variation of WEOFs.

WEOF 1 accounts for 68.8% of the data field variance. As in the previous experiments, several modes are present propagating from Source 1 (Fig. 7a). A mixing of modes higher than 6 that looks like Mode 11 can be observed. Theoretical values for the associated wavelengths are $\lambda_h = 868.5$ m and $\lambda_v = 45.5$ m while the observed values are $\lambda_h = 859 \pm 210$ m and $\lambda_v = 44 \pm 4$ m. A focus on the area where Mode 11 seems visually to be present, i.e. along the diagonal between 8 and 9.8 km from the origin and from 50 to 250 m deep,

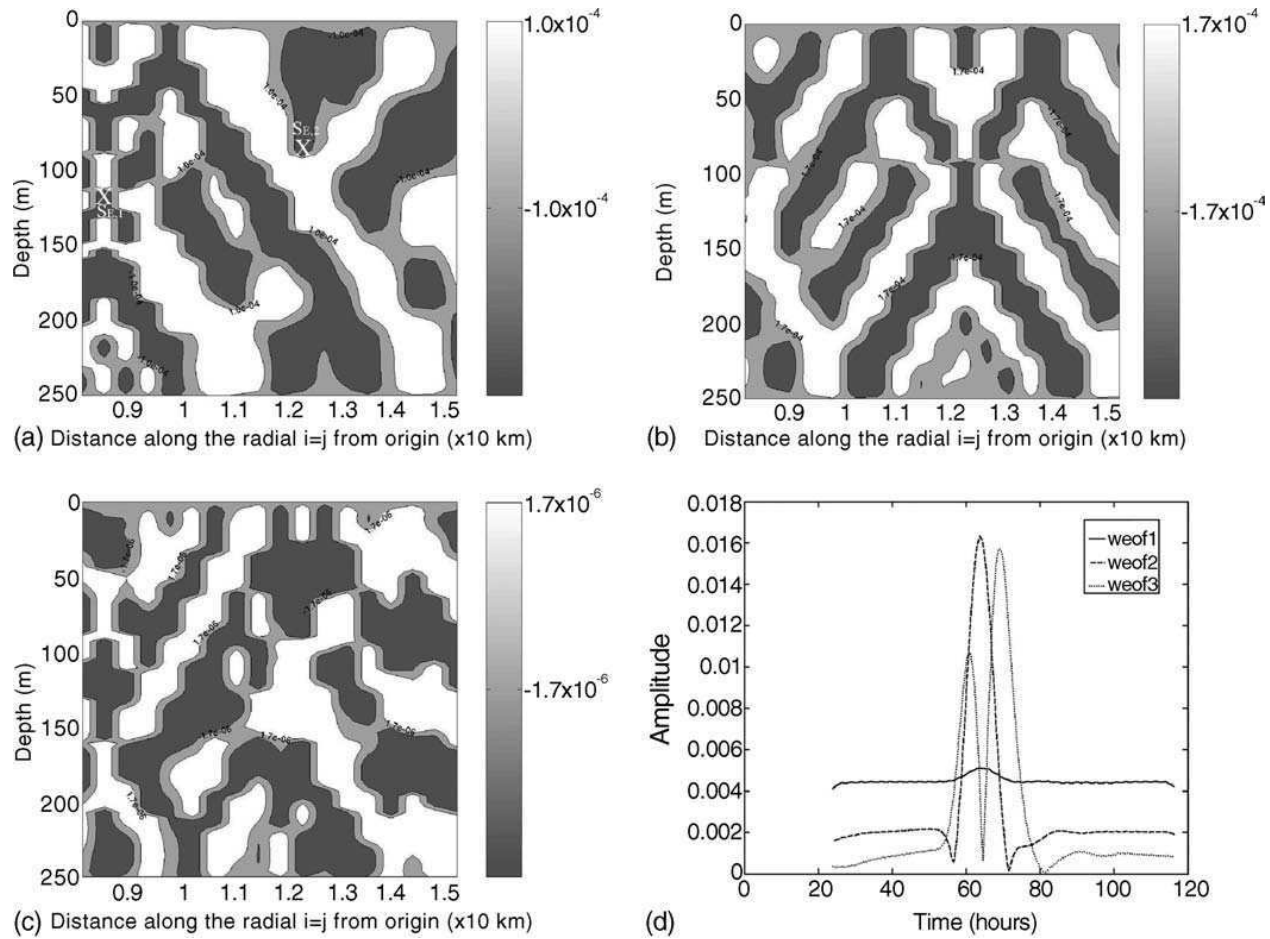


Fig. 7. Experiment E with two internal forcing at $T = 2.65$ h but at different locations ($S_{E,1}$ and $S_{E,2}$). Reconstructed vertical velocity (m s^{-1}) over Section $[P_1 P_2]$ between 8.1 and 15.2 km from the origin for (a–c). (a) WEof 1 after 51 h standing for a forcing by Source 1 ($S_{E,1}$) (68.8% of variance explained). Values are restricted to $[-3e-04, 3e-04]$; (b) WEof 2 after 64.6 h standing for a forcing by Source 2 ($S_{E,2}$) (22.8% of variance explained). Values are restricted to $[-5e-04, 5e-04]$; (c) WEof 3 after 64.6 h standing for transient period (8.4% of variance explained). Values are restricted to $[-5e-06, 5e-06]$; (d) amplitude vs. time for the first three WEofs.

reveals that 31% of the points correspond to Mode 11 propagation ($\lambda_h = 868 \pm 210$ m). Another maximum can be found at the wavelengths corresponding to Modes 6 and 7. Actually the lower mode observed on Fig. 7a is Mode 6 ($\lambda_h = 1592$ m and $\lambda_v = 83$ m). Moreover, between 9.3 and 11.9 km over the diagonal section and for depths ranging from 50 to 256 m, 25% of the points show a propagation of the observed Mode 6. The remainder of the meaningful wave propagation occurs at Mode 9 (21% of the area), Mode 5 (18%), Mode 10 (16%) and Mode 4 (12%). The waves propagate with an angle of $86.9 \pm 0.5^\circ$, which has to be compared to the theoretical value of 87° associated with a 2.6-h-period internal wave. A map of the surface elevation anomaly (not shown) for the same time period confirms both the localization of the source and the amplitude of the wave described by WEof 1.

Based on Fig. 7d, the amplitude of WEof 2 (explaining 22.8% of the field variance) is maximal during a period slightly longer than the period when Source 2 is active. The waves propagate at an angle of $87 \pm 0.5^\circ$ with the vertical (Fig. 7b), in good agreement with the theoretical value of 87° for an internal wave at 2.6 h. The dominance of Mode 6 with $\lambda_h = 1681.7 \pm 210$ m and $\lambda_v = 82.3 \pm 8$ m after 51 h is evident in Fig. 7b. These results agree well with the theory which gives $\lambda_h = 1592$ m and $\lambda_v = 83$ m for the same mode (Table 2). Focusing on the area along the diagonal of the domain between 11.9 and 12.3 km from the origin and 50 and 255 m deep, 56% of points are associated with Mode 6. Here, the statistical approach provides useful information about modal patterns: Mode 5, for instance, appears to explain 30% of the propagation in the previous domain. We can thus conclude that WEof 2 is associated with the transient process localized in time.

The decorrelation of the two waves is not complete however. From Fig. 7b one can sense interactions, which are confirmed by the amplitudes shown in Fig. 7d. A glance at the temporal evolution of WEof 1 amplitude indicates that WEof 1 contains information from the Source 2 waves generated between 57.5 and 66.5 h. To confirm and study these interactions, an additional “Reference” experiment is carried out with only one continuous source of wave generation at the domain center (not shown). A comparison with Fig. 7a reveals obvious differences near the Source 2 generation area, which confirms an interaction between the two gravity waves in this area.

Finally, from Fig. 7d, WEof 3 amplitude can be observed to reach a maximum at the rise and the fall of Source 2 forcing, indicating that this WEof is directly linked with transient processes. It is associated with the appearance and disappearance of the temporally localized process. Moreover, the vertical velocity pattern shows waves generated by Sources 1 and 2 (Fig. 7c).

In conclusion, Experiment E shows the ability of PCA to extract processes generated at the same frequency but at different locations when one of them at least is localized in time. There are limitations on separating two processes at the same frequency, which are clearly associated with the ability of the PCA to decorrelate physical processes. Wavelet analysis in this case provides an interesting tool in frequency space to increase the chances of success of PCA.

4.2.2. *Waves generated by internal and external forcing sources*

Experiment F is very similar to Experiment E except for the fact that the time localized forcing is applied to surface elevation (Source 2, leading to an anomaly of 2 m). Permanent

forcing is thus applied in the middle inner fluid, which leads to a smaller anomaly (Source 1). An interesting result of Experiment F is the ability of the multivariate WEOF method to analyze processes when perturbation energy is mainly carried by transient processes of different natures: Mode 0 (the external gravity wave) propagates most of the perturbation energy in Experiment F while, in Experiment E, most of the energy is associated with the lower internal modes. Results for vertical velocities are given in Fig. 8a (WEOF 1 reconstruction) and Fig. 8b (WEOF 2 reconstruction). The temporal variation of the two WEOFs is shown in Fig. 8c.

WEOF 1 in Fig. 8a represents waves generated by Source 2 forcing localized in time (also evidenced by surface elevation maps not shown here). The associated wavelengths are found to be associated with Modes 4–9. For Mode 4, we obtain $\lambda_h = 2395 \pm 210$ m and $\lambda_v = 119 \pm 7$ m, which are close to theoretical values ($\lambda_h = 2389$ m and $\lambda_v = 125$ m). This mode is the most energetic mode that can be observed near the wave generation area. About 16% of the points located over the diagonal of the domain between 9.7 and 12.3 km from the origin at depths between 21 and 217 m (nearly all the water column to the left of Source 2) have wavelengths close to the theoretical wavelength of Mode 4 after 61.9 h ($\lambda_h = 2389 \pm 210$ m). Other modes are rather difficult to identify. However, Mode 9 is observed close to Source 1 in a region where several interferences can also be found. For this mixing of modes $\lambda_h = 1144 \pm 210$ m and $\lambda_v = 53 \pm 6$ m (to be compared with the theoretical values for Mode 9: $\lambda_h = 1061$ m and $\lambda_v = 56$ m). Between 8.5 and 10.6 km from the origin over the diagonal and for depths from 21 to 217 m, Mode 9 is obtained for 33% of the points. The propagation angle of the rays is $86.7 \pm 0.7^\circ$, not far from the theoretical propagation angle of 87° .

WEOF 2 (Fig. 8b) clearly shows waves propagating from Source 1, the time independent forcing. This is confirmed by the surface elevation maps (not shown) where the amplitude is maximum at Source 1. The associated modes range from Modes 9 to 11. For Mode 9, measured wavelengths are $\lambda_h = 1002 \pm 286$ m and $\lambda_v = 55 \pm 4$ m, not far from theoretical values ($\lambda_h = 1061$ m and $\lambda_v = 56$ m). Statistics performed over the diagonal between 8.5 and 10.2 km from the origin and for depths of 21 to 217 m show that 65% of the area exhibits propagation with Mode 9 wavelength characteristics ($\lambda_h = 1061 \pm 210$ m). The remainder of the area shows smaller wavelengths (i.e. higher baroclinic modes).

For higher modes, wavelengths are more difficult to extract because of the model resolution. One finds $\lambda_h = 858 \pm 210$ m and $\lambda_v = 46 \pm 4$ m, which are close to the theoretical values for Mode 11: $\lambda_h = 868.5$ m and $\lambda_v = 45.5$ m. A focus on the diagonal between 9.3 and 11.5 km and for depths from 21 to 217 m reveals that Mode 11 propagation affects 62% of this part of the domain. These modes propagate along rays making an angle of $86.9 \pm 0.5^\circ$ with respect to the vertical, in good agreement with the theoretical value.

WEOF 1 explains 73% of the field variance while WEOF 2 accounts for 17.4% of this variance. The fact that the time localized process appears in WEOF 2 in Experiment E, but in WEOF 1 in Experiment F is to be related to the nature of the forcing leading to high amplitude surface elevation and vertical velocities. From Fig. 8c, one can clearly see that, during the period of Source 2 activity, the amplitude of WEOF 1 (related to waves generated mainly by Source 2) increases while WEOF 2 amplitude decreases. Part of the gravity waves generated by Source 1 can thus be found in WEOF 1.

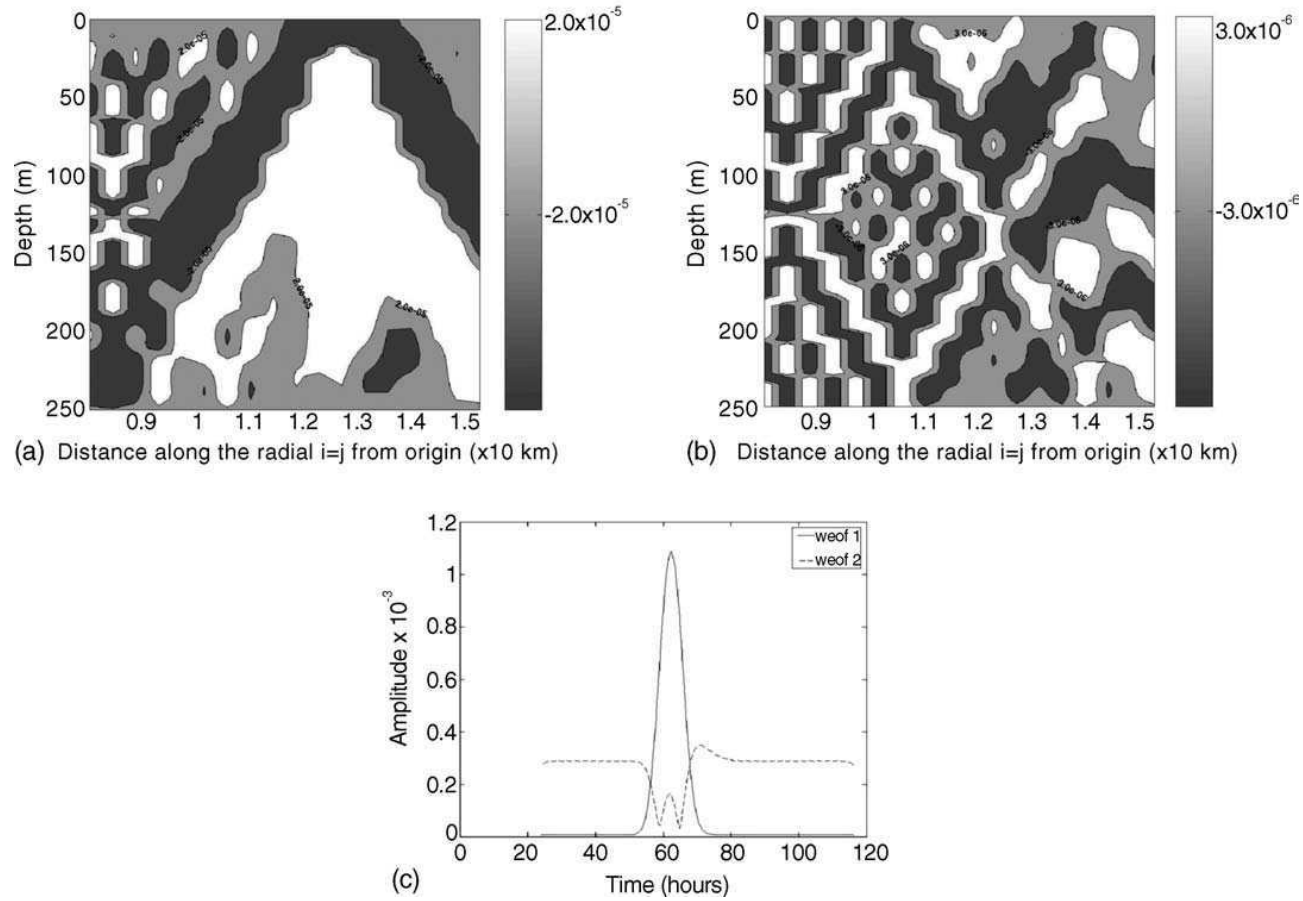


Fig. 8. Experiment F with an external and an internal forcing both at $T=2.65$ h. Reconstructed vertical velocity (m s^{-1}) over the Section [P₁ P₂] between 8.1 and 15.2 km from the origin. (a) WEof 1 (73% of variance explained) standing for the external forcing, after 61.9 h. Values are restricted to $[-6e-05, 6e-05]$; (b) WEof 2 (17.4% of variance explained) standing for the internal forcing, after 43.6 h. Values are restricted to $[-9e-06, 9e-06]$; (c) amplitude vs. time for the first two WEofs.

4.2.3. Sensitivity to time localization

Experiment F can be further investigated to study the separation of two processes depending on their duration. Let δt_1 and δt_2 be the duration of the forcing for Sources 1 and 2, respectively. Tests on several configurations with various values of the $\delta t_1/\delta t_2$ ratio show that the reconstruction results are directly linked with this ratio. It plays an important role in both wavelet analysis and PCA. The larger the ratio, the more accurate the analysis, as δt_2 has to be small enough compared to δt_1 to allow the two processes to be well separated. A lower bound of the ratio is difficult to define because the results deteriorate progressively as the ratio decreases. The results presented for Experiments E and F were obtained for $\delta t_1/\delta t_2 = 13.3$. Further testing shows that an efficient WEOF decomposition in wavelet space can be obtained for a ratio $\delta t_1/\delta t_2 > 3$. For smaller ratios, the results are rather poor, with a mixing of physical processes within the same WEOF. In the case of wavelet analysis, an additional loss of information occurs because of the Heisenberg box resolution.

The case of two forcing sources at the same location and at the same frequency is also studied. Two external forcing sources act at the domain center at the same period (2.6 h), but with different durations (δt_1 for the time-independent waves and δt_2 for the time-localized waves generated at the end of modeling). The time-localized forcing is twice as strong as the time-independent one. Results are just mentioned here and the associated figures are not shown. In this case, WEOF analysis separates the two internal wave propagations even if they originate from the same location. For a $\delta t_1/\delta t_2$ ratio of 3, WEOF 1 accounts for the most energetic process related to the higher surface elevation (localized in time). However, it contains parts of the information associated with the time-independent waves (WEOF 1 amplitudes are non-zero before the time-localized forcing is applied). WEOF 2 represents the waves generated by the time-independent forcing source but contains interactions with waves generated by the time-localized forcing source. WEOF 3 represents the transitory period when the time-localized forcing is imposed and removed.

Thus, WEOF decomposition is an efficient tool for extracting time-dependent physical scales from a complex ocean background.

5. Discussion

The main purpose of the study is the analysis of transient dynamical processes in the coastal ocean based on the WEOF method. We have chosen to illustrate such transients by what is certainly one of the most fundamental adjustment processes in geophysical fluid dynamics at coastal ocean scales: gravity waves. Indeed, any perturbation of the ocean mass field leads to a dynamical adjustment that precludes any possible equilibrium. These dynamical processes have been under study for a long time both in the atmosphere and in the ocean, where analytical models provide the simplest situations. In coastal oceanography, the dynamics of such transient processes, whether they are restricted to gravity waves or not, is part of the kinematical and dynamical fields.

However, coastal modeling cannot and must not be restricted to process-oriented modeling. Auclair et al. (2001) show, for instance, that coastal dynamics exhibits strong non-linearity over the shelf, leading to non-Gaussian statistics. We therefore revisited the fundamental concept of scale modeling. The numerical model is clearly seen as an inves-

tigation tool suited to well-defined time and space scales, and consequently to a particular frequency band. The difference with process-oriented modeling is that non-linear interactions between dynamical features within the studied frequency band are taken into account. In Experiments A–C, the same surface forcing is applied to a flat bottom, linear stratified, hydrostatic ocean. Each experiment is dedicated to the study of a particular mode or a group of modes of the gravity wave generated and leads to the evaluation of the modeling process when compared to theory.

We show in the present paper that WEOF analysis is a key tool in scale-oriented modeling. Experiments D–F were indeed associated with the generation of simultaneous transient gravity waves well-separated in frequency bands, at different locations and even over differing time scales. In every case, it was shown that, with certain restrictive assumptions, it was possible to have access to any physical scale of any transient process: each WEOF is thus associated with a theoretical mode or group of modes of the propagating gravity wave.

Several restrictive conditions for WEOF analysis have also been identified. They are mainly associated with wavelet analysis as they concern the wavelet analysis Cone of Influence (Section 2.1) or the Heisenberg wavelet box. As far as time localized dynamical processes are concerned, it was further shown that their time scale must differ by a factor of at least 3. A clear understanding of the wavelet analysis time–frequency resolution probably remains one of the more fundamental restrictions. The Heisenberg boxes must be recognized as the fundamental atoms. Indeed, the use of a continuous wavelet analysis could easily lead to the wrong conclusion that any frequency discrimination is possible. Another restriction comes from the fact that any analysis for which the fundamental time scale is not much larger than the record length will encounter difficulties in resolving the dynamics.

The WEOF technique should be extended to an automatic identification of transient processes (Bakshi, 1998). Such monitoring can be based on a systematic computation of scalograms within the modeled frequency band leading to an alert strategy when the energy spectrum overshoots a chosen threshold.

The consequences in terms of modeling are numerous. First, this transient detection provides a dynamical analysis of the modeling field; second, transient processes are usually difficult to identify among stochastic processes and yet their consequences are crucial to the understanding of any dynamical evolution and most energy transfers within the coastal ocean. A selective scale-oriented control of model trajectory can eventually be based on such monitoring. Instant detection of a transient process whose time scale is clearly known provides support for further data assimilation.

6. Conclusion

WEOF analysis, a combination of wavelet and principal component analysis, has been applied to gravity wave, scale-oriented modeling. This multivariate, fully 3D technique appears to be a suitable tool for extracting transient processes within a given frequency band.

To evaluate its performance and understand the restrictive assumption it is based on, WEOF has been successively applied to separate gravity waves generated by simultaneous forcing sources acting either at the same location but at different frequencies or at the same

frequency but over different time periods and at different locations. In every case, WEofs perform well as long as a certain number of fundamental rules are obeyed. That is, respect of the wavelet cone of influence, recognition of the wavelet Heisenberg boxes as basic analysis atoms and clear localization of the processes.

Acknowledgments

The authors would like to thank the *Laboratoire d'Aérodynamique* (Toulouse, France) computer team: Serge Prieur, Didier Gazen, Juan Escobar and Laurent Cabanas for their support. No internal wave modeling would have been possible either without the support of Patrick Marsaleix (LA, Toulouse, France) in the use of the SYMPHONIE model. We would also like to thank the reviewers for their meticulous review of the paper.

Appendix A. Generation of gravity waves

Several techniques can be used to generate numerical gravity waves with well-known characteristics in a 3D coastal ocean model. A possible approach consists in applying an oscillating perturbation on surface elevation. In this case, the equations of motion for the 3D model SYMPHONIE become (for a vanishing Coriolis parameter):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} = & -\frac{g}{\rho_0} \int_z^\eta \frac{\partial \rho}{\partial x} dz - g \frac{\partial(\eta - \eta_{\text{forcing}})}{\partial x} \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} \right) + A \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z} = & -\frac{g}{\rho_0} \int_z^\eta \frac{\partial \rho}{\partial y} dz - g \frac{\partial(\eta - \eta_{\text{forcing}})}{\partial y} \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right) + A \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] \end{aligned} \quad (20)$$

where u , v , w are the components of the total velocity, η the surface elevation anomaly η_{forcing} is the applied perturbation of a few tens of centimeters, A the horizontal viscosity coefficient fixed from 1.5 to 250 m² s⁻¹ and the term $\left(K \frac{\partial u, v}{\partial z} \right)$ stands for the Reynolds stress associated with turbulent flows.

A second method to generate internal waves is to apply a perturbation in the inner water column. This can be associated with the experiment of an oscillating circular cylinder exciting internal waves in a stratified fluid (for details see Sutherland et al., 1999). The forcing is applied via the pressure gradient so that the vertical velocity satisfies:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z \partial t} = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} \right) P_F \quad (21)$$

with P_F the forcing pressure taken to be of the form

$$P_F(x, y, z) = P_0 \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{R^2}\right) \cos(\omega t) \sin\left[2\pi\left(\frac{z-z_0}{8}\right)\right] \quad (22)$$

where $P_0 = 0.05$, $R = 1$ and x_0 , y_0 and z_0 give the source location.

Appendix B. Determination of wavelength

Horizontal and vertical wavelengths can be determined by two methods. They are first classically and objectively measured directly over the surface elevation and vertical velocity plots as the average distance between two wave crests in the area of interest. The modal number is then deduced from Table 2 as the mode corresponding to the measured wavelength.

A second method based on a statistical approach is proposed to confirm the previous objective determination of the mode number. If we consider the evolution of the vertical velocity for a plane wave:

$$w = W e^{i\phi} = W e^{i(-\omega t + \vec{k}\vec{r})} \quad (23)$$

where W is the wave amplitude, ϕ the phase, \vec{k} the total wave number and \vec{r} the distance from the source. The horizontal and vertical phase speed can be obtained as:

$$c_h = -\frac{\partial\phi/\partial t}{\|\vec{\text{grad}}_H\phi\|} \quad \text{and} \quad c_v = -\frac{\partial\phi/\partial t}{|\partial\phi/\partial z|} \quad (24)$$

Horizontal and vertical wavelengths are then directly computed from the components of the wave vertical velocity. However, such a determination may seem rather inappropriate as it is based on local properties (the phase and its gradients), while the wavelength is a global property in so far as it is defined for a wave propagating in space (the application of the local frequency and wave number can be found in Bretherton, 1971; Phillips, 1977; LeBlond and Mysak, 1978). The same conclusion could be drawn from the previous measurement of the wavelength, but the measurement is carried out objectively, i.e. in a region, which is visually identified as showing the most salient oscillations. The rationale is to replace this visual objective determination by a statistical approach in the oceanic region where the measurement was made or where some information is crucially needed. Histograms of wave velocities obtained can consequently be computed, the width of each range being associated with an a priori uncertainty.

To compute uncertainties, we consider the maximum and minimum values possible for a given wavelength. Results are then given for the mean value plus or minus its difference with an extreme value. In all cases, uncertainties are at least equal to the grid resolution, the result varying between the mean value plus or minus at least half of the grid resolution (vertical or horizontal).

References

- Arakawa, A., Suarez, M.J., 1983. Vertical differencing of the primitive equations in sigma coordinates. *Mon. Weather Rev.* 111, 34–45.
- Auclair, F., Marsaleix, P., Estournel, C., 2001. The penetration of the Northern Current over the Gulf of Lions (Mediterranean) as a downscaling problem. *Oceanol. Acta* 24, 529–544.
- Auclair, F., Marsaleix, P., De Mey, P., 2003. Space–time structure and dynamics of the forecast error in a coastal circulation model of the Gulf of Lions. *Dyn. Atmos. Oceans* 36, 309–346.
- Baines, M.G., 1982. On internal tide generation models. *Deep-Sea Res.* 29, 307–338.
- Bakshi, B.K., 1998. Multiscale PCA with application to multivariate statistical processes monitoring. *AICHE J.* 44, 1596–1610.
- Bjornsson, H., Venegas, S.A., 1997. A Manual for EOF and SVD Analyses of Climate Data. McGill University, CCGCR Report No. 97-1, 52 pp.
- Bretherton, F.P., 1971. The general linearised theory of wave propagation. *Mathematical Problems in the Geophysical Sciences. Lectures in Applied Mathematics*, vol. 13. American Mathematical Society, pp. 61–102.
- Estournel, C., Kondrachoff, V., Marsaleix, P., Vehil, R., 1997. The plume of the Rhone: numerical simulation and remote sensing. *Cont. Shelf Res.* 17, 889–924.
- Estournel, C., Durrieu de Madron, X., Marsaleix, P., Auclair, F., Julliand, C., Vehil, R., 2003. Observation and modeling of the winter coastal oceanic circulation in the Gulf of Lion under wind conditions influenced by the continental orography (FETCH experiment). *J. Geophys. Res.* 108 (C3), 1–18.
- Farge, M., 1992. Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 24, 395–457.
- Foufoula-Georgiou, E., Kumar, P. (Eds.), 1994. *Wavelets in Geophysics*. Academic Press, 373 pp.
- Gaspar, P., Gregoris, Y., Lefevre, J.M., 1990. A simple eddy-kinetic-energy model for simulations of the oceanic vertical mixing: tests at station Papa and long-term upper ocean study site. *J. Geophys. Res.* 95, 16179–16193.
- Gill, A.E., 1982. *Atmosphere–Ocean dynamics*. Academic Press, New York, 662 pp.
- Gustafsson, K.E., 2001. Computations of the energy flux to mixing processes via baroclinic wave drag on barotropic tides. *Deep-Sea Res.* 48, 2283–2295.
- Jezequel, N., Maze, R., Pichon, A., 2002. Interaction of a semidiurnal tide with a continental slope in a continuously stratified ocean. *Deep-Sea Res.* 49, 707–734.
- Kutzbach, J.E., 1967. Empirical eigenvectors of sea-level pressure, surface temperature and precipitation complexes over North America. *J. Appl. Meteorol.* 6, 791–802.
- LeBlond, P.H., Mysak, L.A., 1978. *Waves in the Ocean*. Elsevier, Amsterdam, 602 pp.
- Lee, H.S., Kwon, S.H., 2003. Wave profile measurement by wavelet transform. *Ocean Eng.* 30, 2313–2328.
- Lorenz, E.N., 1956. *Empirical Orthogonal Functions and Statistical Weather Prediction*. M. I. T. Dept. of Meteorology, Cambridge, Sci. Report No. 1, 49 pp.
- Le Provost, C., Lyard, F., 1997. Energetics of the M2 barotropic ocean tides: an estimate of bottom friction dissipation from a hydrodynamic model. *Prog. Oceanogr.* 40, 37–52.
- Mallat, S., 2001. *A Wavelet Tour of Signal Processing*, second ed. Academic Press, 637 pp.
- Meyers, S.D., O'Brien, J.J., 1994. Spatial and temporal 26-day SST variations in the equatorial Indian Ocean using wavelet analysis. *Geophys. Res. Lett.* 21, 777–780.
- Munk, W., Wunsch, C., 1998. Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea Res.* 45, 1977–2010.
- New, A.L., 1988. Internal tidal mixing in the Bay of Biscay. *Deep-Sea Res.* 35, 691–709.
- Oey, L.-Y., Chen, P., 1992. A model simulation of circulation in the northeast Atlantic shelves and seas. *J. Geophys. Res.* 97, 20087–20115.
- Ouergli, A., 2000. Low frequency modes and their link with summer monsoon activity described by wavelet analysis throughout India. *IEE T. Geosci. Remote* 38, 1277–1281.
- Palma, E.D., Matano, R.P., 1998. On the implementation of passive open boundary conditions for a general circulation model: the barotropic mode. *J. Geophys. Res.* 103, 1319–1341.
- Phillips, O.M., 1977. *The Dynamics of the Upper Ocean*, second ed. Cambridge University Press, 336 pp.
- Preisendorfer, R., Zwiers, F., Barnett, T., 1981. *Foundations of Principal Component Selection Rules*. Scripps Institute of Oceanography, Report, pp. 81–87.

- Raymond, W.H., Kuo, H.L., 1984. A radiation boundary condition for multi-dimensional flows. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 110, 535–551.
- Sutherland, B.R., Dalziel, S.B., Hughes, G.O., Linden, P.F., 1999. Visualisation and measurement of internal waves by “Synthetic Schlieren”. Part 1: vertically oscillating cylinder. *J. Fluid Mech.* 390, 93–126.
- Thorpe, S.A., 1975. The excitation, dissipation, and interaction of internal waves in the deep Ocean. *J. Geophys. Res.* 80, 328–338.
- Torrence, C., Compo, G.P., 1998. A practical guide to wavelet analysis. *B. Am. Meteorol. Soc.* 79, 61–78.
- Van Der Molen, J., 2002. The influence of tides, wind and waves on the net sand transport in the North Sea. *Cont. Shelf Res.* 22, 2739–2762.
- Wang, J., Chern, C.-S., Liu, A.K., 2000. The wavelet empirical orthogonal function and its application to the analysis of internal tides. *J. Atmos. Ocean. Tech.* 17, 1403–1420.

Cinquième partie

Les marées internes dans le golfe de Gascogne

Les expériences décrites au chapitre IV ont montré que le modèle SYMPHONIE représentait correctement la propagation d'ondes de gravité externes et internes dans des cas académiques. De plus, la méthode d'analyse WEof s'est révélée adaptée à la localisation des processus physiques en fréquence, dans le temps et dans l'espace.

Dans ce qui suit, elle nous permet de séparer les différentes composantes de la marée par gammes de fréquences dans le golfe de Gascogne.

Après une présentation des caractéristiques de la modélisation spécifiques à la zone d'étude, la marée est d'abord présentée dans le cas d'une modélisation barotrope, dont les solutions sont validées à partir des observations, avant une description des marées internes. Les caractéristiques des marées internes modélisées sont ensuite comparées aux observations de la campagne MINT94, puis des études de sensibilité sont présentées concernant l'influence de la stratification ou de la résolution du modèle. En particulier, une modélisation stochastique d'ensemble est mise en place dans le cadre d'une étude de sensibilité à la stratification initiale.

Chapitre 8

Initialisation et forçage du modèle

Le domaine de modélisation du golfe de Gascogne est présenté sur la figure 8.1. Il comprend les zones de génération des marées internes, au niveau des talus armoricains et ibériques, et s'étend de la péninsule ibérique jusqu'à l'entrée de la Manche, sur plus de 700 km d'Est en Ouest et du Nord au Sud.

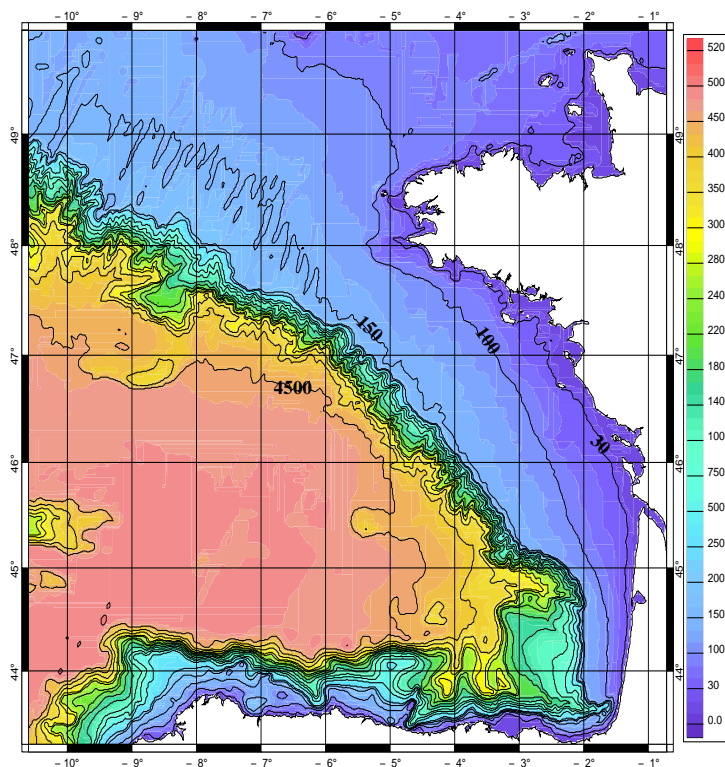


FIG. 8.1 – Bathymétrie du domaine de modélisation pour l'étude des marées internes (profondeur en m).

La résolution horizontale varie entre 3 km et 1.5 km pour les simulations à haute résolution pour 31 niveaux sur la verticale (46 pour la simulation à haute résolution).

D'après la littérature (chapitre III), le processus de marée interne est extrêmement sensible à trois facteurs :

- la topographie du fond, qui contribue également à la génération des ondes de marée barotropes non-linéaires par frottement sur le fond,
- le forçage par la marée barotrope,
- la stratification en densité.

8.1 Bathymétrie utilisée

Le choix des modèles de terrain bathymétrique de haute précision est assez limité. Dans toutes les simulations du golfe de Gascogne, la bathymétrie du modèle SYMPHONIE est établie à partir d'une combinaison à une minute de résolution entre des bathymétries numériques, qui se recourent occasionnellement :

- la bathymétrie globale Etopo 2 de résolution 2 minutes (du National Geophysical Data Center), la bathymétrie issue de données altimétriques de ERS1 et Géosat de *Smith et Sandwell* (1994).
- la bathymétrie SHOM-GG du laboratoire de Géodésie-Géophysique de l'EPSHOM, fournie par le SHOM, et qui possède une résolution plus fine (une minute). Cette bathymétrie représente mieux la topographie du talus et du plateau continental.

La bathymétrie ainsi construite (Lyard, communication personnelle) est interpolée sur les différentes grilles (1, 1.5 et 3 km de résolution). Les profondeurs du plateau sont inférieures à 200 m et elles atteignent plus de 4500 m sur la plaine abyssale. Le point le plus profond du domaine est situé à 5010 m de profondeur.

8.2 Le forçage par la marée

Le forçage des frontières du modèle par la marée est réalisé par l'intermédiaire des termes η_0 , \bar{u}_0 et \bar{v}_0 des équations 7.27 et 7.28, qui correspondent à l'élévation de surface et aux vitesses liées à la propagation des ondes de marée aux différentes fréquences. Le forçage est reconstruit à partir des solutions d'amplitudes et retards de phase issues d'une modélisation hydrodynamique bidimensionnelle aux éléments finis du Nord-Est Atlantique effectuée à l'aide du modèle MOG2D (*Letellier*, 2004). La simulation qui fournit ces solutions est réalisée sans assimilation, et elle est forcée aux frontières par les solutions FES2002, les effets de charge étant calculés à partir des solutions FES99 (Florent Lyard, communication personnelle), elles-mêmes issues du modèle CEFMO (*Lefèvre*, 2000). CEFMO est un modèle spectral aux éléments finis, comprenant l'assimilation de données marégraphiques et altimétriques.

Le modèle MOG2D est barotrope et non linéaire (*Carrère et Lyard*, 2003), et ses équations "shallow water" (en eau peu profonde) sont résolues sur un maillage aux éléments finis, ce qui permet d'augmenter la résolution afin de s'adapter à la dynamique locale (au-dessus du talus armoricain par exemple). Il est destiné à modéliser la réponse de l'océan barotrope aux forçages tidal (par la marée) et atmosphériques.

En plus du forçage aux frontières, les solutions du modèle MOG2D servent à initialiser le modèle. Les élévations de la surface libre et les courants barotropes sont reconstruits à

partir de leurs amplitudes (a_k, U_k, V_k) et retards de phase (G_k, Gu_k, Gv_k) selon la relation 4.6 établie pour l'analyse harmonique (voir la définition des termes p. 56) :

$$\eta_0(\lambda, \phi, t) = \sum_k f_k a_k(\lambda, \phi) \cos(\omega_k(t - t_0) + V_k^0 + u_k - G_k(\lambda, \phi)) \quad (8.1)$$

$$u_0(\lambda, \phi, t) = \sum_k f_k U_k(\lambda, \phi) \cos(\omega_k(t - t_0) + V_k^0 + u_k - Gu_k(\lambda, \phi)) \quad (8.2)$$

$$v_0(\lambda, \phi, t) = \sum_k f_k V_k(\lambda, \phi) \cos(\omega_k(t - t_0) + \varphi_u k^0 + u_k - Gv_k(\lambda, \phi)) \quad (8.3)$$

Au cours de la simulation, ces variables sont calculées uniquement aux frontières ouvertes, mais les solutions sont imposées sur tout le domaine lors de l'initialisation. Sur la zone du golfe de Gascogne et de la baie du Mont Saint-Michel, les huit ondes majeures qui servent à l'initialisation et au forçage sont M2, S2, N2, K2 (semi-diurnes) et K1, O1, P1, Q1 (diurnes), et on ajoute le forçage par l'harmonique supérieure quart-diurne M4.

De plus, le modèle est forcé à partir du potentiel de marée (*Apel, 1987*) durant toute la simulation via le terme η_{pot} qui rentre dans les équations du mouvement.

Jusqu'alors, nous avons simplifié la réponse de l'océan à l'excitation du potentiel astronomique en considérant le plancher océanique indéformable et en ne tenant pas compte des effets gravitaires qu'induisent la redistribution des masses d'eau qui sont mises en mouvement par les marées astronomiques. En fait, le potentiel de marée global doit prendre en compte ces effets, décrits en détails par *Le Provost et Vincent (1986)*. Le schéma de la figure 8.2 présente ces contributions au potentiel totale de marée, qui est constitué de :

- la marée solide : la force génératrice des marées s'applique aussi sur les parties terrestres du globe, celui-ci se déforme et induit un déplacement vertical élastique du plancher océanique
- l'effet de charge : la redistribution des masses d'eau sur le fond marin (surchage due aux bourrelets d'eau et décharge due aux creux) se traduit par un déplacement vertical élastique de la croûte terrestre
- la déformation de la Terre solide sous l'effet de la marée solide et de l'effet de charge entraîne une perturbation du champ de gravité qui déplace le niveau de référence
- les effets d'auto-attraction des masses d'eau sur elles-mêmes amènent une perturbation additionnelle du potentiel générateur

Les effets de charge et d'auto-attraction sont calculés à partir des solutions FES99 (*Lefèvre et al., 2002*) obtenues à l'aide du modèle spectral CEFMO (Code Eléments Finis pour la Marée Océanique).

L'ajustement du modèle hydrodynamique au forçage par la marée et à la propagation des marées internes demande un temps de spin-up qui est de l'ordre de 5 jours dans nos simulations.

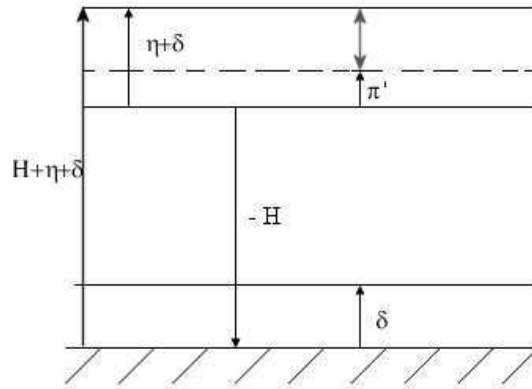


FIG. 8.2 – Représentation schématique de composantes du potentiel total de marée : marée solide et effets de charge.

La croûte terrestre est sensible au potentiel astronomique comme les masses d'eau constituant les océans. Elle se déforme et provoque un déplacement vertical élastique du plancher océanique.

L'effet de charge est une conséquence des marées océaniques : la différence de charge des masses d'eau sur les fonds marins se traduit par un déplacement vertical de l'écorce terrestre (réponse "élastique").

Ces deux contributions sont représentées par δ sur la figure et induisent une perturbation du champ de gravité qui s'ajoute à celle de l'effet d'auto-attraction, le tout déplaçant le niveau de référence (de π').

La double-flèche représente l'élévation de surface efficace, c'est-à-dire celle qui va intervenir dans le calcul du gradient horizontal de pression dans le modèle.

8.3 Choix de la stratification pour la modélisation

Afin de tester la sensibilité du phénomène de marée interne à la stratification initiale, et pour se comparer aux observations, plusieurs stratifications de ce type ont été utilisées (figure 8.3).

8.3.1 La stratification MINT94

Il s'agit d'une stratification homogène sur l'horizontale obtenue à l'aide des données de la campagne **MINT94** recueillies sur l'ensemble de la zone (Annick Pichon, communication personnelle), qui permet de se comparer aux données hydrologiques et courantométriques pour le mois de septembre 1994. Toutes les données des CTD et XCTD du mois de septembre sont utilisées pour obtenir la stratification verticale moyennée horizontalement, ce qui correspond à 250 profils, dans les 2500 premiers mètres. En-dessous, un profil moyen annuel dérivé de la banque hydrologique du SHOM dans cette région est utilisé. Comme nous ne disposons que de valeurs en densité, le profil de salinité est reconstruit en utilisant un profil de température issu de la moyenne sur l'horizontal de la température LEVITUS94 sur la zone pour le mois de septembre.

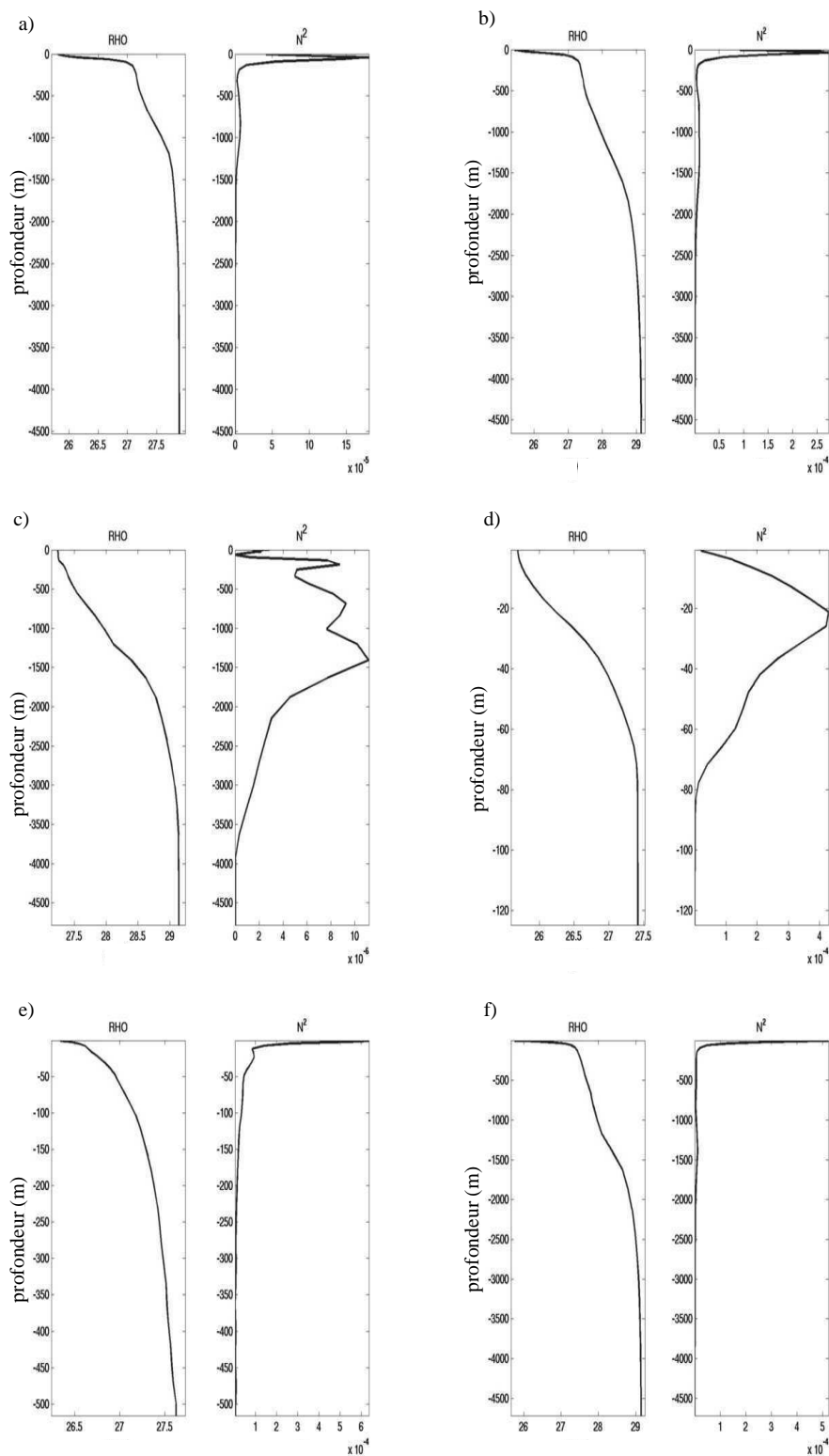


FIG. 8.3 – Profils hydrologiques utilisés pour la modélisation du golfe de Gascogne, profil vertical de densité (kg.m^{-3}) et fréquence de Brunt-Väisälä (s^{-2}) : a) MINT94 mois de septembre ; b) LEVITUS94 mois d'août ; c) Levitus94 mois de janvier ; d) POP pour un point du plateau (47.64°N , 5.11°W) en août ; e) POP pour un point du talus (47.37°N , 6.29°W) en août ; f) POP pour un point de la plaine (46.46°N , 7.55°W) en août

8.3.2 La climatologie LEVITUS94

Une stratification en densité homogène sur l'horizontale établie à partir de la climatologie **LEVITUS94** est disponible pour le mois de janvier et le mois d'août. Cette climatologie est très utilisée par la communauté des océanographes. La couverture temporelle des données qui ont permis de construire cette climatologie est de 92 ans (1900 à 1992). Les profils de température et salinité sont constitués des valeurs mensuelles de 0 à 1000 m et des valeurs saisonnières au-dessous. Les moyennes horizontales sont calculées pour les 33 niveaux, tout en veillant à conserver un profil en densité stable.

8.3.3 La climatologie POP

Il s'agit d'une stratification tridimensionnelle climatologique pour le mois d'août (Bruno Levier, communication personnelle), calculée à partir de cinq années de simulations du modèle **POP** au $1/10^\circ$ sur l'Atlantique Nord (une sortie tous les dix jours du 9 juillet 1991 au 2 juillet 1996). Les champs issus du modèle POP (Parallel Ocean Program) au $1/10^\circ$ ont été validés par *Smith et al.* (2000) dans l'Atlantique Nord. Dans sa thèse, *Colas* (2003) présente la configuration qui a été utilisée pour réaliser la climatologie ainsi qu'une validation des résultats dans le golfe de Gascogne. La circulation moyenne, l'énergie cinétique turbulente et l'hydrologie qui résultent des simulations sur les 5 années sont en bon accord avec les observations.

a Variabilité tridimensionnelle

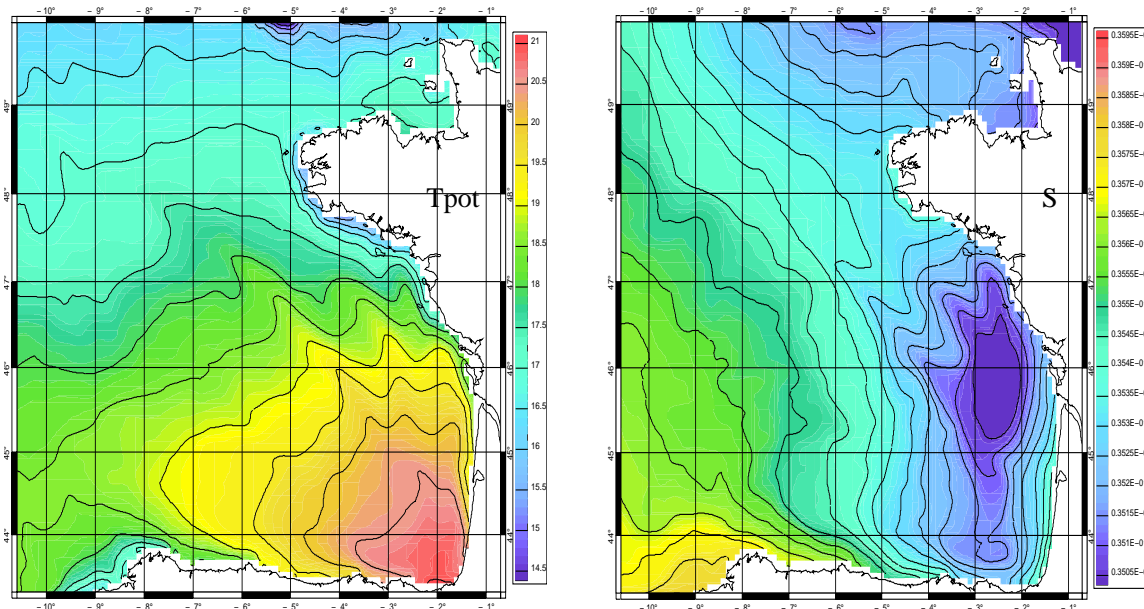


FIG. 8.4 – Carte de température potentielle et salinité en surface de la climatologie POP pour le mois d'août. Les températures sont données en $^\circ\text{C}$ et la salinité en $\text{psu} \times 10^{-3}$

La variabilité tridimensionnelle de la température et de la salinité est représentée sur la figure 8.4. Au mois d'août, les eaux de surface sont plus chaudes au fond du golfe, au Sud-Est, avec des températures supérieures à 20.5°C , contre 19°C plus au large. Ce réchauffement est

dû à un flux solaire plus intense et à des vents plus faibles dans cette région abritée entourée par les Pyrénées et la côte Cantabrique. Le long de la côte Ouest-Ibérique, on observe un refroidissement associé à un upwelling (dû au vent d'Est) qui est observé au printemps et en été dans cette région (*Barton, 1998*). Le même type de refroidissement est aussi présent localement le long de la côte Aquitaine dû à un upwelling associé à un vent de Nord dominant (*Jegou et Lazure, 1995*). A la sortie de l'estuaire de la Gironde, la présence d'un bourrelet d'eaux moins salées est associée au mélange des eaux océaniques avec les eaux fluviales, tandis que des eaux plus salées et relativement chaudes (notamment en-dessous des vingt premiers mètres) arrivent du Sud en transitant par le Cap Finisterre.

b Signature de l'Eau Méditerranéenne

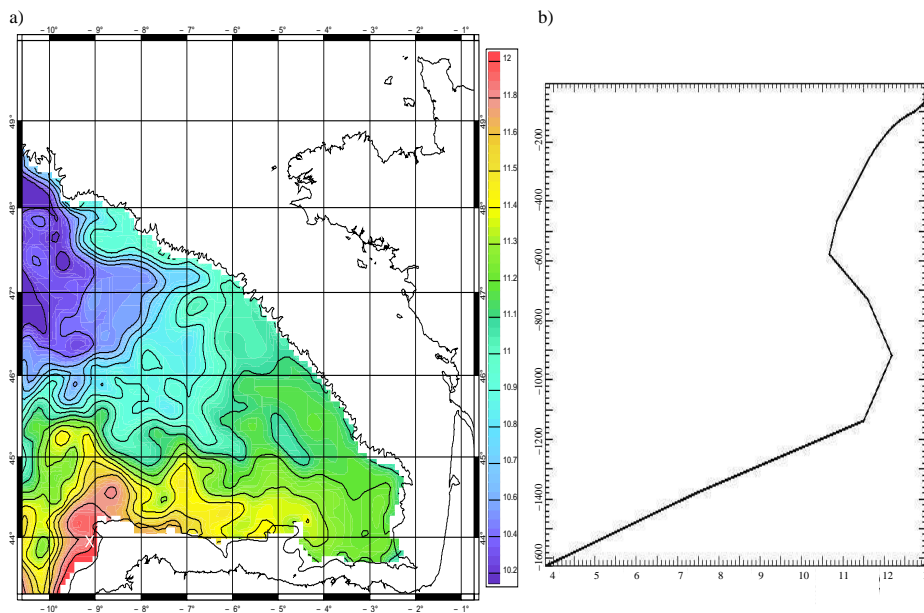


FIG. 8.5 – Température potentielle ($^{\circ}\text{C}$) de la climatologie POP pour le mois d'août : caractéristiques de l'Eau Méditerranéenne. a) Coupe de la température potentielle à 1000 m de profondeur et b) profil vertical de la température potentielle ($^{\circ}\text{C}$) au point repéré par une croix blanche sur a). Une veine d'eaux plus chaudes que le milieu environnant, correspondant à la signature de l'Eau Méditerranéenne, est située au large du Cap Finisterre, avec un maximum de température vers 900 m de profondeur.

Sur une coupe à 1000 m de profondeur (figure 8.5.a), on voit que l'Eau Méditerranéenne suit le talus au Sud de la zone. De plus, sur le profil de température de la figure 8.5.b, le coeur de l'Eau Méditerranéenne qui est caractérisé par des températures potentielles de plus de 12°C est situé à la bonne profondeur, entre 900 et 1000 m, au large du Cap Finisterre. Sur des coupes zonales réalisées entre 42 et 43°N de la température et de la salinité (non montrées ici), l'Eau Méditerranéenne est présente d'environ 700 à 1300 m dans la veine qui longe le talus ibérique. La climatologie POP reproduit donc la présence de l'Eau Méditerranéenne à la bonne profondeur. Toutefois, la salinité et la température potentielle atteignent respectivement 36.5 psu et 12.4°C dans la veine, valeurs supérieures aux observations de *Daniault et al. (1994)*, comme le souligne *Colas (2003)*. En effet, d'après *Paillet et al. (2002)*, les

maximums de température potentielle et de salinité de la veine méditerranéenne sont de $T = 11.4^{\circ}\text{C}$ et $S = 36.17$ psu selon les observations réalisées au Nord-Ouest de l'Espagne.

c Apparition d'une langue d'eau chaude

La langue d'eau chaude localisée en surface au-dessus du talus au-delà de 45.5°N n'est pas une caractéristique hydrologique connue dans cette région. En effet, ce réchauffement localisé n'a pas été observé et la climatologie LEVITUS94 pour le mois d'août ne fait pas état d'une telle situation. Cependant, d'autres modèles présentent le même phénomène, qui peut être dû à une représentation grossière de la bathymétrie dans ces modèles ou à l'absence de prise en compte de certains processus de mélange à cet endroit. Toutefois, dans le cas d'une modélisation des marées internes dans cette zone, le forçage par la marée a tendance à mélanger les eaux au-dessus du talus, en particulier au Sud de la Bretagne, et cette langue d'eau chaude disparaît rapidement, au bout de trois jours de simulation tout au plus.

8.4 Méthodes d'initialisation et forçage

8.4.1 Initialisation et forçage à l'aide des stratifications bidimensionnelles LEVITUS94 et MINT94

Les champs de température et salinité des différentes climatologies sont utilisés pour initialiser le modèle et les valeurs aux frontières du modèle sont rappelées vers ces climatologies tout au long de la simulation (équation 7.30). La couche éponge est de 20 points à la périphérie du domaine de modélisation. Le facteur d'échelle D de la couche éponge (voir description du modèle p.113) est fixé à 13 km pour la simulation à 3 km de résolution horizontale et de 6.5 km pour la simulation à 1.5 km. Les facteurs d'échelle temporelle sont déterminés en fonction de la durée mise par les ondes externes et internes pour parcourir une distance de 600 km, selon leur vitesse moyenne, soit $T_{res,barotrope} = 0.4$ jours pour le mode barotrope et $T_{res,barocline} = 7$ jours pour le mode barocline.

8.4.2 Initialisation et forçage à l'aide de la stratification tridimensionnelle POP

Les variations horizontales de température et de salinité dans le golfe de Gascogne ne sont pas négligeables, comme l'atteste la présence de l'Eau Méditerranéenne au Sud de la zone modélisée. Or, ces eaux se situent le long de la pente, elles sont donc présentes dans des zones de génération des marées internes. Leur présence dans la modélisation pourrait alors avoir une influence sur les caractéristiques des ondes internes générées. Il a donc été décidé de faire une simulation à partir de la climatologie tri-dimensionnelle POP.

a Le modèle POP

POP est un modèle résolvant la surface libre, aux équations primitives, qui utilise les coordonnées z . Dans la configuration de l'Atlantique Nord, la grille est de type Mercator au $1/10^{\circ}$, et la résolution est d'environ 8 km dans notre zone d'étude. Celle-ci évolue du Sud au Nord de la zone, et elle est en tous cas inférieure à celle de nos simulations (3 km et 1.5 km). La bathymétrie Etopo5 au $1/12^{\circ}$ est utilisée. Mais même si elle est proche de la réalité, elle

diffère de la bathymétrie de SYMPHONIE (voir partie 8.1), qui est bien meilleure au talus et sur le plateau (dûe à la bonne représentation de ces derniers par la bathymétrie SHOM-GG).

Les champs de température, salinité et vitesses (composantes u et v) de la climatologie servent à la fois à initialiser et à forcer le modèle aux frontières. Par rapport au forçage à l'aide de profils verticaux de densité qu'il suffisait d'interpoler sur la grille du modèle, la mise en place de l'initialisation d'un champs de densité 3D conjointement aux champs de vitesse ne peut pas se faire par une simple interpolation. En effet, des inconsistances physiques peuvent apparaître à cause des différences d'échelles spatiales et temporelles entre POP et SYMPHONIE, et aussi des différences de la physique représentée par chaque modèle (par exemple le modèle POP n'est pas forcé par la marée).

b L'initialisation variationnelle

L'ajustement dynamique des champs d'initialisation et de forçages de la circulation de grande échelle à la bathymétrie haute résolution du modèle SYMPHONIE est effectuée à l'aide de l'outil d'initialisation variationnelle VIFOP (pour Variational Initialization and FORcing Platform), développé par *Auclair et al.* (2000b). Cette méthode a déjà été utilisée pour initialiser le modèle SYMPHONIE à partir d'observations du golfe du Lion (*Auclair et al.*, 2000a) et à partir des champs issus du modèle de circulation générale MOM (*Auclair et al.*, 2003), dans le cadre d'une modélisation d'ensemble dédiée à l'étude de la pénétration du courant Liguro-Provençal sur le plateau du golfe du Lion. Il est aussi employé dans le cadre du projet européen MFSTEP pour la modélisation opérationnelle en mer Méditerranée.

Dans un premier temps, les champs océaniques de grande échelle sont interpolés sur la grille d'extension horizontale réduite à haute résolution. Puis, dans un second temps, les contraintes variationnelles associées à la dynamique du modèle à grande échelle ainsi qu'au respect d'un certain nombre de bilans fondamentaux sont minimisées (conservation de la température, de la salinité, de la masse et de l'énergie).

Un des problèmes majeurs rencontré lors de cette étude a pour origine les différences de bathymétrie entre les deux modèles, et le calcul du courant géostrophique résultant permet de mettre en évidence ce problème.

Les différences de bathymétrie plus importantes apparaissent au niveau des forts gradients de bathymétrie, en particulier au-dessus du talus (figure 8.6), où elles peuvent atteindre 1000 m. Lorsque l'on se limite à une interpolation classique et que l'on extrapole la densité aux profondeurs qui n'existent pas dans le champs POP par la valeur du niveau au-dessus, les courants géostrophiques ne sont plus réalistes, des erreurs de gradient géostrophique importantes apparaissent. En effet, d'après les figures 8.6.b et c, une bande de courants géostrophiques trop élevés apparait au niveau des plus fortes différences bathymétriques lorsqu'on utilise le seul module d'interpolation de VIFOP, car des gradients horizontaux de pression artificiels sont créés. Le maximum de la composante barocline du courant géostrophique atteint 2.17 m.s^{-1} à 1000 m, et même 8.14 m.s^{-1} si on considère toute la colonne d'eau, alors que les valeurs voisines du champs initial sont inférieures à 0.1 m.s^{-1} . Pour faire face au problème, un module d'extrapolation (voir la documentation de VIFOP) a été utilisé, afin de limiter les erreurs d'extrapolation. Il est basé sur l'interpolation de la densité par rapport à un état de référence (on travaille sur des différences de densité par rapport au profil moyen sur la

verticale), ce qui permet de réduire l'écart avec les points voisins sur l'horizontal pour les points extrapolés. Les courants géostrophiques obtenus sont plus faibles aux points critiques sur le talus et donc plus réalistes, avec toutefois un maximum de 0.87 m.s^{-1} mais qui est déstructuré au niveau du canyon du Cap Ferret à 1000 m. On a ainsi réduit le maximum de courant géostrophique d'un facteur dix localement grâce à cette méthode. L'optimisation variationnelle barotrope permet de réduire le courant géostrophique total d'un facteur proche de 2 par rapport à l'extrapolation simple, aux endroits de maximum. Son utilisation est également nécessaire pour éliminer les composantes qui ne sont pas réalistes et qui perdurent durant la simulation.

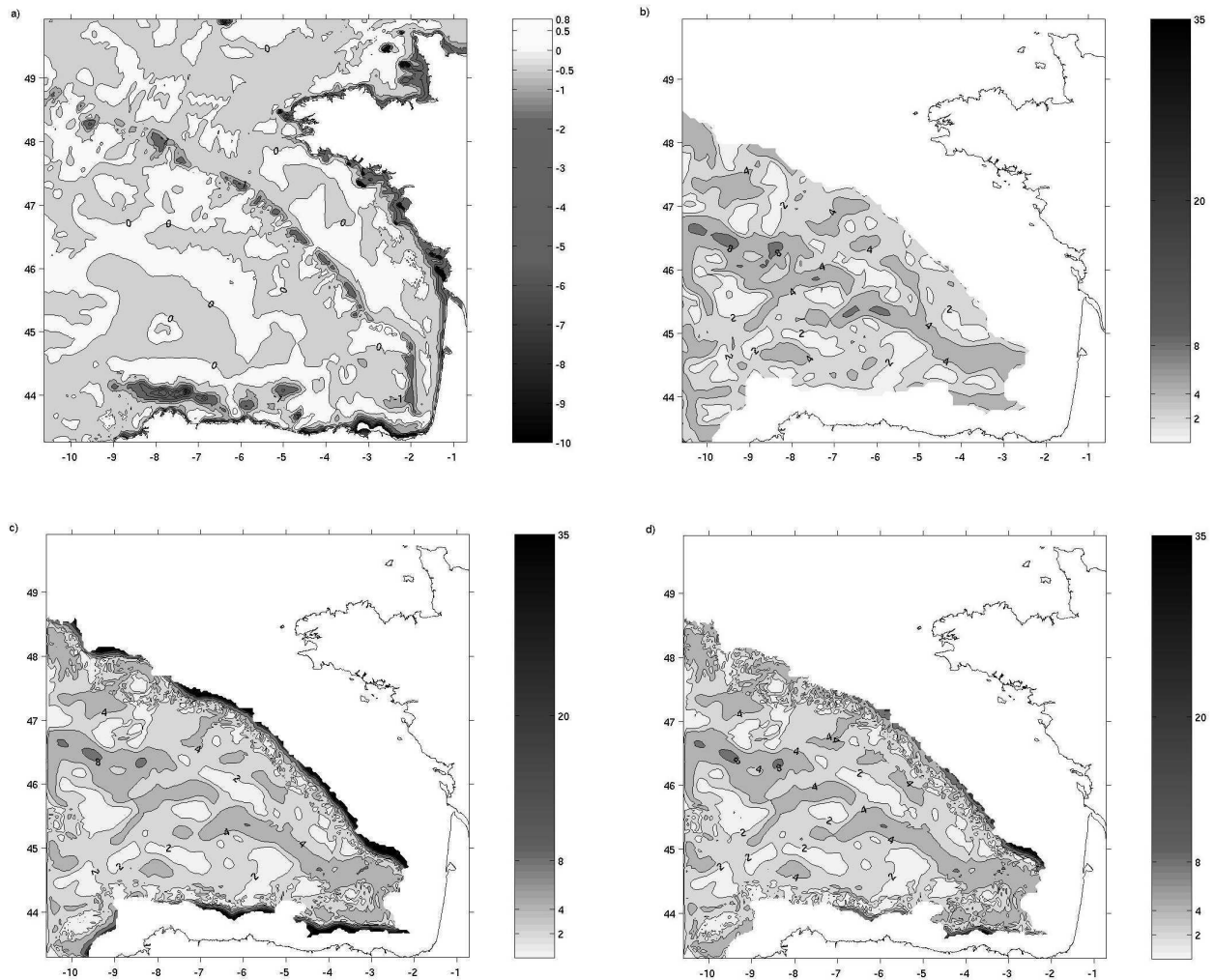


FIG. 8.6 – Comparaison des courants géostrophiques baroclines issus de la climatologie POP pour le mois d'août. a) Différence de bathymétrie entre les modèles : pourcentage de différence de la bathymétrie POP par rapport à celle de SYMPHONIE. b) Courant géostrophique barocline (cm.s^{-1}) pour le modèle POP à 1000 m, c) courant géostrophique barocline (cm.s^{-1}) après interpolation sur la grille du modèle à haute résolution SYMPHONIE et d) courant géostrophique barocline (cm.s^{-1}) après extrapolation des champs sur la grille SYMPHONIE à 1000 m. Les courants sont seuillés à 35 cm.s^{-1} .

Les erreurs de troncature

L'utilisation de la coordonnée sigma dans les modèles océanographiques côtiers est mise en cause dans certaines erreurs constatées sur la composante géostrophique du courant modélisé.

En effet, des courants géostrophiques artificiels peuvent être générés aux endroits de plus fortes pentes topographiques : ils sont dûs à ce que l'on appelle les "erreurs de troncature", liées au calcul du gradient de pression horizontal. D'après *Mellor et al.* (1994), l'erreur de troncature d'un modèle océanographique côtier génère des courants géostrophiques artificiels qui ne sont détruits par advection qu'au bout de plusieurs mois. Pour diminuer ces erreurs qui sont susceptibles d'apparaître dès le premier pas de temps, les auteurs proposent donc d'intégrer le modèle sur une période suffisamment longue pour permettre au champs de pression de s'auto-ajuster. Néanmoins, la méthode d'initialisation inverse mise au point par *Auclair et al.* (1999, 2000b) permet de minimiser les conséquences des erreurs en optimisant le champs de pression via un ajustement optimal du champs de densité et de l'élévation de surface. Cette technique permet d'éviter de longues périodes de spin-up. Elle est utilisée dans ce que nous avons appelé plus haut la phase d'optimisation effectuée par VIFOP, qui comme nous l'avons vu a permis de réduire localement l'erreur d'un facteur 10.

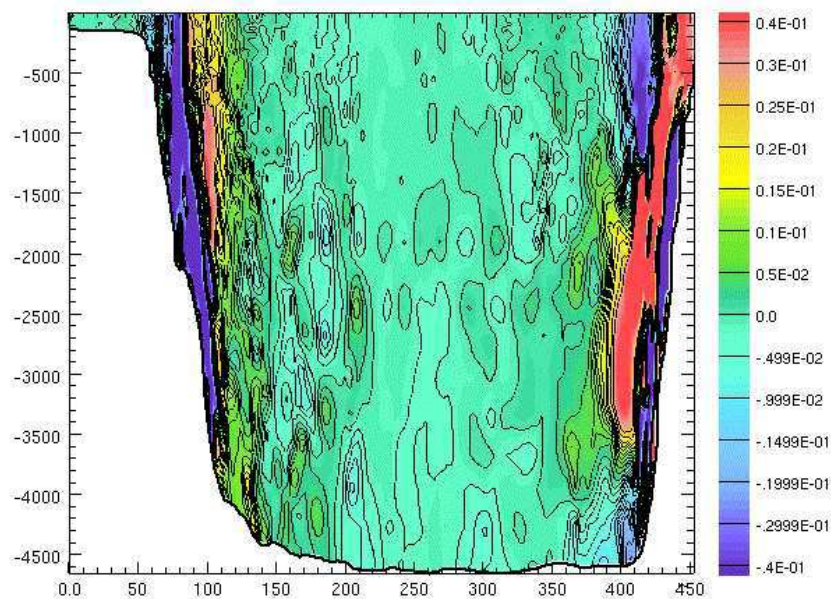


FIG. 8.7 – Erreurs de troncature sur le courant géostrophique. Composante du courant ($m.s^{-1}$) normale à la radiale définie entre les positions ($47.90^{\circ}N$, $6.35^{\circ}O$) et ($43.82^{\circ}N$, $6.28^{\circ}O$), quasi-perpendiculairement aux talus. L'échelle est gaussienne, les valeurs peuvent atteindre plus de $10 cm.s^{-1}$ localement.

Pour représenter les erreurs de troncature dans SYMPHONIE, une expérience est réalisée à partir de la configuration barocline à 3 km, sans aucun forçage et en f-plan (pour représenter la composante due aux erreurs de troncature uniquement, sans le courant inertiel). La stratification est prise constante avec $N = 2.25 \times 10^{-3} s^{-1}$. La figure 8.7 correspond aux erreurs observées à l'issue d'une simulation de 5 jours. La répartition spatiale des erreurs est comparable à ce qui a été obtenu par *Mellor et al.* (1994) : elle est antisymétrique et elle est maximale dans les zones de forts gradients bathymétriques. Les courants artificiels sont orientés

parallèlement à la côte et la laissent à droite, avec un maximum de 13 cm.s^{-1} localement aux alentours de 1500-2000 m de profondeur.

c Bilan sur l'utilisation de VIFOP

L'utilisation de VIFOP s'est révélée incoutournable pour résoudre les problèmes liés à l'initialisation et au forçage de SYMPHONIE par la climatologie tri-dimensionnelle POP. Un effort particulier a été entrepris pour rendre les courants géostrophiques extrapolés plus réalistes, afin de ne pas introduire un choc brutal dans la simulation.

Par la suite, cette configuration sera appliquée à la modélisation de la marée interne dans un cas climatologique du mois d'août dans le cadre d'une étude de sensibilité à la stratification initiale.

Chapitre 9

La marée barotrope dans le golfe de Gascogne

La description de la marée barotrope sur la zone permet dans un premier temps de comprendre le mécanisme de propagation des marées en surface, ainsi que les lieux où pourront être générées les marées internes.

9.1 Caractéristiques générales dans la zone

9.1.1 Introduction

Au niveau global, les principales composantes de la marée sont l'onde semi-diurne M2, d'origine lunaire, qui est le principal responsable du cycle basse mer/pleine mer, et l'onde solaire moyenne semi-diurne S2 dont le battement avec M2 est à l'origine du cycle morte-eau/vive-eau, avec des amplitudes 2 fois plus faibles. La composante diurne majeure est l'onde K1 (déclinaison luni-solaire), dont l'amplitude moyenne est comparable à celle de S2 au niveau global. Dans l'océan, les amplitudes moyennes calculées à partir de l'altimétrie (ERS1 et Topex/POSEIDON) sur 18 mois sont en effet de 19.9 cm pour M2, 8 cm pour S2 et 7.3 cm pour K1 (*Andersen, 1999*).

Les marées diurnes et semi-diurnes se propagent principalement sous forme d'ondes de Kelvin, avec des amplitudes maximales aux frontières océaniques. Typiquement, l'élévation de la surface induite par la marée passe de $O(0.2 \text{ m})$ en plein océan à des valeurs de $O(1 \text{ m})$ près des côtes.

Dans l'Atlantique Nord, la marée M2 se propage autour du point amphidromique (point de concours des lignes d'iso-phases, la marée y est nulle à chaque instant) situé au large de Terre-neuve (figure 9.1) dans le sens cyclonique. Elle est maximum au niveau de la côte Est, sur le plateau européen, où son amplitude dépasse largement le mètre.

En régions côtières, les marées sont plus complexes qu'au large à cause des processus dynamiques non linéaires (cf équation 5.33) liés à la forme des côtes, à la bathymétrie et à la friction de fond. Ici, la zone d'étude peut être divisée en trois : la baie relativement large du golfe de Gascogne, la baie plus étroite du Mont Saint-Michel, auxquelles il faut ajouter l'entrée de la Manche. Du fait de leur différence de géométrie, la marée ne s'y manifeste pas de la même manière.

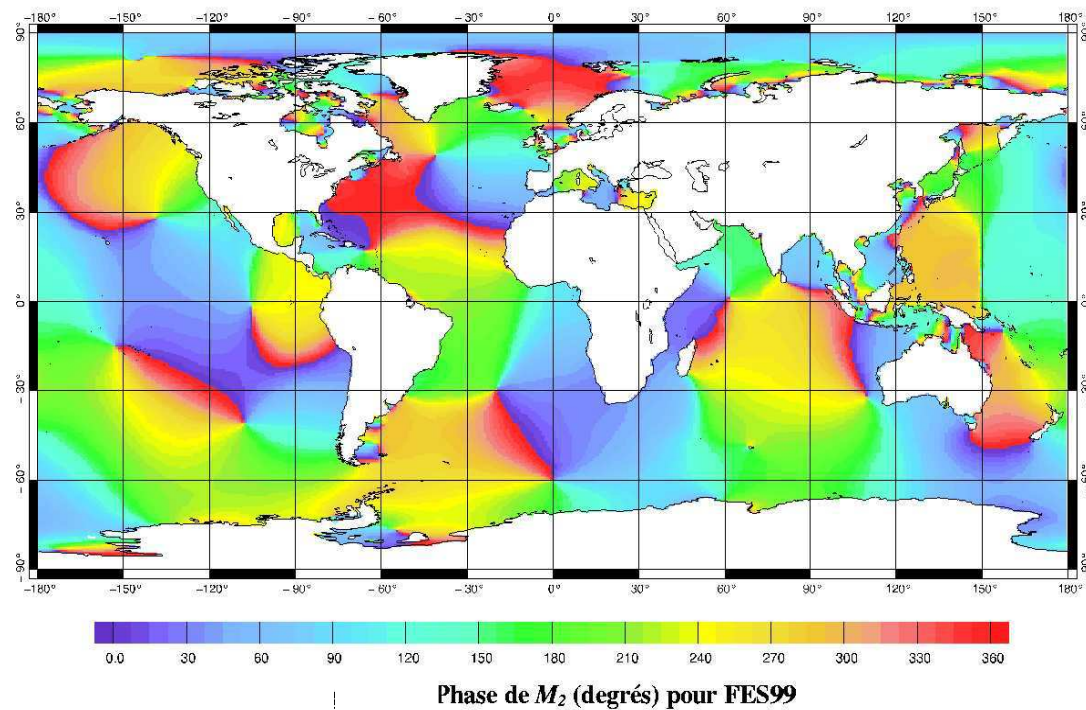
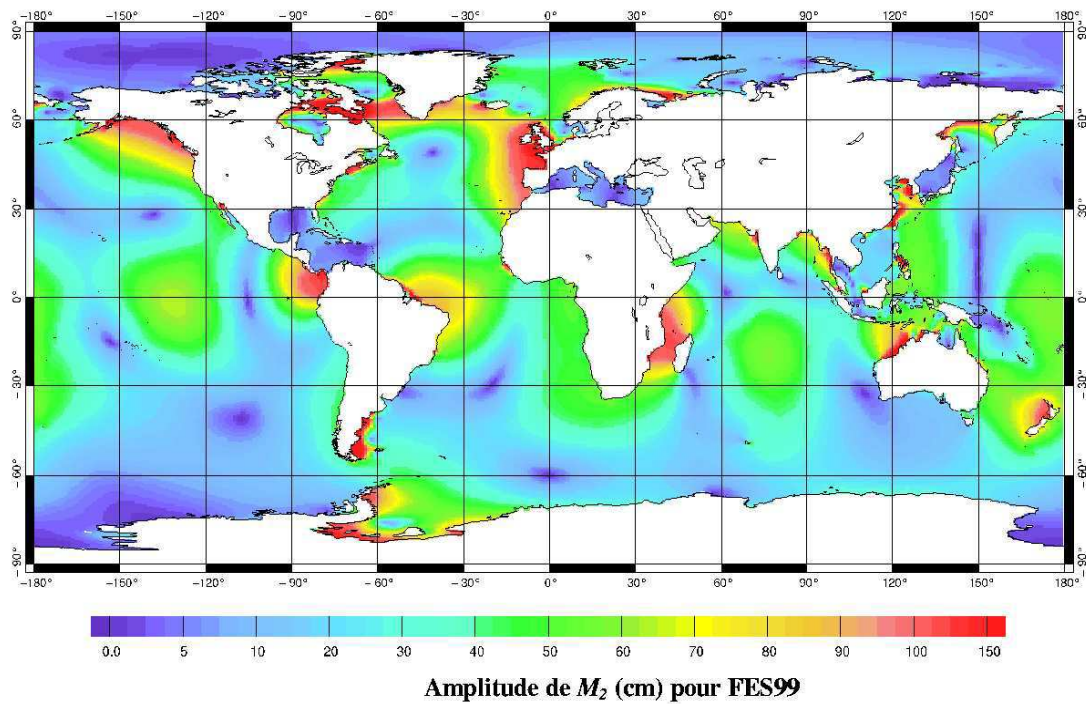


FIG. 9.1 – Composantes de la marée M_2 : amplitude (m) et phase ($^\circ$) de la solution FES99 sur l'ensemble du globe.

Source : Lefèvre (2000), figure 60 p.196-197

Les caractéristiques des ondes ne sont pas les mêmes sur la plaine et dans les zones de plus faibles profondeurs du plateau, où les longueurs d'ondes sont beaucoup plus petites (tableau 9.1). La propagation sous forme d'ondes de Kelvin ou d'ondes de Poincaré se superpose aux structures globales autour des amphidromes.

profondeur	4000 m	100 m	20 m
ondes diurnes : K1	17060 km	2700 km	1210 km
ondes semi-diurnes : M2	8850 km	1400 km	630 km
ondes quart-diurnes : M4	4430 km	700 km	310 km

TAB. 9.1 – Longueurs d'ondes des marées barotropes partielles K1, M2 et M4 en fonction de la profondeur

9.1.2 Propagation de la marée à l'entrée de La Manche

Au niveau de l'entrée de la Manche, la marée se propage principalement sous forme d'ondes de Kelvin progressives parallèlement à la côte, comme le décrivent *Letellier* (2004); *Fang et al.* (1991); *Sinha et Pingree* (1997). La propagation laisse la côte à droite et s'effectue perpendiculairement aux lignes cotidales (de même phase, qui correspondent à des points où la pleine mer se produit au même instant), vers les phases croissantes. L'existence d'un gradient de pression majoritairement perpendiculaire à la côte implique une décroissance des amplitudes depuis la côte perpendiculairement aux lignes d'isomarnage. Les courants de marée sont maximum à marée haute et à marée basse (crête et creux de l'onde).

9.1.3 Propagation de la marée dans la baie du mont Saint-Michel

Dans la baie du Mont Saint-Michel, où la profondeur moyenne est de l'ordre de quelques dizaines de mètres (une vingtaine), la largeur de la baie L_P (environ 135 km) est de l'ordre du rayon de déformation de Rossby $L_R = \sqrt{(gH)}/f$ (environ 130 km). On est donc dans une situation où l'influence de la rotation est présente. De plus, le bassin est proche de la résonance pour la marée semi-diurne ($L_P = \lambda/4$ selon l'équation 5.39). Il existe des interférences entre l'onde qui cherche à rentrer et l'onde réfléchi qui sort : les ondes de marée semi-diurnes sont des ondes de Poincaré stationnaires. Les marnages observés sont maximum en vive-eau d'équinoxe et peuvent dépasser 14 m.

9.1.4 Propagation de la marée dans le golfe de Gascogne

Le cas du golfe de Gascogne est un peu plus compliqué et correspond à un intermédiaire entre les cas cités précédemment.

a La marée semi-diurne M2

Pour décrire la dynamique de la marée partielle M2, (*Le Cann*, 1990) et (*Jezequel et Maze*, 2001) appuient leur raisonnement sur la théorie développée dans les trois articles de *Battisti et Clarke* (1981, 1982a et 1982b), qu'on appellera BC dans la suite. Cette méthode

permet d'estimer les courants de marée barotropes à partir de mesures de l'élévation de surface à la côte, en négligeant les termes non linéaires dans les équations du mouvement et de continuité, et en négligeant le frottement sur le fond. La topographie est simplifiée, la configuration comprend un plateau de profondeur constante séparé de l'océan profond par un talus de pente linéaire. Les équations pour la marée barotrope s'écrivent alors, en négligeant également le potentiel de marée :

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - f v_1 = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (9.1a)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + f u_1 = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (9.1b)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(h u_1) + \frac{\partial}{\partial y}(h v_1) = 0 \quad (9.1c)$$

On considère que l'élévation de la surface est de la forme :

$$\eta(x, y, t) = \eta_0(x) e^{i(k_y y - \omega t)} \quad (9.2)$$

où y est la direction parallèle à la côte et $\omega = \omega_{M2}$. La première hypothèse consiste à dire que les variations dans la direction parallèle à la côte ($|k_y|^{-1} = O(10^4)$) sont très petites par rapport aux variations dans la direction perpendiculaire à la côte (largeur du plateau $L_P = O(100 \text{ km})$), ce qui permet de supprimer le terme de divergence en y dans l'équation 9.1c. Après une intégration depuis la frontière à la côte en $x = 0$, en employant une condition de flux nul à la côte ($Hu_{1b} = 0$ en $x = 0$), l'équation de continuité donne :

$$u_1 = -\frac{1}{h} \int_0^x \eta_t dx \quad (9.3)$$

Clarke et Battisti (1981) ont établi que la dénivellation de la surface ne variait pas beaucoup au-dessus des plateaux continentaux, avec :

$$\eta_0(x) = \eta_0(0) \left[1 - \left(\frac{(\omega^2 - f^2)x}{gh} - \frac{f k_y}{\omega} \right) x \right] \quad (9.4)$$

Pour la marée M2, le terme entre parenthèse dans l'équation 9.4 est égal à environ 10^{-6} , ce qui justifie la condition $\eta_0(x) \simeq \eta_0(0)$ (amplitude de l'élévation de la surface constante sur le plateau) pour un plateau qui ne soit pas trop large, ce qui est le cas du golfe de Gascogne où $L_P \simeq 100 \text{ km}$. Dans ces conditions, l'intégration de 9.1c donne la composante de la vitesse perpendiculaire à la côte :

$$u_1 = i\omega \frac{x}{h} \eta_0(0) \quad (9.5)$$

Combinée à l'équation 9.1b, on a l'expression de l'autre composante :

$$v_1 = \left(\underbrace{\frac{fx}{h}}_1 - \underbrace{\frac{gk_y}{\omega}}_2 \right) \eta_0(0) \quad (9.6)$$

Dans cette équation, le terme (1) reflète la présence d'une onde de Poincaré et le terme (2) celle d'une onde de Kelvin. Ces deux types d'ondes coexistent donc lors de la propagation des ondes de marée semi-diurnes dans le golfe de Gascogne. L'onde de Kelvin qui arrive au talus va forcer par continuité la composante u_1 du courant perpendiculaire à la côte au niveau du plateau. Ensuite, la force de Coriolis agira sur cette composante et induira une composante v_1 en opposition de phase avec l'élévation de la surface : une onde de Poincaré est créée. Elle se réfléchit pratiquement entièrement à la côte, ce qui donne une onde quasi-stationnaire au-dessus du plateau. Sur la plaine, la vitesse et l'élévation de la surface sont quasiment en phase, la propagation se fait principalement sous la forme d'une onde de Kelvin. Sur le plateau, la vitesse et l'élévation sont en quadrature et donc l'orientation des ellipses du courant de marée change de signe (tel que $\frac{xf}{h} + \frac{gk_y}{\omega} = 0$), et l'influence de l'onde de Poincaré domine. Enfin, très près de la côte, il arrive que la pente du fond augmente perpendiculairement à la côte, ce qui provoque une diminution du terme en x/h et rend possible la dominance d'une onde de Kelvin.

b La marée diurne K1

L'onde diurne la plus énergétique dans notre zone est l'onde K1. Le plateau du golfe de Gascogne se situe au-delà de la latitude critique de propagation des ondes de Poincaré pour cette composante ($\omega < f$), qui se situe à environ 30°N dans le cas de la marée diurne. La propagation sous forme d'ondes de Poincaré ne devrait donc pas avoir lieu d'après la théorie linéaire, et toute la propagation devrait s'effectuer sous forme d'ondes de Kelvin dans cette gamme de fréquences. Toutefois, les termes de frottement non linéaires du mouvement permettent à K1 de se propager au-delà de la latitude critique (*Sinha et Pingree, 1997*). *Clarke (1991)* et *Robertson (2005b)* décrivent aussi que la propagation des marées diurnes au-delà de la latitude critique se traduit par la présence d'ondes piégées à la côte à la fréquence sous-inertielle, aussi appelées ondes de plateau ("continental shelf waves"), qui sont générées par interaction des courants avec des irrégularités de topographie. Leur signature en terme d'élévation de surface n'est pas remarquable, mais les courants associés sont eux relativement importants, ce qui en fait une zone privilégiée d'échanges entre le plateau et la plaine. Au-dessus de la latitude critique, K1 se propage aussi sous forme d'onde de Kelvin.

c L'harmonique quart-diurne M4

Une version modifiée de la théorie de BC a été appliquée à la propagation de l'onde M4 par *Le Cann (1990)*. Elle indique une très forte amplification de la marée M4 à la côte. Nous présentons dans ce chapitre une étude de sensibilité au forçage aux frontières pour étudier son impact sur cette amplification. Les courants, dont le grand axe des ellipses est perpendiculaire aux isobathes, sont en général plus forts à la côte, et changent de polarisation non loin de celle-ci. La polarisation est anticyclonique sur la partie du plateau la plus au large et cyclonique près de la côte.

Cette onde n'a pas une origine astronomique, sa contribution est d'ailleurs négligeable dans l'océan profond. Par contre, elle ne l'est plus du tout en océan côtier (cf figure 9.2), où sa présence s'accompagne d'élévations de la surface pouvant atteindre plusieurs dizaines de centimètres. En fait, M4 est l'onde non linéaire la plus importante.

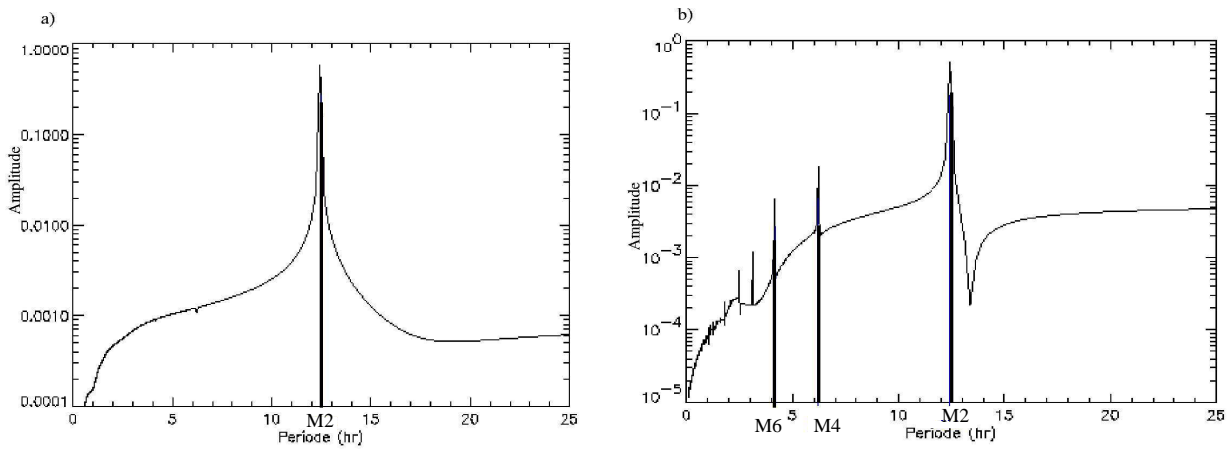


FIG. 9.2 – Transformée de Fourier de l'élévation de la surface pour une modélisation barotrope sur 30 jours à 6 km de résolution sur la zone du golfe de Gascogne étendue à la baie du Mont Saint-Michel. Mise en évidence de M2 et des harmoniques supérieures associées dans le spectre de marée a) pour un point au-dessus de la plaine abyssale et b) pour un point situé dans la baie du Mont Saint-Michel. Les marées supérieures M4 ($T = 6.21h$) et M6 ($T = 4.14h$) apparaissent dans les zones de petits fonds (M6 étant générée majoritairement par frottement des courants sur le fond et M4 par advection et continuité, avec une influence du terme de friction). A noter, l'échelle logarithmique de l'axe vertical.

Source : Pairaud (2002), figure 4.3 p.30

En remplaçant dans l'équation du mouvement 5.33 les courants de marée barotropes par leur forme complexe et en omettant les phases, soit :

$$(u_1, v_1) = \frac{1}{2} \sum_j (u_{1j}, v_{1j}) \cdot (e^{-ij\omega t} + e^{ij\omega t}) \quad (9.7)$$

où l'indice j correspond à une harmonique supérieure de M2 de fréquence égale à $j \times \omega_{M2}$, par identification des fréquences et développement au premier ordre dans le domaine réel, on obtient notamment la relation suivante (pour plus de détails, le lecteur pourra se référer au développement complet disponible par exemple dans la thèse de *Letellier*, 2004) :

$$2f v_{12} \cos(2\omega t) - 2\omega u_{12} \sin(2\omega t) = \frac{1}{2} \frac{\partial u_{11}}{\partial x} \cdot u_{11} \quad (9.8)$$

D'après cette relation, l'onde M4 est générée par advection de M2. Cependant, il s'agit de l'origine de M4 au premier ordre, dans le cas où on fait à de nombreuses simplifications (absence de frottement, choix d'un potentiel astronomique monochromatique...). En réalité, les termes de frottement contribuent eux aussi à la génération des harmoniques supérieures, mais dans une moindre mesure en ce qui concerne M4. Par contre, une contribution importante qui intervient dans la génération de M4 est à chercher dans l'équation de continuité (terme en $\frac{\partial}{\partial x} \eta \vec{v}_1$) (*Parker*, 1991).

Andersen (1999) a fait une revue des travaux numériques concernant la modélisation de M4 et il a montré la présence de cette harmonique dans les solutions altimétriques issues de la mission du satellite Topex-POSEIDON.

9.2 Modélisation régionale du golfe de Gascogne

9.2.1 Connaissances acquises à l'issue d'une précédente modélisation des marées dans le golfe de Gascogne

Une première modélisation de la marée barotrope à l'aide du modèle SYMPHONIE a été réalisée par *Pairaud* (2002), avec une maille de 5 km et un forçage par les élévations de surface des harmoniques M2, S2, N2, K2, K1, O1, P1, Q1 (solutions FES99). Le courant moyen aux frontières était ensuite recalculé à l'aide des équations linéarisées du courant moyen en utilisant un coefficient de frottement linéarisé ($C_f \|\vec{v}_{1H}\| = cste = r$ avec C_f le coefficient de Chézy). Les principaux résultats ont montré que ce coefficient jouait un rôle majeur, et une valeur de $r = 9 \times 10^{-3} m.s^{-1}$ a été retenue. De plus, la variation du coefficient de Chézy d'un facteur 10 (et donc du coefficient de frottement) s'est révélée sans réelle portée sur les élévations de M2 et M4 modélisées dans le golfe de Gascogne.

Durant ce travail, seule l'élévation de surface due à la marée a été étudiée en détails, les courants n'ayant fait l'objet d'aucune validation. Le modèle représente correctement la marée en terme d'élévation de surface sur la zone. Les caractéristiques majeures de la propagation sont retrouvées (propagation vers le Nord, amplification dans la baie du Mont Saint-Michel pour les ondes semi-diurnes). Un test de sensibilité a été effectué pour la modélisation de l'harmonique K1. Une différence très nette est apparue concernant les amplitudes obtenues selon la présence ou non du forçage conjoint par l'onde M2. En effet, des différences de l'ordre de 20 cm ont été observées entre les deux simulations dans la baie du Mont Saint-Michel. La présence de la marée partielle M2 contribue à augmenter la valeur du terme de dissipation de l'énergie par frottement sur le fond, ce qui a pour conséquence une source de dissipation supplémentaire pour K1 (et des amplitudes plus faibles). Ce résultat est important quant à la modélisation des marées barotropes et des marées baroclines, puisque pour représenter le phénomène dans sa globalité et tenir compte des non linéarités, il convient de forcer le modèle par un maximum d'harmoniques diurnes et semi-diurnes.

Cette étude a aussi permis de mettre en évidence la génération des harmoniques supérieures, dont l'onde M4. Concernant cette dernière, aucun forçage n'était appliqué aux frontières du modèle et les résultats se sont révélés localement fort éloignés des mesures marégraphiques. En effet, l'amplitude maximale modélisée pour M4 était de 3 cm à la côte dans le golfe de Gascogne, alors que les observations marégraphiques donnent des valeurs de plus de 20 cm sur la même zone, avec un maximum de 25 cm pour le marégraphe de La Pallice.

Un effort de modélisation a donc été entrepris afin de réduire les erreurs, notamment dans le cas des harmoniques M2 et M4. Pour cette dernière, nous disposons désormais des données de forçage issues du modèle MOG2D, qui nous fournit également les vitesses barotropes aux frontières pour toutes les composantes de la marée (ainsi que les élévations de surface consistantes avec ces courants), différence importante par rapport à la modélisation précédente. Non seulement la modélisation intègre de nouveaux forçages, mais la résolution du modèle est passée de 5 à 3 km par rapport à l'étude précédente, ce qui correspond à un désir d'accroître la résolution afin de représenter la topographie du fond de manière plus réaliste, tout en faisant un compromis en terme de coût de calcul.

La simulation de référence pour la modélisation régionale de la marée barotrope est forcée par les ondes M2, S2, N2, K1 et M4. Il s'agit des principales composantes de la marée sur

la zone choisie de manière à ce que l'on puisse les séparer à l'aide d'une analyse harmonique (selon les critères énoncés en partie 4.1.3).

9.2.2 La marée semi-diurne

a La marée partielle M2

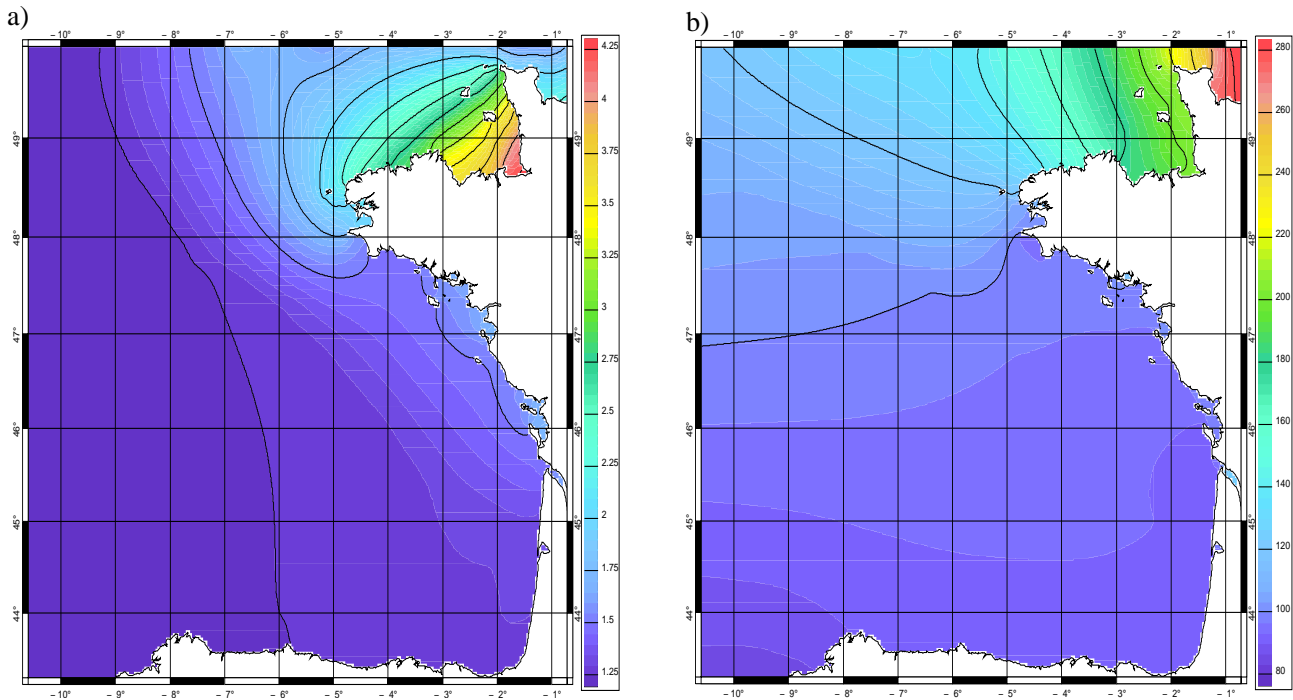


FIG. 9.3 – a) Amplitude (m) et b) phase ($^{\circ}$) de l'onde M2 issues de la simulation de référence SYMPHONIE.

D'après la figure 9.3, l'onde M2 modélisée possède les caractéristiques connues de la marée sur la zone. Sur la frontière Ouest du domaine, les amplitudes sont de l'ordre du mètre, avec une augmentation perpendiculairement à la côte vers les zones de petits fonds. Au niveau de la façade Atlantique, elles atteignent 1.7 m à la côte. Le phénomène de résonance est à l'origine des grandes amplitudes de M2 dans le fond de la baie du Mont Saint-Michel (jusqu'à 4.3 m).

La propagation se fait dans le sens des phases croissantes, i.e. du Sud au Nord dans le golfe de Gascogne, parallèlement à la côte, avec des phases qui passent de 90° au Sud du domaine à 100° au Sud de la Bretagne. Les lignes cotidales sont ensuite très rapprochées à partir de la pointe bretonne, ce qui correspond à une accélération de la propagation en direction de La Manche, accompagnée d'un changement de direction de propagation, vers l'Est (avec un déphasage de 130° entre Brest et Cherbourg). Dans la baie du Mont Saint-Michel, les lignes cotidales sont parallèles à la côte, les ondes sont stationnaires.

D'après la figure 9.4, les ellipses de courant associées à l'onde M2 sont orientées en direction du talus au-dessus de la plaine, avec des valeurs de 1 à 5 cm.s^{-1} , le maximum se situant au niveau de la frontière Sud du domaine. Dans le temps, le courant décrit une ellipse dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Puis au passage du talus les ellipses changent de polarisation et les courants sont intensifiés. Au-dessus du talus, les ellipses sont quasiment

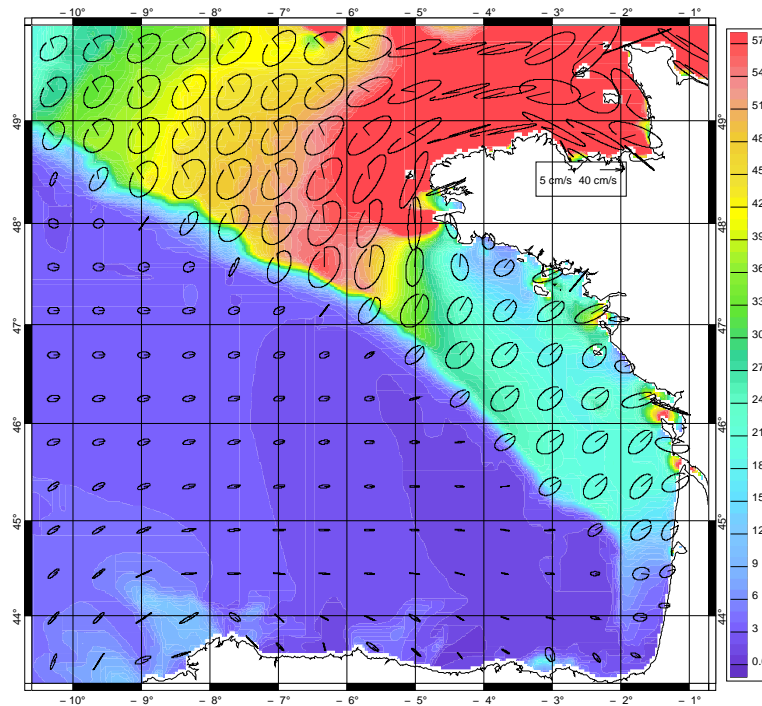


FIG. 9.4 – Ellipses et amplitudes ($cm.s^{-1}$) du courant de marée associé à l'onde M2 pour la simulation de référence SYMPHONIE. Les valeurs sont seuillées à $60 cm.s^{-1}$ mais elles dépassent $1 m.s^{-1}$ dans la baie du Mont Saint-Michel.

plates, c'est-à-dire que le courant est presque perpendiculaire au talus et se déplace en va-et-vient le long d'une ligne droite (on dit aussi qu'il est à renversement périodique). Sur le plateau du golfe de Gascogne, l'amplitude du courant est de $20 cm.s^{-1}$ environ, avec des accélérations locales à la côte où elle atteint $1 m.s^{-1}$ (c'est le cas de l'entrée de l'estuaire de la Gironde par exemple). Des valeurs élevées de l'amplitude du courant sont également observées au Nord-Est du Cap Finisterre avec $13 cm.s^{-1}$. Toutefois, c'est à l'entrée de la Manche et dans la baie du Mont Saint-Michel que les courants sont les plus intenses et leur amplitude atteint $1.5 m.s^{-1}$ sur le pourtour de la baie. A la côte, les ellipses sont parfois déformées sous l'effet de la friction.

La propagation est dirigée vers le Nord du domaine globalement, sauf au niveau du plateau où les courants sont dirigés vers la côte. L'inversion de polarisation à la côte du golfe de Gascogne prévue par la théorie BC n'est pas modélisée, probablement en raison de la résolution du modèle (3 km) et de l'absence de prise en compte des bancs découvrants (ce qui limite les pentes bathymétriques très proches des côtes).

b Les autres ondes semi-diurnes

Elles sont moins énergétiques et les amplitudes associées à ces ondes sont plus faibles, mais leur structure ressemble à celle de M2. C'est par exemple le cas de l'onde S2 (figure 9.5). Les lignes cotidales présentent la même représentation spatiale que pour l'onde M2, avec un déphasage de 30° au Sud du domaine par rapport à M2, qui atteint 45° à la frontière Est de la zone modélisée. La répartition du marnage est à peu près équivalente à celle de M2, avec un minimum de 0.4 m au-dessus de la plaine et un maximum qui est respectivement de 0.9 m à la côte sur la façade Atlantique et 1.5 m dans le fond de la baie du Mont Saint-Michel.

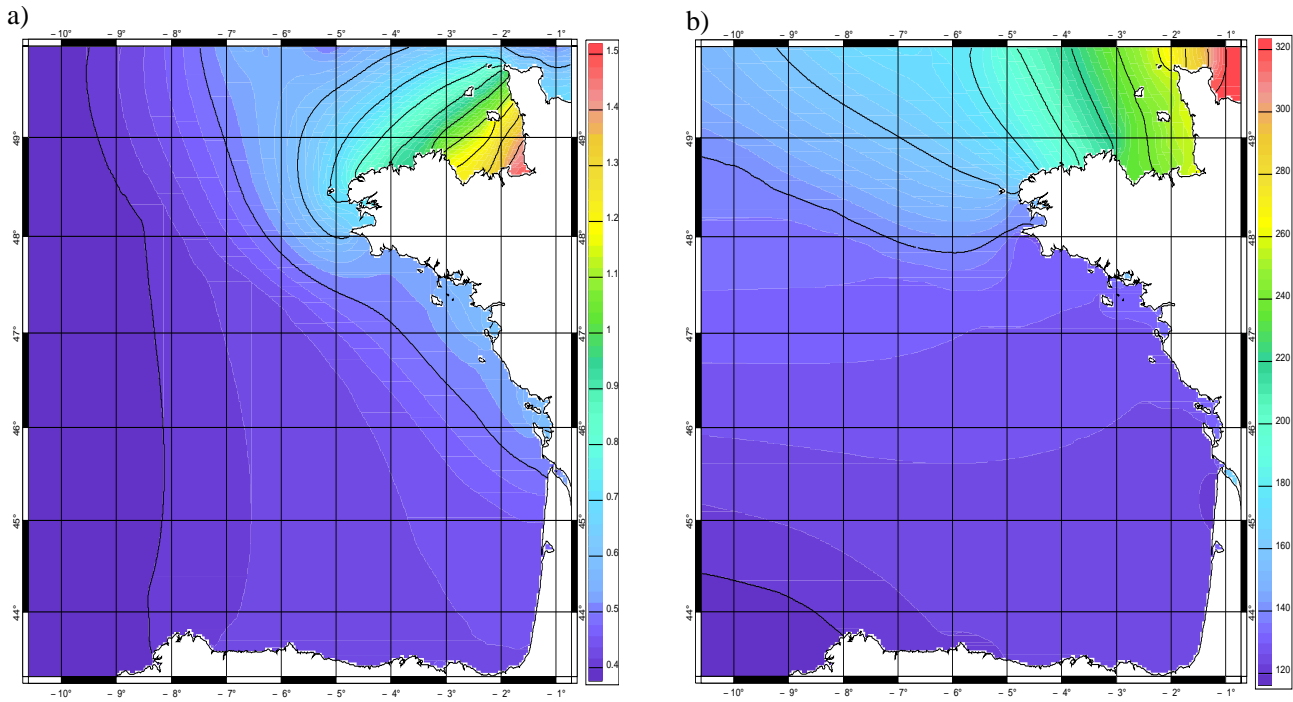


FIG. 9.5 – a) Amplitude (m) et b) phase (°) de l'onde S2 issues de la simulation de référence SYMPHONIE.

L'onde M2 présente donc le marnage le plus important, supérieur d'un facteur 3 environ à celui de S2, résultat en accord avec ce que décrit *Le Cann* (1990). Si la contribution de N2 à la marée totale est aussi inférieure, d'un facteur 5, par rapport à M2, ces ondes ne peuvent pas être négligées pour autant.

9.2.3 La marée diurne K1

La marée partielle K1 est beaucoup moins énergétique que la marée partielle M2. En effet, le scalogramme de l'élévation de surface pour une simulation impliquant ces deux ondes (figure 9.6) montre une puissance beaucoup plus faible dans la gamme de période de K1.

L'amplitude et la phase de l'onde K1 sont représentées sur la figure 9.7. Cette marée partielle diurne est amplifiée au Nord de la zone, dans la baie du Mont Saint-Michel, où son amplitude atteint 10 cm. Ce sont des valeurs beaucoup plus petites que pour l'onde M2 (avec plus de 4 m), bien qu'il s'agisse de l'onde diurne dominante. C'est en partie pourquoi on l'a souvent négligée dans le forçage de la modélisation des marées internes, en plus de la difficulté qui consiste à extraire les différentes composantes du spectre total de la marée interne modélisée. Pourtant, l'onde K1 possède des caractéristiques très intéressantes qui en font une onde originale. En effet, la carte d'amplitude de la figure 9.7 indique que les amplitudes sont maximum au-dessus de la plaine puis diminuent vers la côte, contrairement aux ondes semi-diurnes.

Comme pour la marée semi-diurne, les lignes cotidales sont plus resserrées à l'entrée de la Manche, bien que le déphasage ne soit plus que de 45° entre Brest et Cherbourg, et la propagation se fait du Sud vers le Nord au-dessus de la plaine. Par contre, dans la partie Nord du plateau du golfe de Gascogne, les lignes cotidales sont presque parallèles à

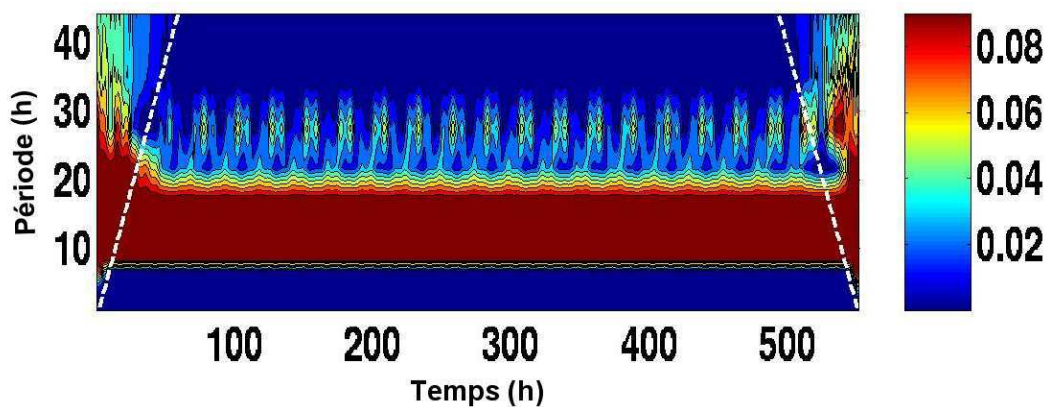


FIG. 9.6 – Scalogramme sur 23 jours de l'élévation de surface pour une simulation SYMPHONIE forcée par M2 et K1. La palette de couleur est seuillée pour faire apparaître la puissance relative des coefficients en ondelettes associée aux ondes diurnes K1.

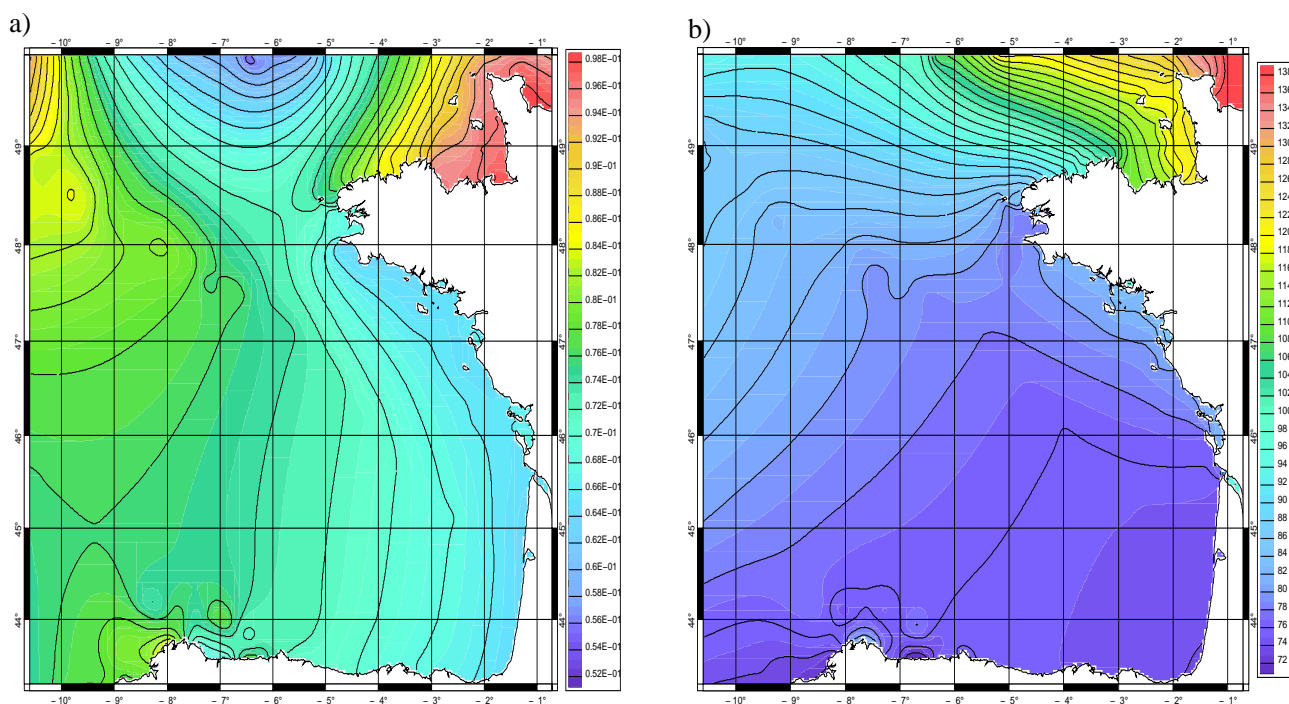


FIG. 9.7 – a) Amplitude (m) et b) phase (°) de l'onde K1 issues de la simulation de référence SYMPHONIE.

la côte. La propagation de l'onde K1 sur le plateau diffère beaucoup de la propagation de M2.

D'après la figure 9.7.a, il existe des cellules correspondant à des amplitudes plus élevées indiquant la présence d'ondes piégées au-dessus du talus au-delà de la latitude 47°N (ces structures sont cependant moins visibles sur la carte de phase). On distingue également ces structures vers le Cap Finisterre, à une latitude de 44°N. L'existence d'ondes piégées n'a pas été validée par les observations dans cette zone, mais nous avons vu que ce phénomène avait été observé dans d'autres régions du globe (p. 169).

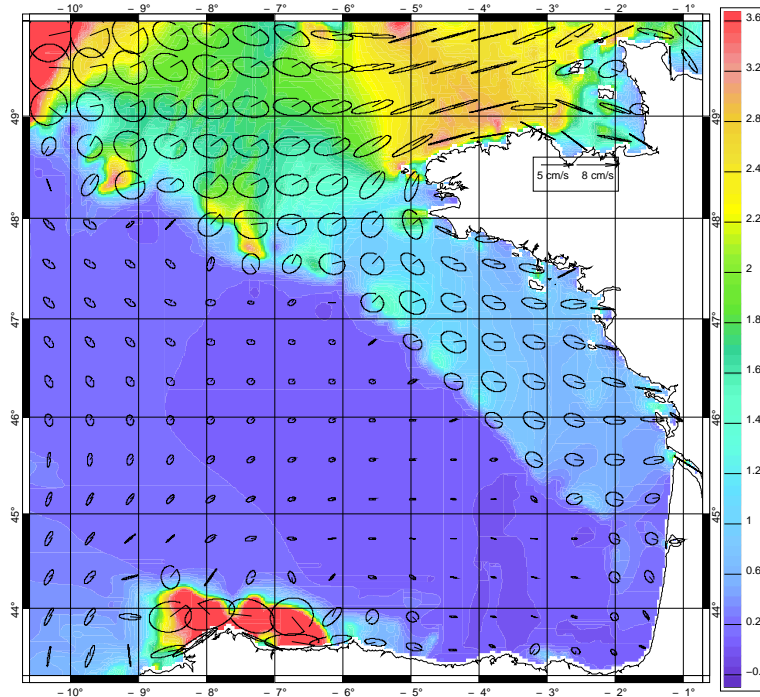


FIG. 9.8 – Ellipses et amplitudes ($cm.s^{-1}$) du courant de marée associé à l'onde K1 pour la simulation de référence SYMPHONIE. L'échelle de la palette de couleur est gaussienne avec un seuillage à $3.6 cm.s^{-1}$, mais le maximum est de $8 cm.s^{-1}$ au niveau du talus ibérique proche du Cap Finisterre.

De plus, les courants de la marée K1 sont accélérés au niveau des cellules correspondant aux ondes piégées (figure 9.8), ce qui est en accord avec ce qui était attendu après la discussion sur les propriétés de K1. Il semble en particulier que l'accélération soit maximale au niveau du talus à l'Est du Cap Finisterre, où l'amplitude des courants est de $8 cm.s^{-1}$, contre des valeurs inférieures à $1 cm.s^{-1}$ sur la plaine, de l'ordre de $1.2 cm.s^{-1}$ sur le plateau et $2.4 cm.s^{-1}$ à l'entrée de la Manche. La polarisation des courants change au-dessus du bas du talus, et globalement la propagation est dirigée vers le Nord de la zone. Sur le plateau, les courants sont orientés perpendiculairement à la côte, comme pour les ondes semi-diurnes M2 et S2. Les lignes cotidales sur la partie Nord-Est du plateau du golfe de Gascogne sont parallèles à la côte (figure 9.7), il serait donc possible qu'une onde de Kelvin se propage en direction de la côte d'après ces informations, au-delà de 46°N. Pour les latitudes inférieures, la présence d'ondes stationnaires est possible d'après ce qui a été dit en page 169. Or, le flux d'énergie calculé par le modèle MOG2D pour K1 (thèse de Letellier, 2004, fig. 11.12 p. 177)

est très faible sur le plateau du golfe de Gascogne, il se pourrait donc que nous soyons en présence d'une onde stationnaire sur tout le plateau.

L'onde K1 possède donc des propriétés sensiblement différentes des ondes semi-diurnes sur la zone d'étude. Mais ces propriétés ne sont à ma connaissance pas totalement validées expérimentalement, et il convient de considérer les résultats précédents avec prudence.

9.2.4 La marée quart-diurne M4

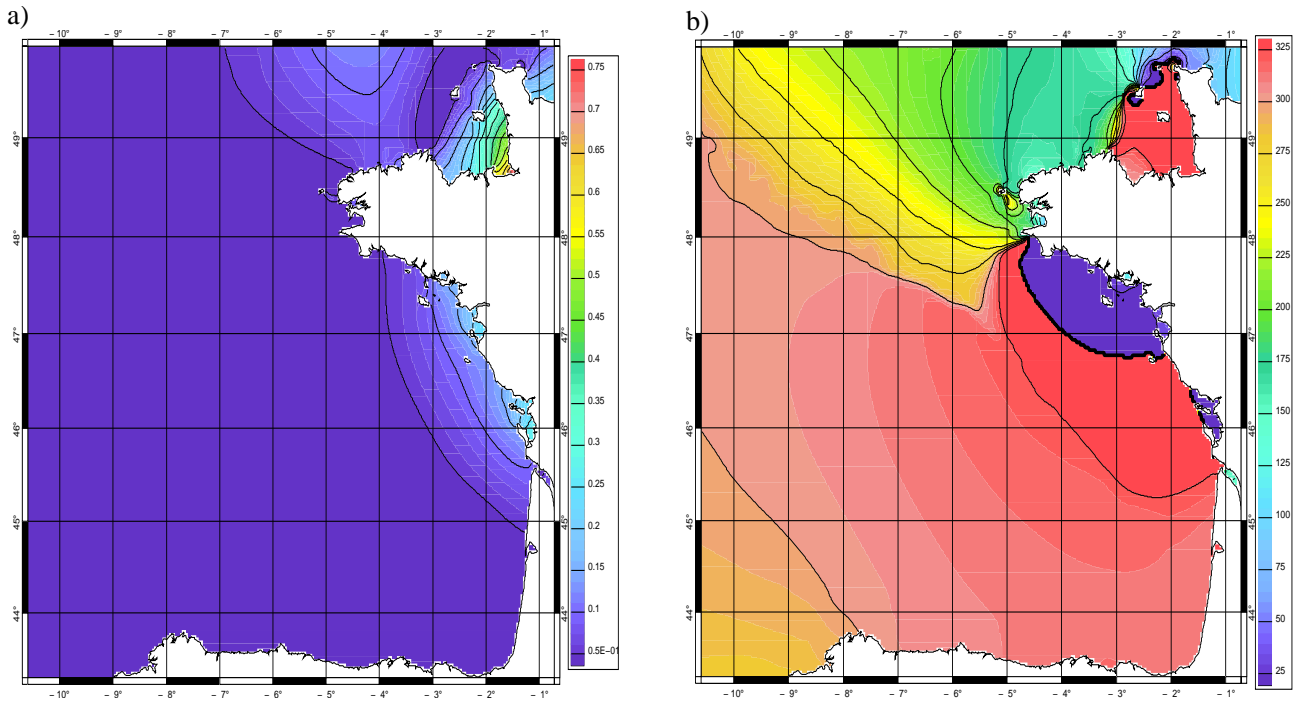


FIG. 9.9 – a) Amplitude (m) et b) phase (°) de l'onde M_4 issues de la simulation de référence SYMPHONIE.

D'après la figure 9.9, les amplitudes de M_4 , l'harmonique supérieure de M_2 la plus importante, ont une valeur plus élevée à la côte que sur la plaine sur la façade Atlantique (jusqu'à 25 cm à l'Est de l'île d'Oléron). Des maxima sont modélisés dans la baie du Mont Saint-Michel, avec des valeurs qui passent de 5 cm à l'entrée de la baie à 75 cm au fond. Toutefois, l'amplification est localisée sur une portion plus réduite de la baie que pour M_2 .

Du point de vue de la propagation, on peut noter la présence de deux amphidromes qui n'existent pas pour M_2 . Le premier est situé au niveau de l'île de Guernesey (49.5°N , 2.7°O) et le second au Sud de la pointe bretonne (vers 48°N , 4.7°O). Autour de ces points, la propagation se fait vers les phases croissantes c'est-à-dire dans le sens cyclonique.

Les courants associés à la propagation de l'harmonique supérieure M_4 sont représentés sur la figure 9.10. Ils sont maximum dans les zones peu profondes, comme dans le cas de M_2 , mais l'orientation des ellipses n'est pas la même, notamment au niveau du plateau entre 45°N et 47.5°N , où les courants sont orientés parallèlement au plateau et plus perpendiculairement.

Malgré des similitudes avec l'onde M_2 qui lui donne naissance, l'harmonique M_4 possède donc une dynamique qui lui est propre dans les zones peu profondes.

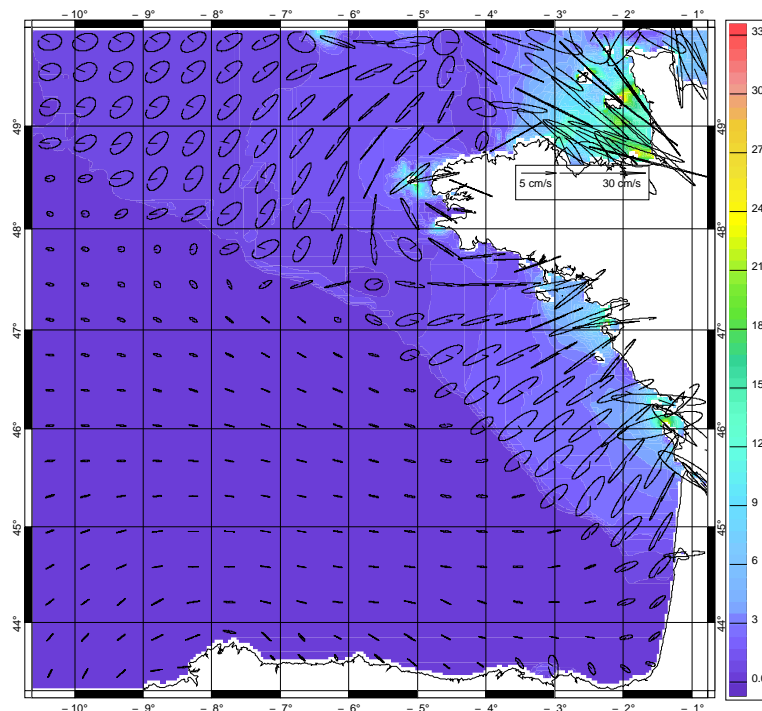


FIG. 9.10 – Ellipses et amplitudes (cm.s^{-1}) du courant de marée associé à l'onde M_4 pour la simulation de référence SYMPHONIE.

9.3 Validation de la marée modélisée

Pour valider la modélisation régionale réalisée à l'aide de la version barotrope du modèle SYMPHONIE, les solutions sont comparées dans un premier temps à celles qui ont servi à forcer le modèle (issues de MOG2D), puis aux observations indépendantes (recueillies par les marégraphes et les courantomètres).

9.3.1 Comparaison aux solutions du modèle MOG2D interpolées sur la grille à 3 km

La première étape du travail de validation consiste à vérifier que les caractéristiques de la marée modélisée par SYMPHONIE ne s'éloignent pas outre mesure de celles des données de forçage qui ont été validées sur la zone (Letellier, 2004).

a La marée semi-diurne M_2

D'après la figure 9.11, les solutions du modèle SYMPHONIE sont globalement assez proches de celles de forçage (et d'initialisation). Les principales différences apparaissent par petits fonds. En effet, à la pointe de Penmarc'h, au Sud-Ouest de la Bretagne, la ligne d'iso-amplitude 1.5 m (ou isomarnage 3 m) rejoint la côte pour la solution SYMPHONIE, alors que cette même ligne passe plus au Sud dans la solution MOG2D interpolée sur la grille à 3 km (figures 9.11.a et 9.11.b). L'iso-amplitude 1.25 m est légèrement décalée vers l'Est dans la solution SYMPHONIE. Cependant, en terme de différences d'amplitude, c'est dans la baie du Mont Saint-Michel qu'on trouve les plus grands écarts. Dans le fond de la baie,

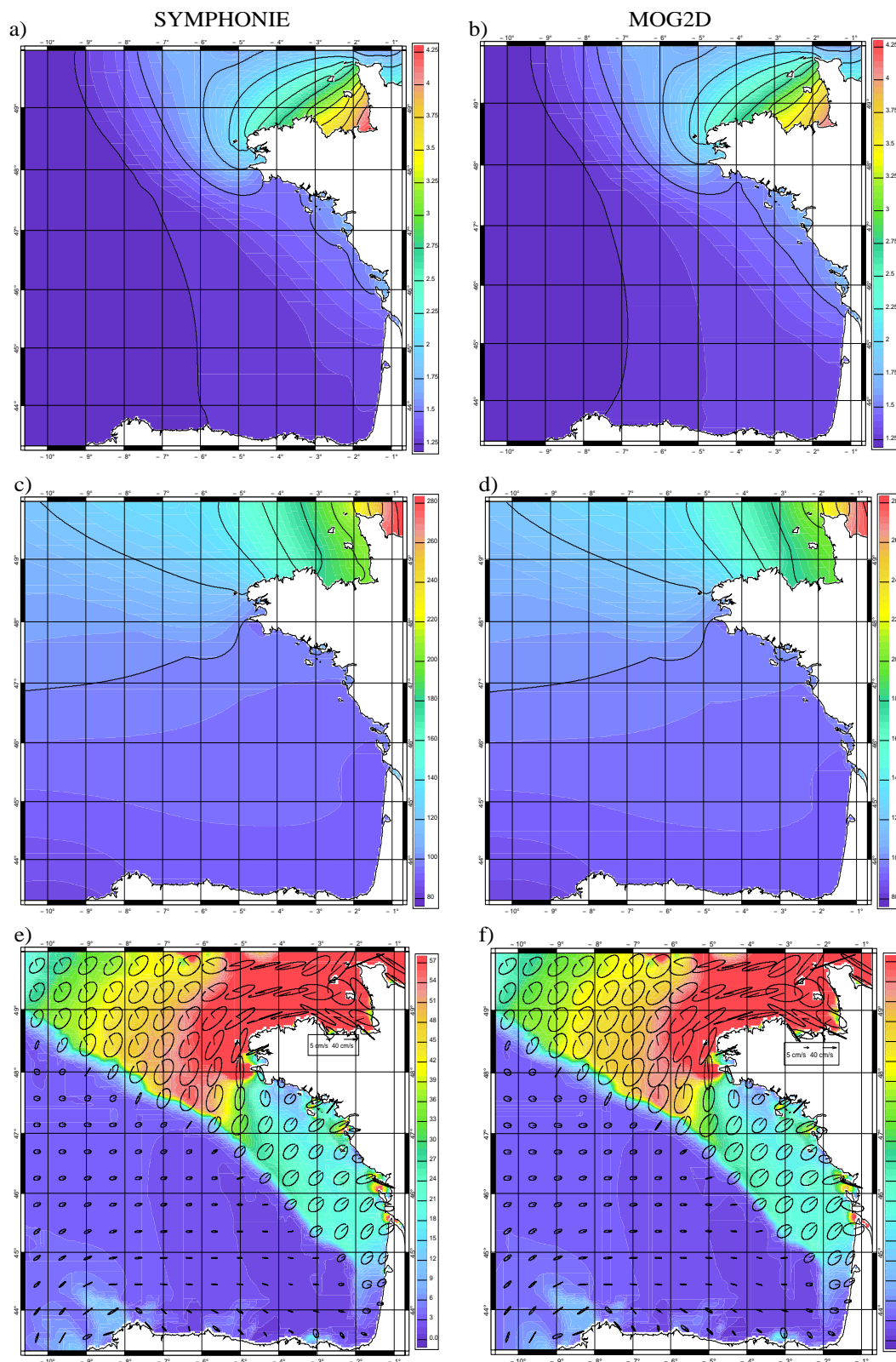


FIG. 9.11 – Comparaison des solutions modélisées par SYMPHONIE et des solutions de MOG2D interpolées sur la grille de SYMPHONIE pour l'onde M2. a) Amplitude (m) modélisée par SYMPHONIE, b) Amplitude (m) de la solution MOG2D interpolée, c) Phase (°) modélisée par SYMPHONIE, d) Phase (°) de la solution MOG2D interpolée, e) ellipses du courant modélisé par SYMPHONIE (cm.s⁻¹) et f) ellipses du courant de la solution MOG2D interpolée (cm.s⁻¹).

le modèle SYMPHONIE surestime de 12 cm l'amplitude de M2 par rapport à la solution de forçage MOG2D.

Le déphasage de la solution SYMPHONIE par rapport à celle de MOG2D est en revanche beaucoup moins marqué, et il faut vraiment une étude fine pour voir les différences tel que le léger déphasage vers l'embouchure de la Vilaine qui correspond à un déplacement vers l'Est de la ligne cotidale 100° dans la solution SYMPHONIE (figures 9.11.c et 9.11.d). En outre, la ligne cotidale 200° est présente dans la solution SYMPHONIE dans la baie du Mont Saint-Michel, alors qu'elle se situe plus à l'Est dans la solution de forçage. Néanmoins, sur l'ensemble du domaine, le déphasage reste très faible entre les deux solutions, et il n'excède pas 5° .

En ce qui concerne la comparaison en terme de courants, les ellipses des figures 9.11.e et 9.11.f indiquent que les solutions sont très proches. Le modèle SYMPHONIE surestime légèrement le courant par rapport à la solution MOG2D interpolée à la pointe des îles d'Oléron et de Noirmoutier, et inversement le sous-estime à l'embouchure de la Gironde.

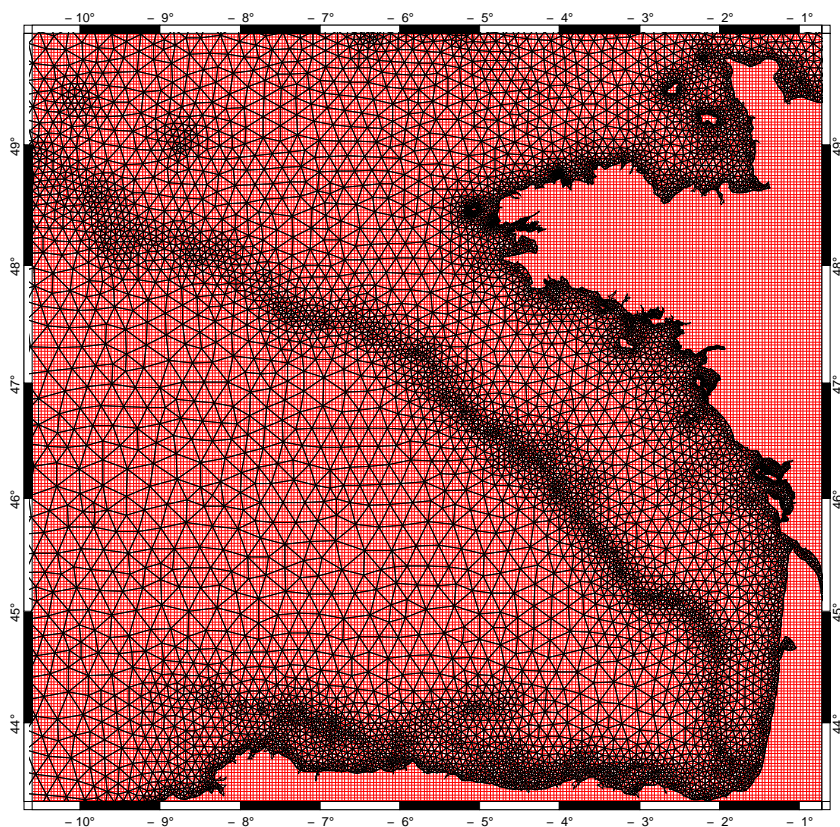


FIG. 9.12 – Grilles des modèles SYMPHONIE (maillage régulier de résolution 3 km en rouge) et MOG2D (grille aux éléments finis en noir).

Les solutions pour l'onde M2 sont très proches, en particulier par grands fonds. Le forçage y est donc prépondérant. Par contre, des différences apparaissent par petits fonds, où la dynamique du modèle joue alors un plus grand rôle. Les différences constatées dans la baie du Mont Saint-Michel et sur la façade Atlantique du golfe de Gascogne en terme d'élévation de surface, ainsi que dans les zones estuariennes en terme de courant barotrope peuvent

être attribuées aussi à une différence de résolution entre les deux modèles. En effet, alors que la résolution horizontale du modèle SYMPHONIE est de 3 km sur tout le domaine, la résolution de MOG2D dans le Nord-Est Atlantique est variable (figure 9.12). Selon *Letellier* (2004), elle descend au-dessous de 1 km localement, dans certaines baies, et varie de 2 à 15 km sur le plateau, en ne dépassant pas 5 km sur le talus, tandis qu'au large le maximum est de 30 km. Il se peut donc que des différences de résolution et de bathymétrie apparaissent, ce qui modifie les caractéristiques des ondes externes générées, surtout dans les zones de faibles profondeurs où la topographie est rapidement variable (l'un des modèles peut négliger la représentation de processus sous-mailles importants) et où une faible modification de la profondeur localement entraîne une différence significative en terme de vitesse de phase par exemple ($c = \sqrt{gH}$).

b La marée diurne K1

Comme pour l'onde M2, la figure 9.13 indique que des différences entre les solutions apparaissent dans les zones peu profondes (Cap Finistère, baie du Mont Saint-Michel et façade Atlantique française). Cependant, la différence majeure réside dans la représentation des ondes piégées par SYMPHONIE, alors que ces structures sont quasiment absentes de la solution MOG2D reprojétée sur la même grille. Le modèle SYMPHONIE représente donc les ondes piégées de manière amplifiée par rapport à MOG2D, peut-être en raison de la résolution plus fine du premier, au niveau du talus et du Cap Finistère. Dans le fond de la baie du Mont Saint-Michel, les amplitudes modélisées par SYMPHONIE sont équivalentes à elles de MOG2D (environ 10 cm, avec une légère sous-estimation de SYMPHONIE de l'ordre de 0.5 cm). Or, d'après *Pairaud* (2002), la présence du forçage par M2 simultanément à K1 provoque l'augmentation du terme de dissipation de l'énergie par frottement, donc une dissipation supplémentaire de K1 et des amplitudes plus faibles. Ce processus est donc correctement représenté par le modèle SYMPHONIE comparativement à MOG2D puisque la différence d'amplitudes est très petite (le coefficient de traînée est le même dans les deux modèles, le frottement est paramétré de la même manière).

Les solutions pour l'onde diurne K1 sont proches, mais la différence majeure concerne la représentation des ondes piégées par SYMPHONIE alors qu'on les devine plus difficilement dans la solution de forçage et d'initialisation, probablement grâce à une meilleure résolution dans les zones de piégeage.

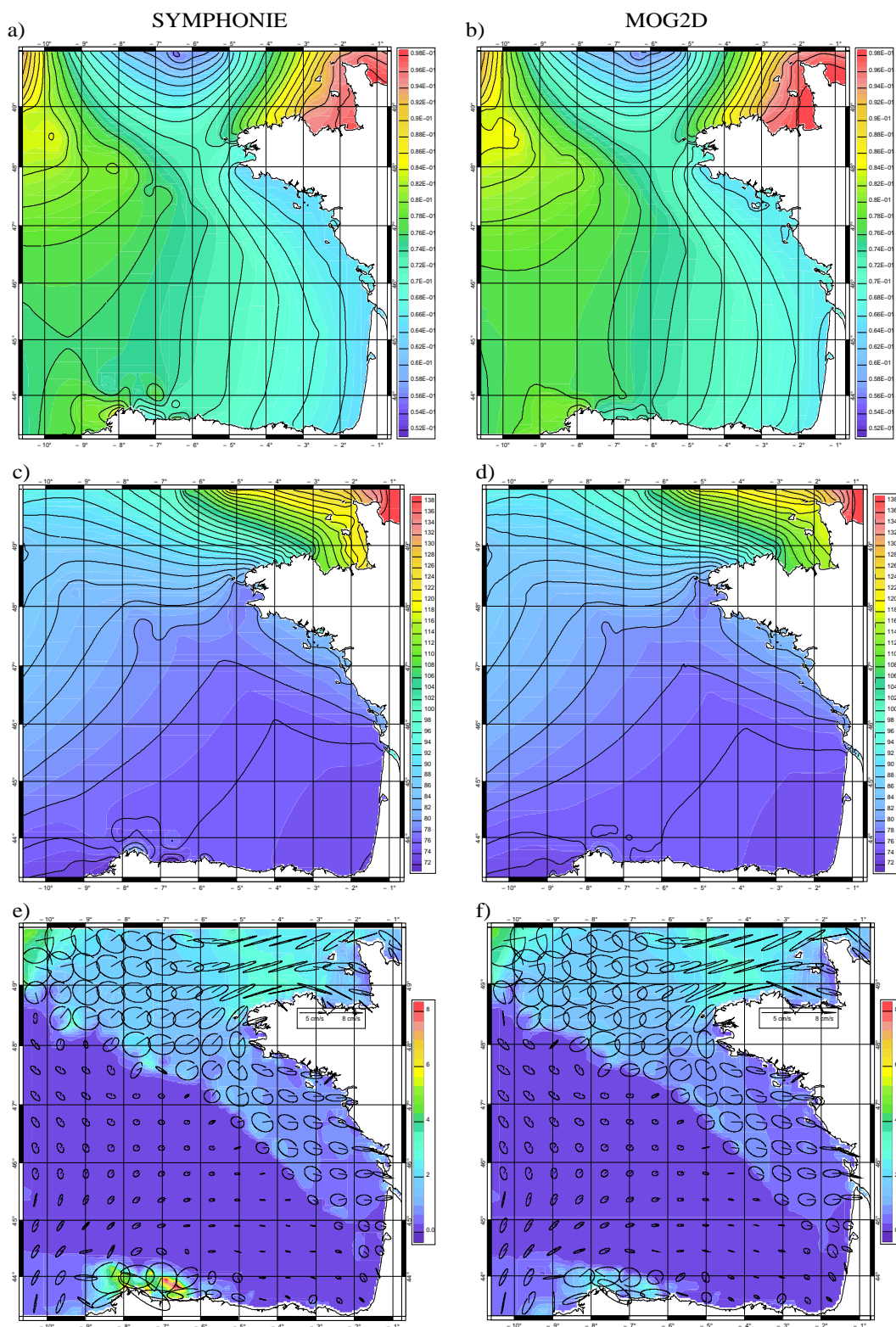


FIG. 9.13 – Comparaison des solutions modélisées par SYMPHONIE et des solutions de MOG2D interpolées sur la grille de SYMPHONIE pour l'onde K1. a) Amplitude (m) modélisée par SYMPHONIE, b) Amplitude (m) de la solution MOG2D interpolée, c) Phase (°) modélisée par SYMPHONIE, d) Phase (°) de la solution MOG2D interpolée, e) ellipses du courant modélisé par SYMPHONIE (cm.s^{-1}) et f) ellipses du courant de la solution MOG2D interpolée (cm.s^{-1}).

c La marée quart-diurne M4

Comme dans le cas de l'onde M2 qui lui donne naissance, l'amplitude de l'élévation de la surface de l'harmonique M4 est surrestimée dans la solution SYMPHONIE (de 15 cm environ) comparée à celle de MOG2D, dans le fond de la baie du Mont Saint-Michel (figures 9.14.a et 9.14.b).

Le point amphidromique au Sud de Penmarc'h n'est pas situé au même endroit dans les deux solutions (figures 9.14.c et 9.14.d). Or, aucun déphasage important n'avait été constaté pour M2 dans cette région. Il semble donc que ce soit la dynamique propre de cette harmonique qui soit à l'origine de la différence. De plus, la phase modélisée pour M4 s'écarte de la solution de forçage au niveau de la frontière Ouest, avec une ligne cotidale 300° qui coupe la frontière vers 49.1° dans le modèle alors qu'elle est parallèle à cette dernière dans la solution MOG2D. Ceci implique que la dynamique du modèle joue un rôle important y compris à la frontière Ouest et que le forçage n'y est donc pas aussi prépondérant que dans le cas de M2.

Par contre, la comparaison des ellipses de courant représente une nouvelle fois une surrestimation du courant de SYMPHONIE par rapport à celui de MOG2D à la fréquence de M4 dans la baie du Mont Saint-Michel et au niveau des îles d'Oléron et Noirmoutier. Mais il s'agit de différences dans des zones très localisées, qui n'affectent pas la solution dans la zone du talus par exemple.

La figure 9.15 présente la comparaison entre les lignes d'iso-amplitude du courant modélisé, celles du courant forçant et celles des cartes de courants de marée modélisées dans les années 80 d'après un modèle numérique et analytique (*Letellier*, 2004). La comparaison des solutions indique que les lignes d'iso-amplitude sont très proches dans les trois cas, à la résolution des modèles près et avec une surestimation pour SYMPHONIE, sans que la structure change.

Les solutions du modèle SYMPHONIE sont proches de celles de MOG2D interpolées sur la grille à 3 km pour M4.

d Bilan de la comparaison des solutions SYMPHONIE et MOG2D

Les différences entre les deux solutions restent localisées dans le cas des ondes M2, M4 et K1, et elles sont minimales en terme de courant, ce qui est de la plus haute importance puisque c'est l'interaction de ces courants avec la bathymétrie qui est à l'origine de la génération des marées internes. Parmi les facteurs capables d'expliquer les différences constatées entre les solutions en terme d'amplitude, la différence de résolution doit jouer un rôle important et la grille aux éléments finis du modèle MOG2D représente mieux le trait de côte.

Il est aussi probable que la durée de simulation inférieure dans le cas de SYMPHONIE (60 jours contre plusieurs mois pour MOG2D, typiquement 9 dans les résultats présentés dans la thèse de *Letellier*) et la prise en compte d'un spectre réduit à 5 ondes (contre 49 pour MOG2D) soient à l'origine d'une représentation différente de ces ondes par notre configuration du modèle SYMPHONIE.

De plus, le coefficient de "wave drag" paramétré dans MOG2D pour représenter la dissipation d'énergie par les ondes internes est absent de la modélisation réalisée avec la version barotrope de SYMPHONIE, puisque les ondes internes sont modélisées à l'aide de la version tri-dimensionnelle.

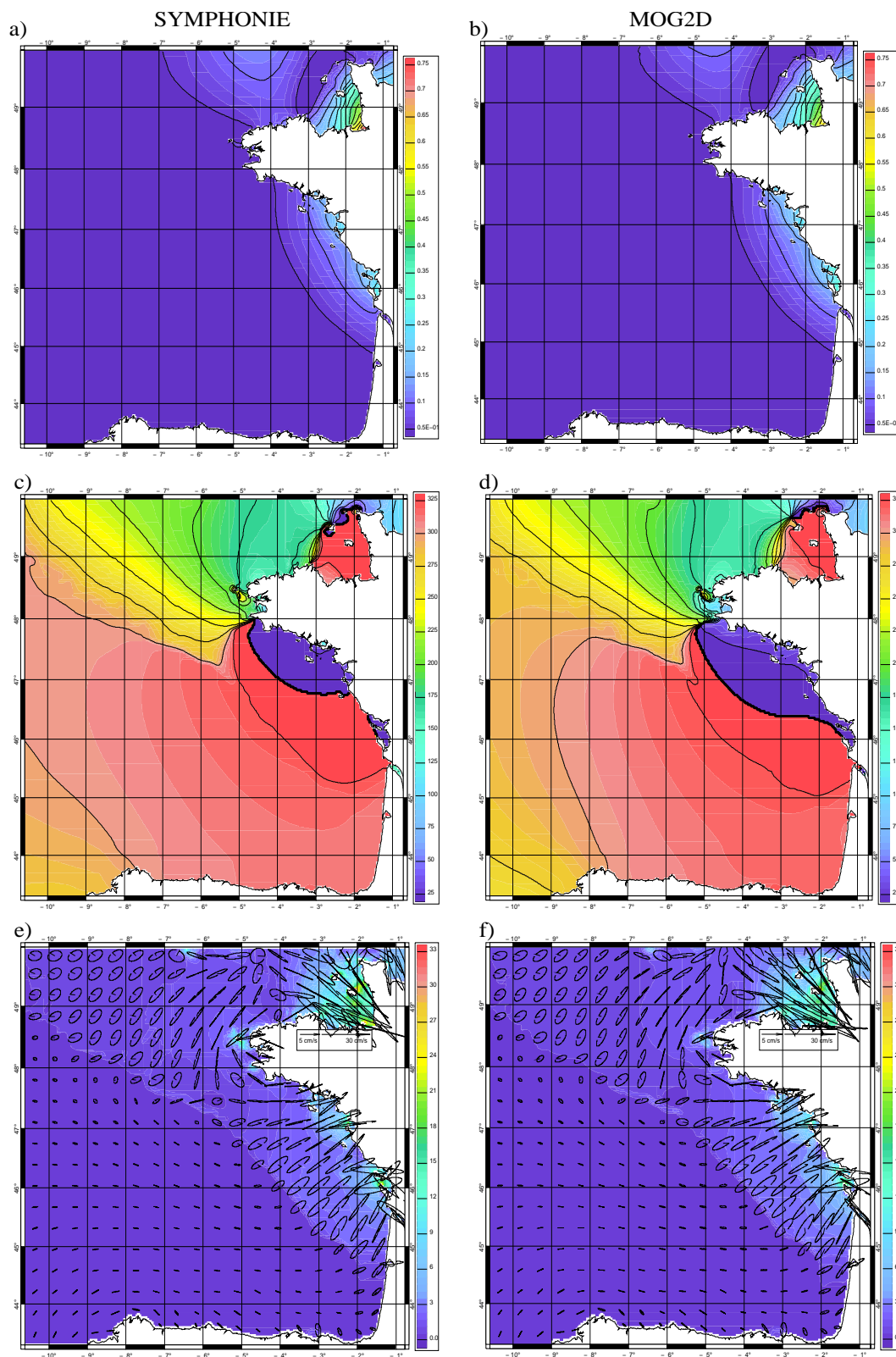


FIG. 9.14 – Comparaison des solutions modélisées par SYMPHONIE et des solutions de MOG2D interpolées sur la grille de SYMPHONIE pour l'onde M4. a) Amplitude (m) modélisée par SYMPHONIE, b) Amplitude (m) de la solution MOG2D interpolée, c) Phase (°) modélisée par SYMPHONIE, d) Phase (°) de la solution MOG2D interpolée, e) ellipses du courant modélisé par SYMPHONIE (cm.s⁻¹) et f) ellipses du courant de la solution MOG2D interpolée (cm.s⁻¹).

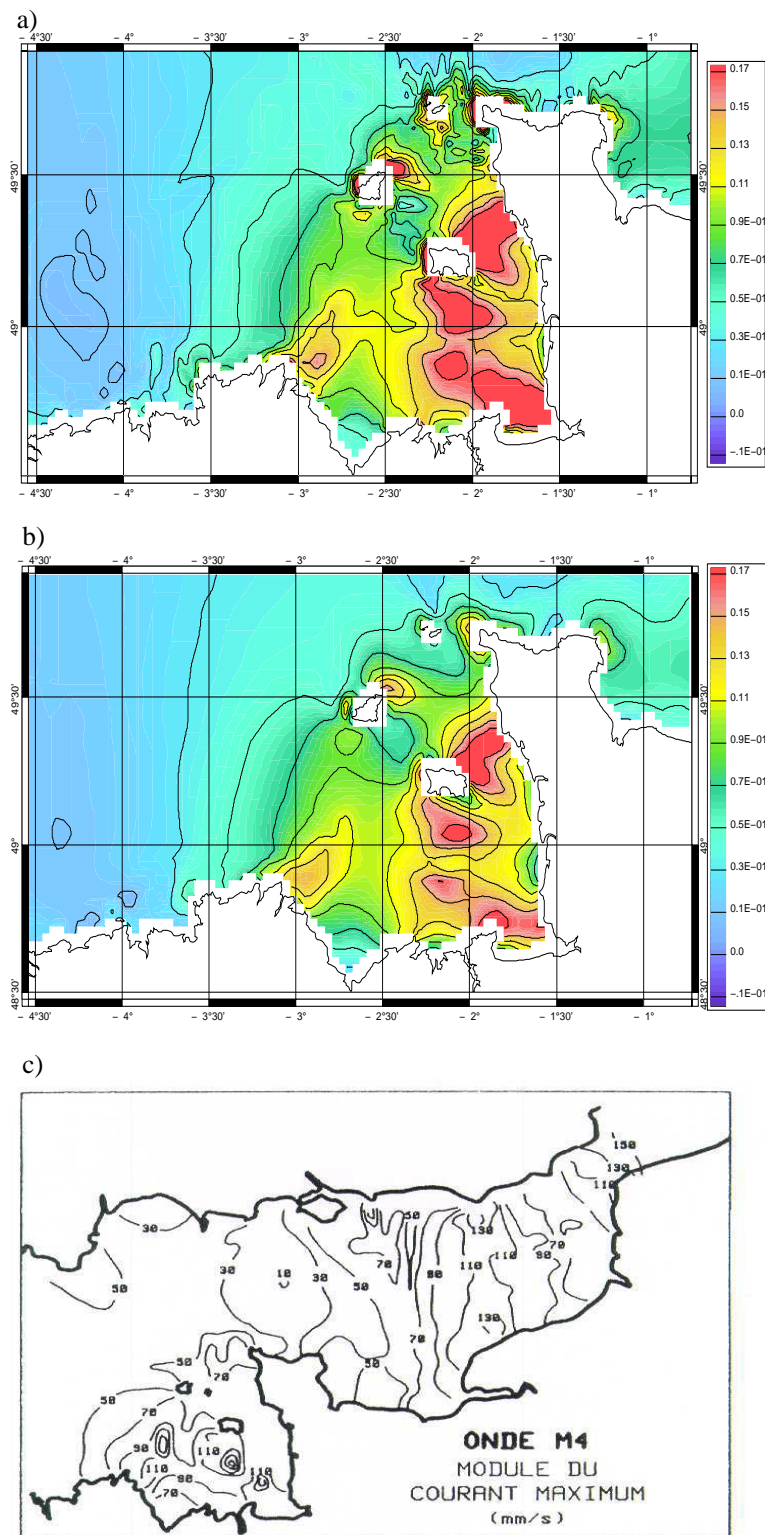


FIG. 9.15 – Comparaison des courants modélisés par SYMPHONIE, MOG2D (interpolés sur la grille de SYMPHONIE) et ceux de (Fornerino, 1982) pour l'onde M₄ dans la baie du Mont Saint-Michel. a) Amplitude (cm.s⁻¹) et isolignes de courant de marée M₄ modélisées par SYMPHONIE, b) amplitude (cm.s⁻¹) et isolignes de courant de marée M₄ modélisées par MOG2D et interpolées sur la grille de SYMPHONIE et c) isolignes d'amplitude (mm.s⁻¹) des courants de marée M₄ dans la Manche [Source : thèse de Fornerino (1982)].

9.3.2 Comparaison aux observations

a Comparaison des solutions d'élévation de surface modélisées à celles des observations marégraphiques

Les marégraphes utilisés pour la comparaison sont décrits au chapitre 3.1. D'après la figure 9.16, les différences entre les solutions de SYMPHONIE et les données marégraphiques sont plus importantes près de la côte pour M2, K1 et M4. Le cas de M2 est le plus spectaculaire, puisqu'on passe de différences de l'ordre du centimètre pour la comparaison aux marégraphes pélagiques du large de la Bretagne à des valeurs 4 à 30 fois supérieures près des côtes. Les plus grosses erreurs, qui correspondent aux plus gros cercles rouges sur la figure, sont situées dans la baie du Mont Saint-Michel, pour le marégraphe de Saint-Hélier, et à Cherbourg.

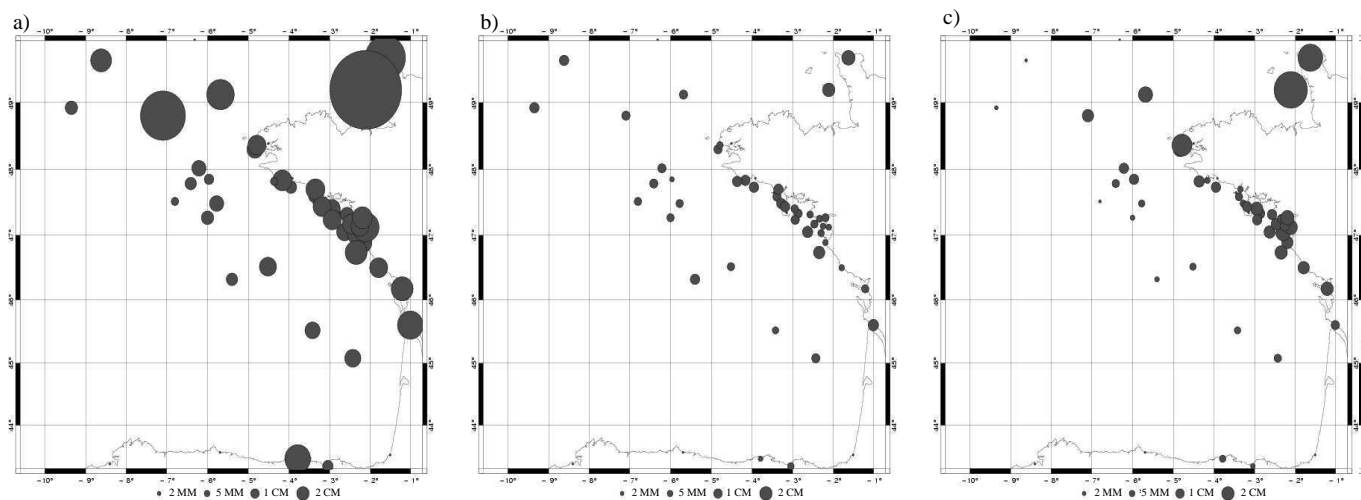


FIG. 9.16 – Comparaison des solutions d'amplitude-phase d'élévation de la surface de SYMPHONIE aux marégraphes. Module (cm) de l'erreur complexe (sous la forme $A_{err}e^{iG_{err}}$) de chaque solution multipliée par $\frac{1}{\sqrt{2}}$ pour a) l'onde M2, b) l'onde K1 et c) l'harmonique M4. Plus le cercle est gros, plus l'erreur du modèle par rapport à l'observation est importante.

Une comparaison est réalisée pour voir si les erreurs associées aux modèles à la côte et au large ont la même tendance. Dans un premier temps, les solutions modélisées sont confrontées à celles des marégraphes pélagiques, puis des marégraphes côtiers pour l'onde M2 (figure 9.17). Dans les deux cas, une surestimation de l'amplitude ou de la phase par MOG2D se traduit également par une surestimation pour SYMPHONIE (et inversement), les deux solutions modélisées ont donc globalement le même comportement. Pour les points situés en zone profonde, il est toutefois difficile de dégager une tendance, bien que pour les points considérés on puisse pencher pour une sous-estimation de l'amplitude par les modèles. Ceux-ci se partagent la meilleure estimation pour la moitié des points chacun, donc il n'y a pas de meilleure solution pour les points situés au niveau du talus et de la plaine. En revanche, la comparaison à la côte indique une meilleure représentation des amplitudes par les solutions de forçage MOG2D (grille aux éléments finis). Les solutions des modèles ont toutes deux tendance à surestimer l'amplitude, avec un écart encore plus marqué pour SYMPHONIE qui atteint 5 cm en plusieurs points. Globalement, les modèles ont également tendance à sous-estimer le déphasage, bien que ce soit moins net que la tendance à l'amplification pour

l'amplitude.

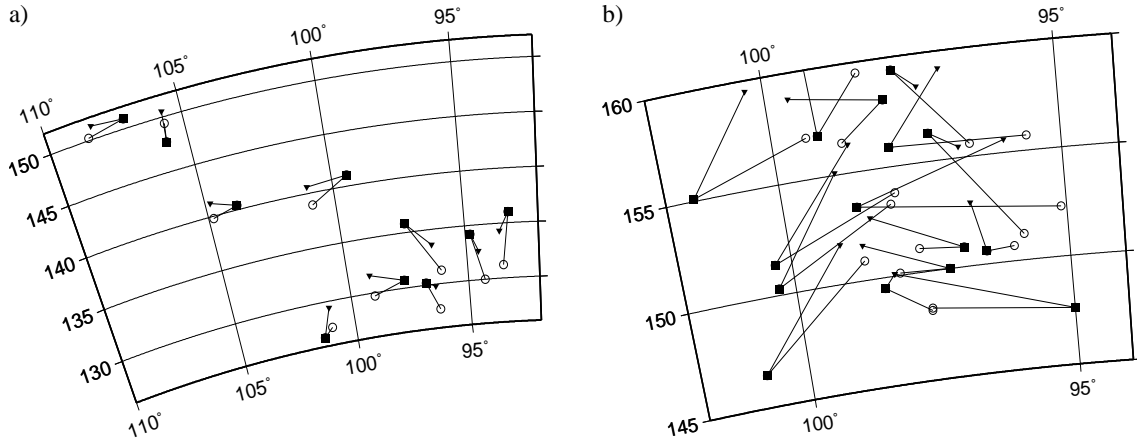


FIG. 9.17 – Comparaison des solutions du modèle SYMPHONIE et du forçage par MOG2D aux observations pour des marégraphes pélagiques (a) et pour des marégraphes côtiers (b). Les valeurs indiquées correspondent aux amplitudes (cm) et phases ($^{\circ}$). L'observation est représentée par un carré plein, la solution MOG2D interpolée par un rond vide et la solution SYMPHONIE par une flèche. Plus l'angle formé par les deux traits en chaque point de comparaison est important, plus les solutions de SYMPHONIE et du forçage par MOG2D sont différentes en terme d'amplitudes. Plus la taille des lignes est différente, plus les solutions sont éloignées en terme de phase.

Il apparaît donc souhaitable de distinguer les deux types de marégraphes : les marégraphes côtiers, qui sont situés dans les zones peu profondes et généralement mouillés dans les ports, et les marégraphes pélagiques, au niveau du talus et de la plaine, qui restent en place moins longtemps (de un à quelques mois contre plusieurs années pour ceux des ports). Les erreurs des solutions modélisées comparées aux observations n'ont pas la même tendance, ni la même origine, dans ces deux zones.

Les tableaux 9.2, 9.3 et 9.4 indiquent les différences entre les solutions marégraphiques et celles de SYMPHONIE et du forçage. Soit η_{sym}^i l'élévation de surface due à la propagation de la marée partielle considérée avec i l'indice de la position de comparaison pour le modèle SYMPHONIE. On note de la même manière η_{obs}^i pour l'observation. La différence est donnée par :

$$e_i = \eta_{obs}^i - \eta_{sym}^i \quad (9.9)$$

L'erreur complexe moyenne $\bar{e} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n e_i$ peut être décomposée en amplitude (A_{err}) et phase (G_{err}). Le module de l'erreur complexe moyenne Mod_{err} donné dans les tableaux correspond à $\frac{1}{\sqrt{2}} A_{err}$ et on donne également l'erreur sous forme de RMS ("Root Mean Square"). La RMS de l'erreur complexe par rapport à la moyenne s'écrit :

$$\sqrt{\frac{\sum_i |e_i - \bar{e}|^2}{2n}} \quad (9.10)$$

et la RMS de l'erreur complexe par rapport à 0 :

$$\sqrt{\frac{\sum_i |e_i|^2}{2n}} \quad (9.11)$$

où $|e_i|$ correspond au module de e_i .

Onde	SYMPHONIE				MOG2D 3 km			
	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)
M2	4.1	113.1	12.5	12.8	0.8	69.8	8.8	8.8
K1	1.1	309.5	0.7	1.1	1.3	304.9	0.7	1.1
M4	0.9	106.4	3.0	3.1	0.7	177.2	2.3	2.4

TAB. 9.2 – Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE et MOG2D (interpolée sur la grille à 3 km) avec 42 marégraphes. De gauche à droite dans le tableau : module de l’erreur complexe moyenne, phase de l’erreur complexe moyenne, RMS sur l’erreur complexe par rapport à la moyenne et RMS de l’erreur complexe par rapport à 0.

Lorsque l’on prend en compte l’ensemble des marégraphes (tableau 9.2), la comparaison des solutions SYMPHONIE et MOG2D interpolée est différente en fonction des composantes du spectre de marée. Pour l’onde semi-diurne M2, dont l’influence est déterminante dans le signal total de marée, la RMS de l’erreur complexe est de 12.8 cm pour SYMPHONIE contre 8.8 cm (soit 30 % de moins) dans la solution MOG2D interpolée. Le modèle SYMPHONIE a donc tendance à dégrader la solution aux points de comparaison. Le module de l’erreur complexe moyenne est de 4.1 cm. C’est beaucoup plus que les 0.8 cm de la solution MOG2D, et cela implique une RMS par rapport à l’origine plus importante que la dispersion des erreurs représentée par la RMS par rapport à la moyenne (12.5 cm pour SYMPHONIE). Pour l’onde semi-diurne K1, la RMS est la même pour les deux solutions (1.1 cm) pour un module de l’erreur complexe moyenne de 1.1 cm pour SYMPHONIE. Cette valeur est de 1.3 cm pour la solution MOG2D de forçage, la modélisation SYMPHONIE a donc tendance à mieux représenter cette onde. Enfin, pour l’harmonique M4, on peut faire le même constat que pour M2, l’erreur est plus importante pour la configuration du modèle SYMPHONIE utilisée, le module de l’erreur est de 0.9 cm au lieu de 0.7 cm et les erreurs sont plus dispersées.

Onde	SYMPHONIE				MOG2D 3 km			
	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)
M2	4.6	31.9	7.7	8.4	4.0	9.1	7.4	7.9
K1	1.2	318.9	0.5	1.0	1.2	315.3	0.5	1.0
M4	1.0	86.1	0.8	1.1	0.6	84.6	0.8	0.9

TAB. 9.3 – Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE et MOG2D (interpolée sur la grille à 3 km) avec 13 marégraphes pélagiques.

Si on considère les comparaisons au large, le tableau 9.3 indique que les modules de l’erreur moyenne et les RMS sont à peu près identiques pour M2 et M4 entre les deux solutions, et strictement égales pour K1. Ces valeurs sont de l’ordre de 4 cm pour l’amplitude de l’erreur

complexe et de 8 cm pour la RMS. Les erreurs à la côte sont plus importantes pour M2 et M4, mais à peu près identiques pour K1, d'après le tableau 9.4. La RMS sur l'erreur complexe associée à la solution SYMPHONIE pour M2 atteint 14.5 cm. Une surestimation de l'amplitude avait déjà été observée à la côte et sur le plateau dans les modélisations de *Vincent et Le Provost* (1988) et de *Le Cann* (1990).

Onde	SYMPHONIE				MOG2D 3 km			
	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)
M2	6.2	133.8	13.8	14.5	1.7	149.2	9.1	9.2
K1	1.1	304.7	0.8	1.1	1.2	299.8	0.8	1.1
M4	0.9	116.9	3.7	3.7	1.2	192.6	2.7	2.8

TAB. 9.4 – Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE et MOG2D (interpolée sur la grille à 3 km) avec 28 marégraphes côtiers.

Globalement, la solution pour K1 présente les mêmes erreurs dans la solution du modèle SYMPHONIE et dans celle de MOG2D interpolée à 3 km, que ce soit au large ou à la côte. Par contre, la comparaison pour M2 et M4 indique que les erreurs sont plus proches au large qu'à la côte, où la solution SYMPHONIE a tendance à les amplifier.

La différence la plus importante entre observations et modèles concerne le marégraphe situé dans le port de Saint-Hélier à la côte de l'île de Jersey (réseau RONIM). L'amplitude modélisée est surestimée de 15 cm par SYMPHONIE, pour une valeur mesurée de 333 cm. Plusieurs facteurs peuvent contribuer à expliquer cette différence. D'abord, le marégraphe est situé dans un port, ce qui le rend sensible à la topographie locale qui est rapidement variable. De plus, le modèle ne représente pas les bancs découvrant en zones de faibles fonds (typiquement, les zones où la profondeur est inférieure à 10 m). A cela, il faut également ajouter le fait que la simulation est barotrope, et donc qu'elle ne prend pas en compte les effets tridimensionnels de l'océan sur la marée modélisée. Par contre, l'erreur de la solution MOG2D interpolée à 3 km est seulement de 5 cm, soit trois fois moins importante (figure 9.18.a), même si les deux modèles ont tendance à surestimer la marée M2 à cet endroit. Or, d'après la figure 9.18.b, la grille de MOG2D possède une résolution équivalente mais elle décrit mieux le contour côtier, un noeud se trouve non loin du marégraphe pour MOG2D : la marée modélisée par les deux modèles est très sensible à cette différence en ce point, ainsi qu'à la différence de bathymétrie qui en découle.

Les différences très importantes associées à cette comparaison entre modèles et données doivent donner lieu à une augmentation non négligeable de l'erreur moyenne et en particulier de la RMS associée.

Malgré des différences marquées localement, la solution de marée SYMPHONIE est validée en terme d'élévation de surface. Bien que la solution pour l'onde M2 soit moins bonne à la côte que celle de MOG2D interpolée, entre autre à cause d'une résolution dégradée, les comparaisons au niveau du talus se révèlent très satisfaisantes, or c'est l'endroit où sont générées les marées internes, donc le plus important dans le cadre de cette étude.

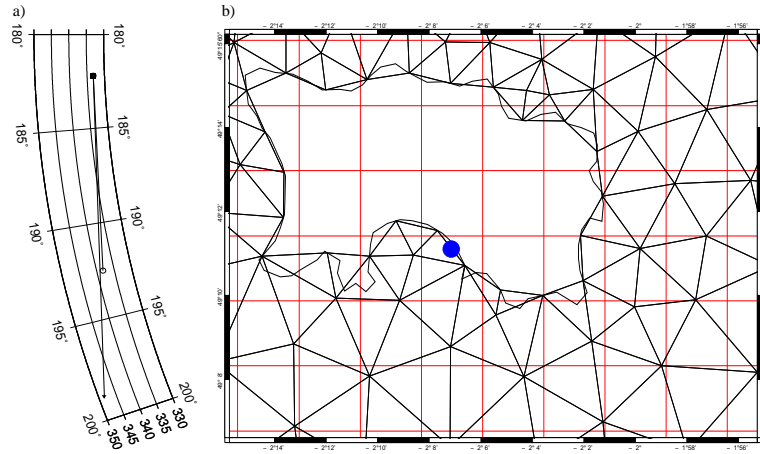


FIG. 9.18 – a) Amplitude (cm) et phase ($^{\circ}$) de l'onde M2 à St-Héliier pour l'observation (carré), la solution MOG2D interpolée (rond) et la solution SYMPHONIE (flèche). b) Comparaison des grilles des modèles SYMPHONIE (maillage régulier de résolution 3 km en rouge) et MOG2D (grille aux éléments finis en noir) au niveau du marégraphe de St-Héliier (en bleu).

b Comparaison des courants modélisés aux observations des courantomètres

Malgré la difficulté qui consiste à comparer les courants modélisés aux observations, une tentative de comparaison est effectuée avec des données de courantomètres au niveau de la Bretagne, en englobant le plateau et une zone plus au large. Pour ce faire, les observations sont considérées selon leur position géographique. Les courants de marée barotropes modélisés sont comparés aux courants moyennés sur la verticale provenant des observations. Comme il est parfois difficile d'obtenir un courant moyen sur la verticale à partir de données dont les immersions sont très disparates, on s'assure toujours que les ellipses ne changent pas d'orientation et de taille avec la profondeur lorsqu'on ne dispose que de quelques immersions différentes. C'est pour cela que le nombre d'observations choisies pour la comparaison est assez réduit par rapport aux observations disponibles.

Sur la figure 9.19, on voit que les ellipses de différences des solutions ont un grand axe particulièrement important au niveau d'Ouessant, associé à une sous-estimation importante des courants modélisés. Il s'agit en fait d'une zone très sensible puisque les courants sont accélérés à ce niveau et se dirigent vers la Manche le long de la côte, tandis qu'ils sont dirigés vers la mer d'Irlande plus à l'Ouest. La différence observée est liée à la résolution du modèle, sa bathymétrie et l'absence de bancs découvrant.

Ailleurs, les comparaisons sont satisfaisantes, sauf pour un point situé au-dessus du talus (47.5°N , 5.8°O). A cet endroit, la comparaison révèle un décalage d'orientation de l'ellipse du courant du modèle vers l'Est par rapport à l'observation. Il pourrait s'agir d'un problème de résolution et de bathymétrie (décalage de la position du talus) dans le modèle. Toutefois, cette ellipse est entourée par deux autres situées un peu plus au Nord (47.8°N , 5.9°O) et plus au Sud (46.8°N , 4.9°O) pour lesquelles la comparaison ne révèle aucun problème d'orientation des ellipses modélisées. Il est donc peu probable que l'orientation change localement et il est plus envisageable de considérer que le nombre de données disponibles sur la verticale ne permet pas de prendre en compte certaines variations du courant avec la profondeur.

De plus, les données courantométriques ne sont pas échantillonnées sur une durée aussi

longue que dans le cas des mesures d'élevations de surface effectuées par les marégraphes, elles sont bien souvent récoltées durant des campagnes en mer et les mouillages sont rares, surtout dans les zones profondes. Il est donc plus difficile d'en extraire l'information désirée et de séparer correctement les différentes composantes de la marée. Si l'on considère la marée semi-diurne par exemple, il faut 15 jours d'enregistrement pour séparer M2 et N2, 27 jours pour M2 et N2 et 300 jours pour S2 et K2. Dans le cas de M2, les courants sont beaucoup plus forts que pour les autres ondes de périodicité semi-diurne, donc on peut tout de même considérer ces comparaisons de façon qualitative au moins.

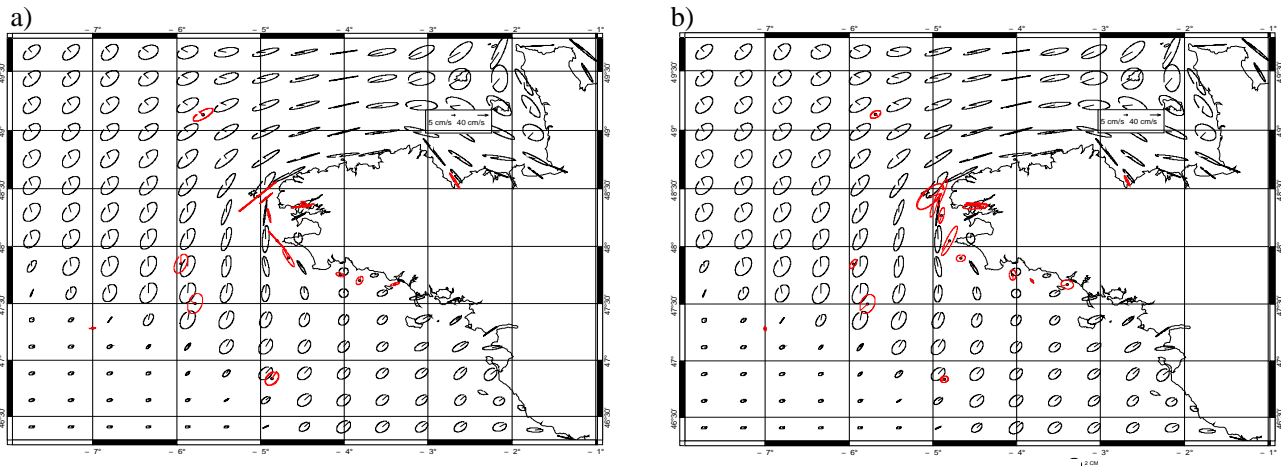


FIG. 9.19 – Comparaison des solutions de courant modélisé par SYMPHONIE aux courantomètres pour l'onde M2. a) Ellipses des courants SYMPHONIE (noir) et des courants observés (rouge) et b) ellipses des courants SYMPHONIE (noir) et des différences SYMPHONIE moins observation (rouge).

Nous venons de voir la difficulté de comparer les courants modélisés pour M2 aux données des courantomètres. Dans le cas de l'onde diurne K1, la comparaison se révèle d'autant plus difficile que les séries temporelles des courantomètres ne sont pas toujours assez longues pour pouvoir séparer les différentes composantes de la marée, en particulier dans le cas de K1 qui présente des courants beaucoup plus faibles que ceux de M2, avec des valeurs de l'ordre de quelques $cm.s^{-1}$. Toutefois, comme il est souligné dans la thèse de *Letellier* (2004), les valeurs modélisées sont en assez bon accord avec les observations sur le plateau, mais surestimées près des côtes.

Comparaison aux courantomètres des points DP94-1 et DP94-2 de la campagne MINT94

Les différents paramètres des ellipses du courant modélisé et du courant observé durant la campagne MINT94 au niveau du talus (figure 3.2) sont indiqués dans le tableau 9.5.

Initialement, les points de comparaison correspondant à DP94-1 et DP94-2 dans le modèle ont été choisis en fonction de leur localisation géographique, mais la bathymétrie ne correspond pas aux 300 m de profondeur décrits pour ces observations (avec respectivement 530 et 410 m pour les points du modèle les plus proches). La comparaison est donc réalisée également avec des points du modèle de bathymétrie proche de 300 m (330 m pour DP94-1

Point	Nature de la donnée	Onde	Demi grand axe ($cm.s^{-1}$)	Demi petit axe ($cm.s^{-1}$)	Orientation ($^{\circ}$)	Situation ($^{\circ}$)	
DP94-1	Observations	M2	19.56	-9.53	42.30	76.95	
		S2	7.93	-4.35	47.37	124.17	
		N2	3.40	-1.93	52.52	71.66	
	SYMPHONIE	M2	16.6	-7.7	50.5	74.5	
		Critère lat-lon	S2	5.6	-2.6	52.5	294.6
		N2	3.4	-1.6	49.6	53.0	
	MOG2D	M2	16.2	-7.3	52.8	74.4	
		Critère lat-lon	S2	5.5	-2.4	54.9	295.2
		N2	3.3	-1.5	52.2	53.8	
	SYMPHONIE	M2	19.8	-12.2	46.3	77.9	
		Critère profondeur	S2	6.7	-4.1	49.0	297.3
		N2	4.0	-2.5	44.3	57.6	
MOG2D	M2	21.7	-13.1	53.7	70.7		
	Critère profondeur	S2	7.3	-4.3	56.0	290.7	
	N2	4.4	-2.7	53.3	49.0		
DP94-2	Observations	M2	30.58	-21.97	38.40	89.88	
		S2	12.35	-7.49	29.13	139.36	
		N2	7.68	-5.59	36.01	64.41	
	SYMPHONIE	M2	14.7	-8.6	44.3	43.7	
		Critère lat-lon	S2	5.0	-2.9	45.9	82.6
		N2	2.9	-1.7	40.1	23.9	
	MOG2D	M2	17.6	-11.3	45.7	47.5	
		Critère lat-lon	S2	6.0	-3.7	47.2	87.1
		N2	3.6	-2.3	43.3	26.7	
	SYMPHONIE	M2	21.2	-14.7	43.9	46.7	
		Critère profondeur	S2	7.1	-5.	45.8	85.7
		N2	4.2	-3.0	36.2	30.1	
MOG2D	M2	25.7	-17.3	50.9	41.1		
	Critère profondeur	S2	8.7	-5.6	52.4	80.3	
	N2	5.2	-3.5	49.2	19.0		

TAB. 9.5 – Comparaison des paramètres des ellipses du courant modélisé et du courant observé aux points DP94-1 et DP94-2 (Perenne et Pichon, 1999; Pichon et Correard, 2006). Le choix des points de comparaison des courants modélisés par SYMPHONIE et MOG2D (interpolés à 3 km) comprend les points respectant la position de la donnée (latitude-longitude) et les points respectant la topographie (300 m de profondeur au fond). Demi grand axe (valeur maximale du courant lors du cycle de marée, en $cm.s^{-1}$), demi petit axe (valeur minimale, en $cm.s^{-1}$, le signe donnant la polarisation), orientation ($^{\circ}$) et situation ($^{\circ}$). L'orientation du grand axe est calculée en partant de 0° pour la direction Nord, en tournant dans le sens des aiguilles d'une montre. La situation correspond au retard de phase par rapport à $UT+0$.

et 287 m pour DP94-2) et localisés à moins de 0.1° de la position initiale. Les points repérés par leurs coordonnées géographiques seront indicés "g" dans la suite, et ceux localisés sur un fond à la bonne profondeur "p".

Le premier constat que l'on peut faire concerne la comparaison des solutions SYMPHONIE et MOG2D interpolée. Comme il était apparu sur les cartes de comparaison des ellipses, les résultats pour les deux modèles sont proches, à la fois au point DP94-1 et au point DP94-2. A part dans le cas du point DP94-1g, le modèle sous-estime le courant des trois ondes M2, S2 et N2 par rapport à la solution de forçage, avec un biais de de 2.4 cm en moyenne pour le demi grand axe de M2 et 1.6 cm pour son demi petit axe. L'orientation des ellipses est à peu près la même et le déphasage est très petit (quelques minutes) entre les deux solutions.

Au point DP94-1, le modèle SYMPHONIE représente correctement les courants observés pour M2 et N2, que ce soit au point DP94-1g ou DP94-1p. Pour M2, le demi grand axe est sous-estimé de 3 cm dans le premier cas et surestimé de 0.3 cm dans le deuxième cas. La même tendance est présente pour le demi petit axe, et le biais est de 1.8 cm pour DP94-1g et 2.7 cm pour DP94-1p. Localement, le gradient de bathymétrie est orienté Nord-Sud, et l'ellipse du courant fait un angle de près de 45° avec cette direction, que ce soit pour M2, S2 ou N2. La différence va de 1 à 8° . Le biais en retard de phase est seulement de 6 minutes pour DP94-1g et de 4 minutes pour DP94-1p pour M2, mais pour S2 la différence atteint 11 h 30. Dans l'ensemble, la comparaison à l'observation est plus satisfaisante au point DP94-1p, bien que la comparaison avec la solution au point DP94-1g ne montre pas de grandes différences.

Au point DP94-2, les solutions modélisés sont en moins bon accord avec l'observation. En effet, pour l'onde M2, le demi grand axe est de 30.6 cm pour la donnée courantométrique, 14.7 cm pour le modèle au point DP94-2g et 21.2 cm au point DP94-2p, soit une sous-estimation qui va de 9.4 à 13 cm pour SYMPHONIE. De même la différence au niveau du demi petit axe est importante avec 7.3 et 13.4 cm pour DP94-2p et DP94-2g respectivement. L'orientation des ellipses modélisées est proche de celle des données observées, par contre le retard de phase observé a une valeur double de celui des solutions du modèle. Le déphasage moyen est de 3h pour le point DP94-2.

La solution du modèle au point DP94-2p, où la profondeur du fond correspond à celle relevée lorsqu'a été effectuée l'observation, présente un meilleur accord avec cette dernière. Il est donc important de considérer les erreurs de bathymétrie et les limitations de résolution (grille à 3 km) lorsque l'on procède à ces comparaisons, car la solution en courant est très sensible à la topographie. Dans l'étude des courants baroclines, notamment, il convient de regarder les comparaisons en plusieurs points situés entre la bonne position et une bathymétrie comparable à celle du point de mesure.

Dans l'article de *Pichon et Correard* (2006), source de ces observations, les comparaisons sont présentées pour M2, S2, N2 et K2. Or, les données ne sont échantillonnées que sur un mois, et la méthode la plus probablement utilisée pour séparer les composantes S2 et K2 est une méthode d'admittance (*Le Provost et Vincent*, 1991). La séparation des ondes peut être imparfaite lorsque la série temporelle est courte, il est probable que la solution donnée pour S2 soit à considérer avec prudence. Mais le problème en ce point provient également du fait que le modèle suit la solution de forçage et d'initialisation de SYMPHONIE, qui présente le même biais par rapport à l'observation. D'ailleurs, les différences constatées entre les solutions du modèle SYMPHONIE et les observations pour les courants de surface sont très

proches de celles obtenues par comparaison des données courantométriques avec les solutions du modèle MOG2D interpolées, en particulier en terme de phase. Le courant modélisé par SYMPHONIE est donc très sensible à la solution de forçage.

Nous avons donc vu dans le début de cette partie la sensibilité du modèle à la solution de forçage MOG2D, et nous avons pu valider la solution modélisée à l'aide d'une comparaison aux observations des élévations de surface et des courants barotropes qui accompagnent la propagation de l'onde de marée en surface. Dans ce qui suit, nous nous intéressons à l'influence du potentiel de marée sur la solution pour M2 et à l'influence du forçage au frontière sur la solution M4 du modèle.

9.4 Etudes de sensibilité

9.4.1 Influence du potentiel de marée sur la solution de M2

Cette comparaison est réalisée à l'aide d'une modélisation à 6 km du golfe de Gascogne. La zone est étendue vers le Nord jusqu'à Hartland en Angleterre et au Sud jusqu'à Vigo, près de la frontière entre l'Espagne et le Portugal. Cette simulation inclut le forçage par les 9 composantes principales de la marée. La durée de l'analyse harmonique est de 1 mois.

La figure 9.20 montre l'amplitude calculée pour l'onde M2, selon la prise en compte du forçage par le potentiel de marée total, le potentiel total moins la composante astronomique et le potentiel total moins les effets astronomiques, de charge et d'auto-attraction. La principale zone de différence mise en évidence sur les cartes est située au niveau du golfe de Gascogne à des latitudes inférieures à 46°N. En effet, la ligne d'iso-amplitude 1.29 m est déviée vers l'Ouest dès lors qu'on supprime le forçage par le potentiel astronomique. La ligne intercepte la côte à 5.5°O, au lieu de 2.5°O pour la solution standard. La troisième solution, privée en plus du potentiel de charge et d'auto-attraction, décale encore un peu plus la ligne, l'intersection se situant alors vers 6°O. D'autres zones sont sensibles au potentiel, entre Noirmoutier et Vannes et au niveau du Pertuis d'Antioche, et au Sud de l'Angleterre au niveau de la baie de Start, selon la figure. La comparaison des cartes de phases ne montre pas de différences notables, avec seulement quelques degrés d'écart très localement en zone peu profonde, comme dans la baie de Douarnenez.

Une comparaison aux marégraphes vient conforter cette première analyse (figure 9.21). 38 stations marégraphiques du talus et de la façade Atlantique sont considérées. Les RMS sur l'amplitude (A) sont définies par :

$$RMS_A = \sqrt{\frac{\sum(A_{obs} - A_{mod})^2}{N}} \quad (9.12)$$

sont de 3.9 cm pour la simulation standard, 4.5 cm pour la simulation sans le forçage par le potentiel astronomique et 5.9 cm si on enlève tout forçage du modèle par les composantes du potentiel de marée.

D'après les graphiques de la figure 9.21, les différents ronds correspondant à chaque solution sont distincts en chaque point de comparaison dans le cas des amplitudes mais ils sont presque superposés dans le cas des phases. Le potentiel de marée a donc une forte influence sur les amplitudes (avec des écarts de 1 à 10 cm), mais pas sur les phases modélisées.

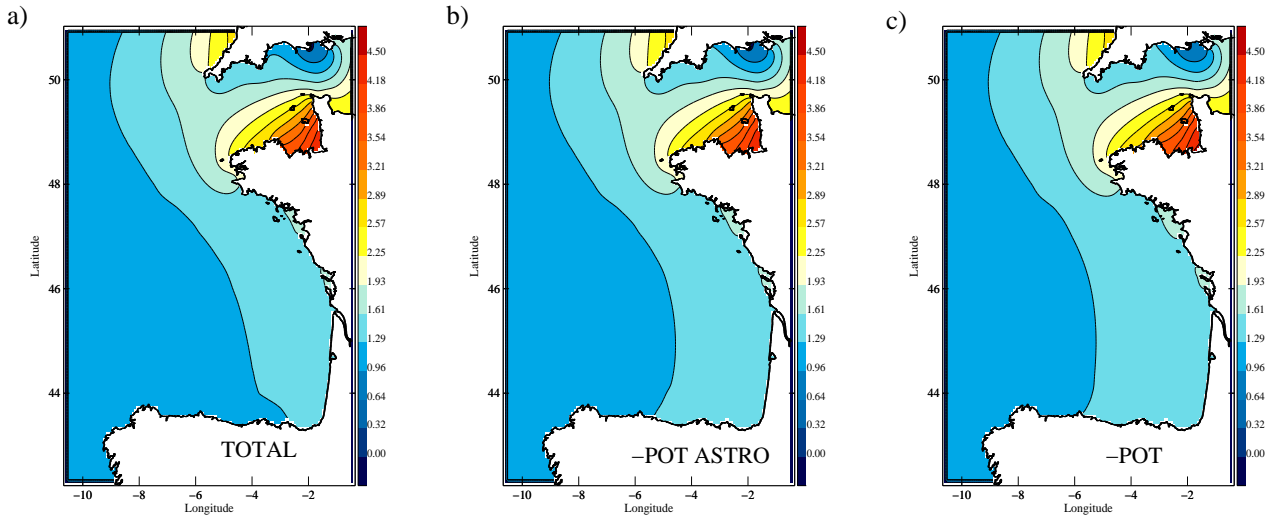


FIG. 9.20 – Influence du potentiel astronomique de marée et du potentiel de charge et d’auto-attraction sur l’amplitude de l’onde M2 modélisée par SYMPHONIE. a) Amplitude (m) de l’onde M2 forcée par les 9 ondes principales de marée avec le potentiel total de marée ; b) Amplitude (m) de l’onde M2 pour une modélisation sans le potentiel astronomique ; c) Amplitude (m) de l’onde M2 pour une modélisation sans le potentiel astronomique ni le potentiel de charge et d’auto-attraction.

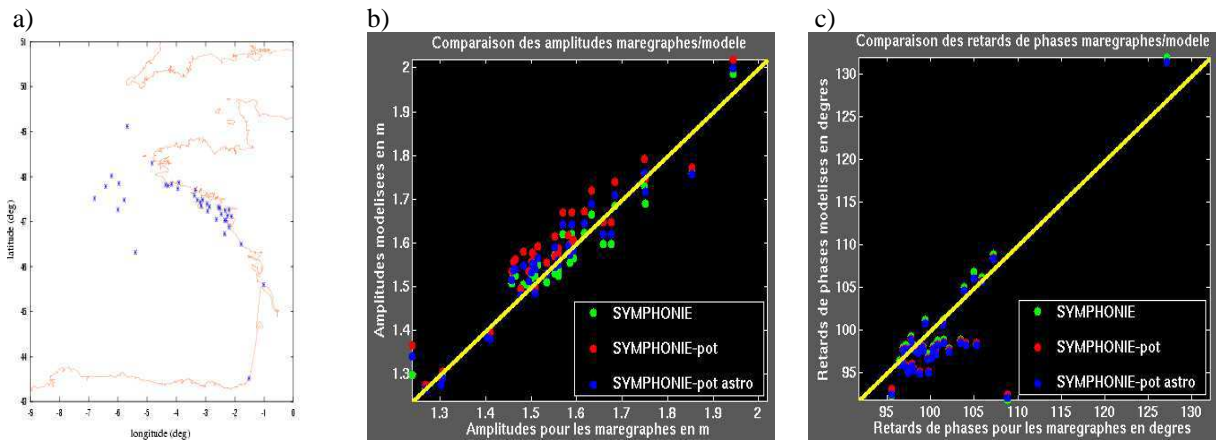


FIG. 9.21 – Influence du potentiel astronomique de marée et du potentiel de charge et d’auto-attraction sur l’amplitude et sur la phase de l’onde M2 modélisée par SYMPHONIE par comparaison aux marégraphes. a) Réseau marégraphique de 38 stations, b) comparaison des solutions en amplitude (m) de l’onde M2 et c) comparaison en phase ($^{\circ}$). Les ronds verts correspondent à la solution pour la simulation standard forcée par les 9 ondes de marée, les ronds bleus représentent la solution de la simulation sans le forçage par le potentiel astronomique et les ronds rouges à la simulation sans potentiel astronomique ni potentiel de charge et d’auto-attraction. La courbe jaune représente l’accord modèle/observation. Si les ronds sont situés à gauche de cette courbe, le modèle surestime la valeur par rapport à l’observation.

Le nuage de cercles bleus (solution sans potentiel astronomique) se situe à mi-distance entre le nuage vert (solution standard) et le nuage rouge (solution obtenue en négligeant les deux composantes du potentiel). L'influence du potentiel astronomique n'est donc pas négligeable dans la modélisation de M2. Ce résultat est en désaccord avec l'étude analytique menée par *Jezequel et Maze* (2001), basée sur la théorie BC et celle de *Rosenfeld et Beardsley* (1987), qui montre que l'influence du potentiel astronomique est surtout importante dans les zones au large si l'on ne considère pas la friction. Ici, la friction n'est pas négligeable, et l'on ne peut pas négliger le potentiel astronomique à la côte. La solution standard est la plus proche de l'observation, et le fait de négliger les termes du potentiel a tendance à amener à une surestimation de l'amplitude. En effet, le potentiel astronomique soustrait de l'énergie à l'onde de marée dans cette région (*Vincent et Le Provost*, 1988), ce qui provoque une baisse de l'amplitude. Il est intéressant de noter que les modèles de *Le Cann* (1990) et *Alvarez et al.* (1997) qui négligent le forçage astronomique direct surestiment les amplitudes sur le plateau du golfe de Gascogne, y compris dans les applications à haute résolution.

Dans la suite, le forçage par le potentiel de marée total sera conservé.

9.4.2 Influence du forçage par M4 aux frontières

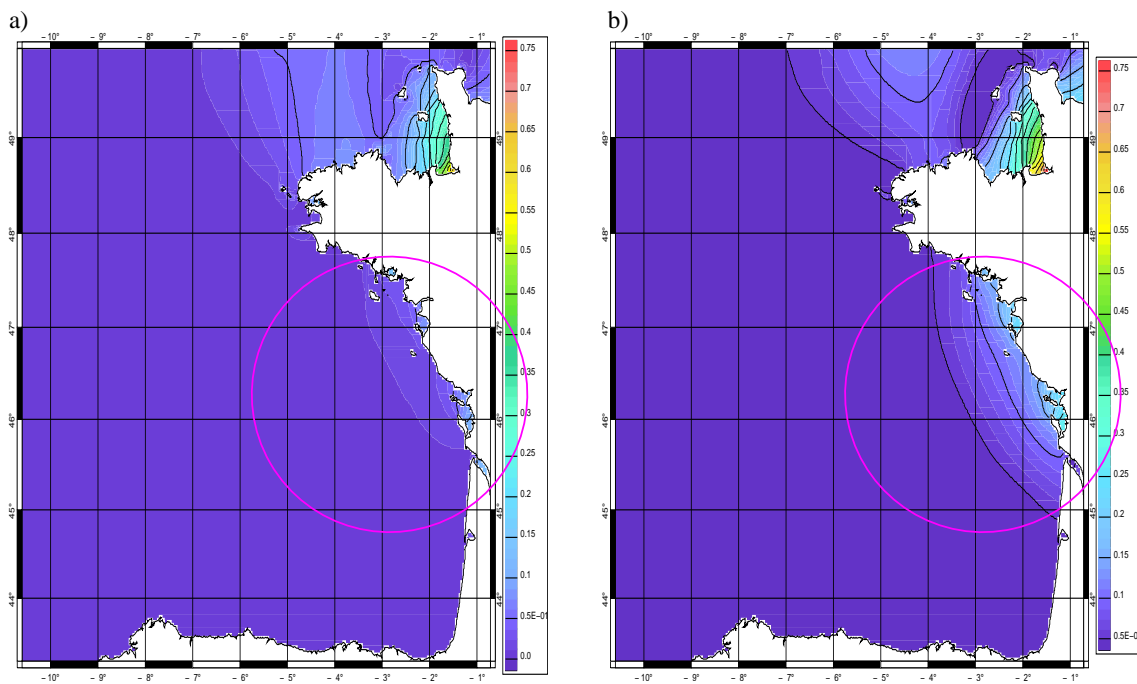


FIG. 9.22 – Comparaison de la simulation de référence avec et sans forçage aux frontières par M4. Amplitude (m) de la solution M4 dans le cas non forcé aux frontières (a) et dans le cas forcé aux frontières et initialisé par la solution MOG2D (b). Le cercle rose indique la zone d'influence maximale de l'application d'un forçage par M4 aux frontières.

Une étude de sensibilité avec et sans forçage par l'harmonique M4 aux frontières et à l'initialisation a été réalisé par *Le Cann* (1990), montrant que l'amplitude modélisée sur la façade Atlantique dans ce cas est très sensible au forçage par M4, et que son absence se traduit par une diminution majeure de l'amplitude de M4 à la côte (15 cm pour la génération

locale dans le Pertuis Charentais contre 30 cm observés).

La même étude est réalisée à l'aide du modèle SYMPHONIE, car nous disposons désormais du forçage pour M4 en élévations et en courants, alors qu'il était absent dans la solution précédente obtenue à l'aide de SYMPHONIE par *Pairaud* (2002). La figure 9.22 montre la différence sur l'amplitude de M4 pour la simulation de référence à 3 km selon qu'elle est forcée (et initialisée) ou non par la solution MOG2D. Le contraste est très marqué au niveau de la façade Atlantique, avec des amplitudes à la côte qui passent de 11 cm à 33 cm localement (dans la région du Pertuis Charentais). La prise en compte du forçage par la solution MOG2D au niveau des frontières est donc bien responsable de l'amplification à la côte, et la génération locale est de moindre importance dans cette zone. Dans la baie du Mont Saint-Michel, l'harmonique M4 est également amplifiée, mais dans des proportions beaucoup plus faibles (10 cm de plus pour la solution avec forçage dans le fond de la baie, soit 75 cm, contre 65 cm sans forçage).

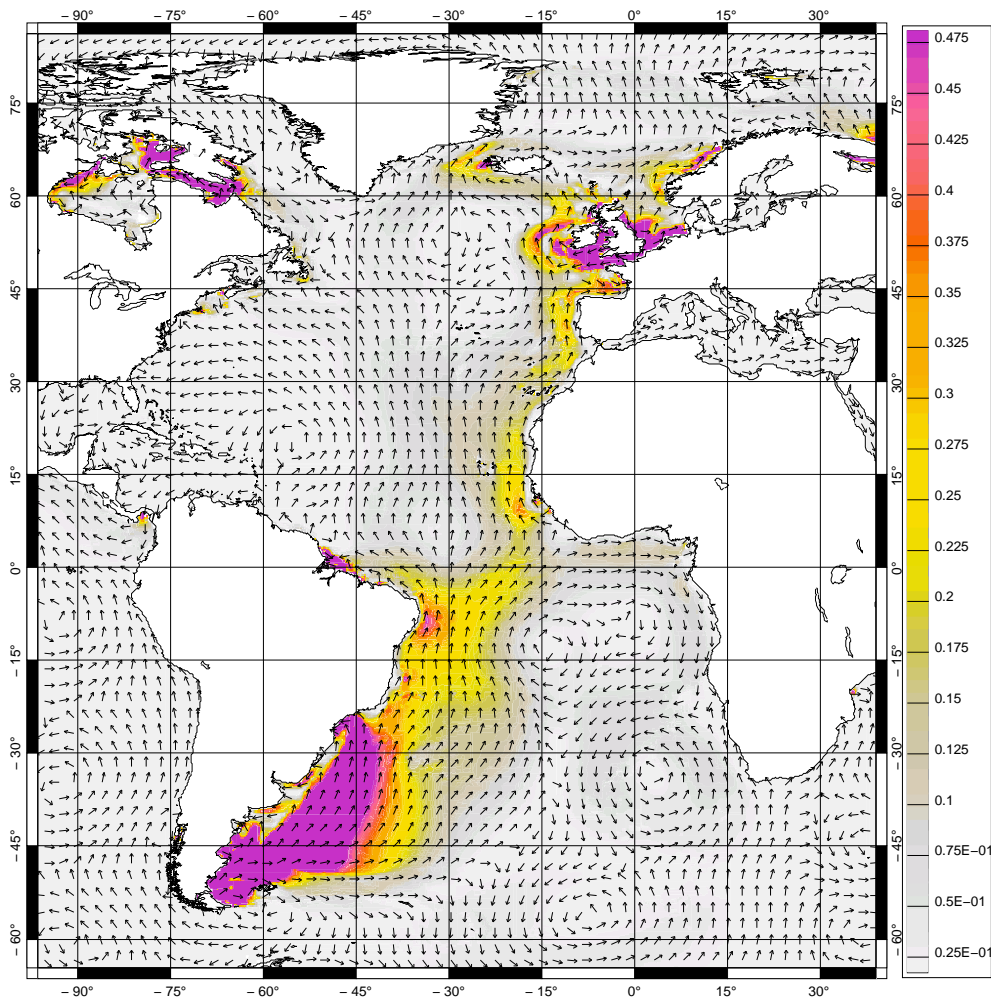


FIG. 9.23 – Flux d'énergie associé à la propagation de la marée à la fréquence de l'harmonique M4 dans l'océan en $W.m^{-1}$, calculé pour une simulation MOG2D forcée par le potentiel astronomique et les effets de charge et d'auto-attraction de FES99. La maille est celle de FES2002 et FES2004, dans l'approximation de type P1 (avec 4 fois moins de noeuds que dans le modèle spectral).
Source : Florent Lyard, communication personnelle

La Manche, située à la frontière Est du domaine d'étude, est une zone de génération importante pour M4 (*Le Provost*, 1991). Selon *Le Cann* (1990) et *Alvarez et al.* (1997), l'énergie qui arrive à travers la frontière Nord-Est du domaine depuis la Manche serait responsable de l'amplification observée le long de la façade Atlantique. Nous avons montré lors de la comparaison à la solution MOG2D page 178 que la solution SYMPHONIE ne jouait pas un grand rôle à la frontière Ouest. Toutefois, selon *Lyard (communication personnelle)*, le flux d'énergie de l'harmonique M4 qui parvient jusqu'au plateau du golfe de Gascogne provient majoritairement du Sud, comme l'indique la figure 9.23. Ainsi, si le forçage est important au Nord du domaine (flux d'énergie dirigé depuis l'Est au-dessus de la pointe du Raz), le flux d'énergie qui entre depuis la frontière Sud du golfe de Gascogne arrive jusqu'au plateau. Il provient de l'Océan Atlantique Sud, de la marge Argentine et du plateau des Malvines, où le flux intense est dirigé vers le Nord.

9.5 Propagation de l'énergie

Le flux d'énergie peut être écrit de la manière suivante à partir des équations de *Gill* (1982) (page 111) :

$$\frac{1}{T} \int_0^T \int_{\Omega} \vec{\nabla} P \cdot \vec{v} = \frac{1}{T} \int_0^T \oint \rho g h \eta \vec{v} \quad (9.13)$$

avec T la période de l'onde (ici 12.4 h pour M2).

La figure 9.24 représente la dérive de Stokes $\overline{\eta v_t''}$ ($v_t = (u, v) = \bar{v}_t + v_t''$), parfois appelée transport résiduel (*Robinson*, 1983) en faisant l'approximation que $\overline{h v_t''} = \overline{\eta v_t''}$, la moyenne étant calculée sur un nombre entier de période de M2. Les résultats sont donnés pour le modèle spectral CEFMO (*Lyard*, communication personnelle) et pour SYMPHONIE (simulation à 5 km, forcée uniquement par l'onde M2, d'après *Pairaud*, 2002).

La comparaison des résultats du modèle SYMPHONIE avec ceux de CEFMO indique que SYMPHONIE représente correctement la direction du flux d'énergie et la dérive de Stokes. La dérive de Stokes présente une structure anticyclonique dans le golfe de Gascogne. Elle est assez faible sur le plateau, avec une tendance à décroître depuis le talus jusqu'à la côte. Au Nord de la zone, le flux d'énergie est dirigé vers la Manche et la dérive de Stokes atteint des valeurs de $0.5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui correspond à des grandes valeurs de flux d'énergie par rapport au plateau Armoricaïn par exemple. La Manche constitue une des zones clés de la dissipation de l'énergie associée à l'onde M2.

Or la dissipation de l'énergie se fait de deux façons : soit l'énergie est dissipée par frottement sur le fond (processus à la base de la formation du front d'Ouessant et de la tâche froide au-dessus du talus), soit elle est dissipée par excitation d'ondes internes. Dans ce qui suit, nous allons explorer le deuxième processus.

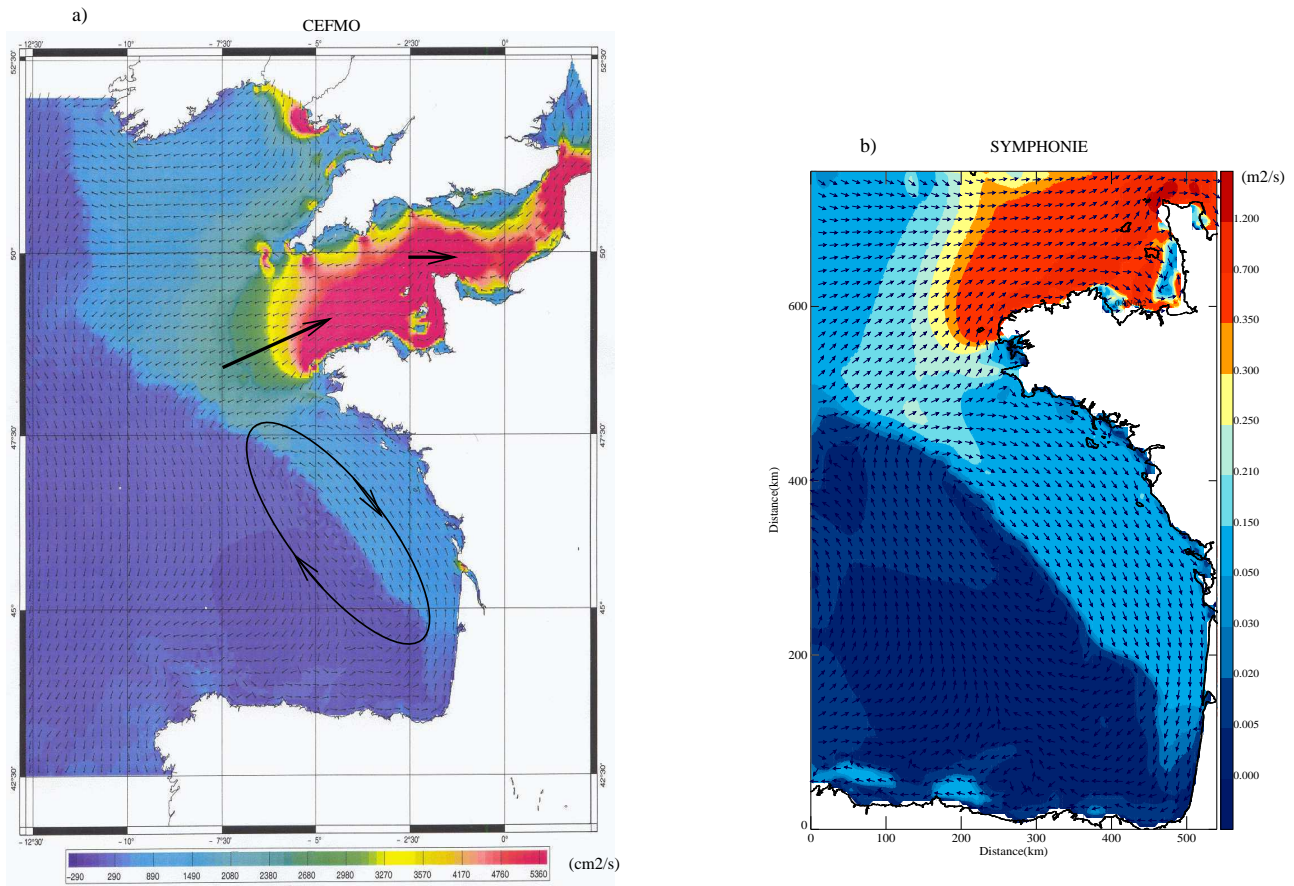


FIG. 9.24 – Flux d'énergie associé à la propagation de la marée partielle M_2 dans le golfe de Gascogne. Terme $\overline{\eta v_t^2}$ en $m^2 \cdot s^{-1}$: a) pour le modèle spectral CEFMO (Lyard, communication personnelle) et b) pour le modèle SYMPHONIE (simulation à 5 km de résolution forcée par M_2 uniquement).

Source : Pairaud (2002), figure 4.6 p.33

Chapitre 10

Caractéristiques des marées internes dans le golfe de Gascogne

10.1 Etat des connaissances

Que savons-nous exactement des marées internes dans le golfe de Gascogne ?

Les nombreuses études analytiques, expérimentales et numériques réalisées jusqu'à aujourd'hui dans le golfe de Gascogne sont principalement axées sur la problématique des marées internes semi-diurnes. Nous allons donc dresser un inventaire des caractéristiques de génération et de propagation de ces ondes.

10.1.1 Zones de génération de la marée interne

Les zones principales de génération de la marée interne se situent au niveau des accidents de topographie comme le talus continental dans le golfe de Gascogne, aux endroits où les gradients de topographie sont les plus importants, associés à de forts courants de marées barotropes et en milieu stratifié. Lors de leur propagation, les ondes internes font osciller les masses d'eau de l'océan. En été, la marée interne se manifeste le long de la thermocline saisonnière, et en toute saison le long de la thermocline permanente (en particulier au sein de l'Eau Méditerranéenne). Les plus forts marnages internes sont observés en période de vive-eau lorsque le forçage par la marée barotrope est plus intense. Au-dessus de la zone de génération, l'oscillation de la thermocline est en général à peu près en phase avec l'élévation de surface (position haute au même moment). En dehors de cette région, ce n'est plus le cas, des déphasages importants peuvent survenir. Les caractéristiques des marées internes dépendent alors de la stratification et de la hauteur d'eau, ainsi que des éventuelles interférences avec des ondes internes issues d'autres zones de génération, ou encore des interférences avec d'autres processus (ondes internes générées par le vent).

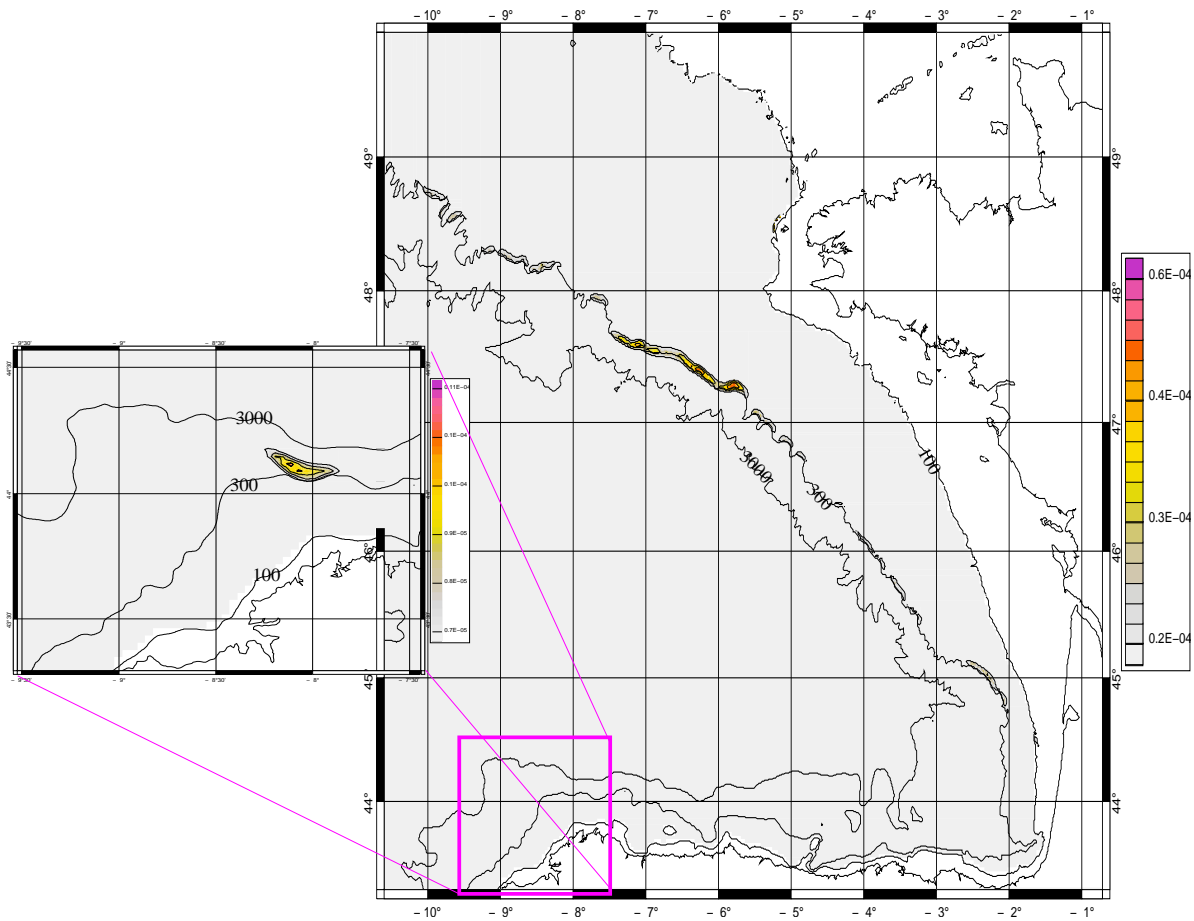
a Critère de *Pichon et Correard*


FIG. 10.1 – Principales zones de génération théorique des marées internes dans le golfe de Gascogne avec un zoom au niveau du talus ibérique. Terme de forçage local (en s^{-1}) par la marée et la topographie sur la grille à 3 km d'après la théorie de Baines : $\frac{\vec{V}_1 \cdot \vec{\nabla} H}{H}$ où V_1 est la courant barotrope de l'onde M2 et H la profondeur du fond (pour des fonds de plus de 100 m). Les maxima sont situés vers le banc de la Chapelle entre 5.5 et 7.5° O sur un fond de 250 m environ. Un maximum secondaire est situé au Nord du Cap Ortegal, vers 44°N et 8° O, entre 500 et 1000 m de profondeur.

Le terme de forçage par la topographie et la marée donné par la théorie de Baines (équation 6.33) atteint des valeurs supérieures à $5 \times 10^{-5} s^{-1}$ dans le golfe de Gascogne d'après la figure 10.1, au niveau du banc de La Chapelle (47.7°N, 7°O), où les courants de marée sont particulièrement intenses. Cette zone est la plus énergétique en terme de transfert vers les marées internes et la génération est maximale pour des profondeurs situées entre 250 et 300 m dans le cadre de notre modélisation, conformément à la valeur de 300 m présentée par *Pichon et Correard* (2006). Des zones de génération moins importantes sont mises en évidence le long du talus, en particulier au niveau du canyon du cap Ferret vers 45°N, ainsi que dans la mer Celtique au-dessus de 48°N, où le terme de forçage dépasse $2 \times 10^{-5} s^{-1}$. Au niveau du talus ibérique, il atteint localement $1 \times 10^{-5} s^{-1}$ au Nord du Cap Ortegal qui, si elle est moins énergétique, n'en constitue pas moins une zone de génération pour la marée interne M2.

b Critère de *Baines*

Baines (1986) a proposé un paramètre (γ) qui détermine les conditions nécessaires pour la génération des ondes internes :

$$\gamma = \frac{\|\vec{\nabla}H\|}{\alpha} \quad (10.1)$$

où

$$\alpha = \left(\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \right)^{1/2} \quad (10.2)$$

correspond à la pente des caractéristiques. Lorsque $\gamma \simeq 1$, la pente est critique, et des phénomènes de résonance induisent une génération maximum des ondes internes. En fait, il existe une singularité près des courbes caractéristiques tangentes à la bathymétrie, ce qui implique de grands mouvements verticaux près du fond et un mélange important dans la couche limite de fond (*Jezequel et al.*, 2002). Si $\gamma < 1$, la pente est dite sous-critique et la génération est moindre. Dans ce cas, les marées internes peuvent se propager vers la côte et vers le large. Par contre, pour $\gamma > 1$, le régime est qualifié de sur-critique, et les ondes internes générées sont susceptibles de se propager vers le large uniquement (*Sherwin*, 1991). Comme la pente est très inclinée dans notre zone d'étude, il n'est pas rare de rencontrer deux zones de génération privilégiées correspondant au cas critique sur une même radiale perpendiculaire au talus : une en bas de la pente et une sur le rebord du talus. De nouvelles zones de génération émergent grâce à ce paramètre : au bord de la Terrasse de Mériadzek (vers 47.5°N, 8.5°O) ainsi qu'au niveau du mont sous-marin de Vizcaya (45.5°N, 10.5°O), et dans une moindre mesure à la frontière Sud du domaine vers le canyon de Mugia. De plus, la génération au niveau du talus ibérique est sur-critique, donc les ondes internes qui y sont générées se propagent uniquement en direction du large.

c Critère de *Lam et al.*

Lam et al. (2004) ont effectué une modélisation bi-dimensionnelle du golfe de Gascogne. Ils reprennent le terme de forçage de *Baines* (F dans l'équation 6.10), comme nous l'avons fait plus haut, mais en considérant que le flux de marée barotrope perpendiculaire à la pente Q est constant alors que la stratification est variable.

Le terme de forçage devient alors :

$$\frac{zN^2}{H^2} H'(x) \quad (10.3)$$

L'influence de la stratification est sensible sur les marées internes générées au niveau de la thermocline saisonnière mais elle permet surtout d'expliquer la deuxième zone de génération au niveau de la thermocline permanente, vers 1000 m de profondeur (Eau Méditerranéenne).

10.1.2 Caractéristiques de propagation de la marée interne

Nous avons vu le type de propagation des marées internes sur le schéma de la figure 3.4 (p. 48). Les longueurs d'ondes associées à la propagation des marées internes sont très différentes du cas barotrope (très largement inférieures) et des variations saisonnières non négligeables sont à noter. Dans le cas des ondes semi-diurnes, les longueurs d'ondes sont comprises entre 45 et 60 km (mode 3) au-dessus de la plaine avec une moyenne de 30 km au-dessus du plateau (mode 1) le long de la thermocline saisonnière en août-septembre. Sur la plaine, dans la couche inférieure, la longueur d'onde moyenne est de 150 km pour le premier mode barocline, valeur déterminée par la position des rayons d'énergie correspondant à des régions d'oscillations de grande amplitude et de variations rapides de phase. Le tableau 10.1 regroupe une partie des informations disponibles dans la littérature. Les vitesses de propagation associées à ces longueurs d'ondes sont de l'ordre de 1 m.s^{-1} sur la plaine et 0.7 m.s^{-1} sur le plateau.

Selon la théorie de Baines, l'énergie des marées internes se propage sous forme de rayons qui ont pour pente caractéristique (*New*, 1988) la valeur α de l'équation 10.2 où ω est la pulsation de l'onde considérée ($\omega = 1.4052 \times 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ pour M2) et f le paramètre de Coriolis ($f = 1.0723 \times 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ à 47.5°N). D'après la relation 10.2, l'inclinaison des rayons est inversement proportionnelle à la stratification N (pour $N \gg f$). Les variations saisonnières peuvent donc être à l'origine de grandes différences dans la nature de la propagation de l'onde au-dessus de la plaine et du plateau (dans une moindre mesure pour ce dernier).

Marnage interne

Le marnage associé à la propagation des marées internes varie beaucoup à la fois lorsqu'on passe de la thermocline saisonnière à la thermocline permanente, et également en leur sein. Dans la thermocline saisonnière, les valeurs varient selon la saison (maximum en été) et s'échelonnent entre 15 et 80 m, les plus grandes valeurs étant observées au niveau du lieu de génération, tandis que dans la thermocline permanente (sur la plaine abyssale) les marnages sont compris entre 100 et 200 m en moyenne et peuvent atteindre 400 m localement (*New et Da Silva*, 2002).

Interférences sur la plaine

Les marées internes générées au niveau du cap Ortegal et du banc de La Chapelle ne se propagent pas suivant le même axe, mais les ondes internes générées au talus Armoricaïn sont réfléchies en arrivant au talus Ibérique (*Pichon et Correard*, 2006). Durant leur propagation, les ondes internes interfèrent vers le milieu du golfe le long de cette radiale entre les deux talus, ce qui a pour conséquence le renforcement des oscillations de la thermocline. Des marnages pouvant atteindre 120 à 200 m ont été observés dans le centre du golfe selon *New et Pingree* (1990), à une distance d'environ 150 km du lieu de génération des ondes. Pour que la marée interne réfléchi au talus soit en phase avec l'onde incidente le long des rayons caractéristiques, il faut que la distance entre les talus soit proche de $n\lambda_{H1} + \frac{\lambda_{H1}}{2}$, où λ_{H1} est la longueur d'onde horizontale du premier mode barocline dans l'océan profond et n un entier. D'après la configuration du golfe de Gascogne, la distance entre la zone privilégiée de génération du banc de La Chapelle et le talus Ibérique est d'environ 350 km.

Source	Nature (obs, modèle)	Date (mois/année)	λ plateau (km)	λ plaine mode 3 (km)	λ plaine mode 1 (km)
<i>Pingree et al.</i> (1986)	Sea Soar (Ondine)	fin 08/84	31	46	
<i>New</i> (1988)	Sea Soar + satellite	09/85	35	55	150-160
<i>Pingree et New</i> (1995)	satellite + thermistances	05/80-90	10	42	
		06/84	18		
		07/84	30		
		07/83	35		
		07/85	26.5		
		07/87	28		
		07/90		38	
		07/80-90	32	42	
		08/89		52	
<i>Jezequel et al.</i> (2002)	GASTOM90 modèle	05-06/90			144 (mode 1) + 70 (mode 2)
<i>New et Da Silva</i> (2002)	satellite	09/99	30-35	45-50	120-150
<i>Gerkema</i> (1994)	modèle	06/93		35	150
<i>New et Pingree</i> (1990) et <i>Pichon et al.</i> (1990)		08-09/85		45	
<i>Pichon</i> (1997) + web SHOM	MINT94	09/94	30	45 à 50	
		10/94	35	45 à 50	
<i>Pichon et Correard</i> (2006)	MINT94 + modèle	09/94	33.5	50	147 à 150
		10/94	30	45	157

TAB. 10.1 – Tableau de comparaison des différentes longueurs d’ondes horizontales associées à la propagation de la marée interne d’après la littérature. Les longueurs d’ondes (km) sont données pour les observations ou les modélisations selon leur source et la date (mois, année). Les valeurs sont données au-dessus du plateau ou bien au-dessus de la plaine : le mode 3 est caractéristique de la propagation en milieu fortement stratifié dans la thermocline saisonnière et le mode 1 correspond aux ondes qui se propagent dans la couche inférieure (souvent caractérisé grâce à l’intensification du marnage au niveau de la résurgence des rayons d’énergie à la thermocline après leur réflexion au fond). Cette liste n’est toutefois pas exhaustive et certaines valeurs redondantes ont volontairement été omises.

Selon *Pichon et Correard* (2006) (tableau 10.1), la valeur théorique pour la longueur d'onde du premier mode barocline (correspondant à une stratification moyenne de $N = 1.5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) est de $\lambda_{H1,th} \simeq 147.5 \text{ km}$ pour le mois de septembre 1994 au-dessus de la plaine (d'après l'équation 5.97). On est donc dans un cas d'interférences constructives entre le rayon incident et le rayon réfléchi, la structure de l'onde interne n'est pas beaucoup perturbée si on ne considère que la propagation semi-diurne. Sur le plateau, avec une profondeur moyenne de 125 m, la longueur d'onde du premier mode est alors de $\lambda_{Hplat,1th} \simeq 33.5 \text{ km}$ (correspondant à une stratification moyenne de $N = 1.23 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Amortissement des ondes internes

Dans la littérature, les auteurs expliquent souvent que l'onde interne de marée est rapidement amortie au cours de sa propagation, dès la première longueur d'onde, avec une décroissance plus rapide pour les modes supérieurs qui entraîne la déformation des rayons (*Prinsenberget al.*, 1974). Dans le cadre de la campagne MINT94, l'élévation des interfaces entre les différentes masses d'eau modélisée est amortie de 40% à une distance de 70 km du talus sur une radiale perpendiculaire au banc de La Chapelle (*Pichon et Correard*, 2006). Donc, de l'énergie a été transférée lors de la propagation de l'onde interne, au niveau de la thermocline, lorsque le rayon issu du fond l'atteint. *Gerkema et al.* (2004) expliquent qu'il s'agit d'une différence majeure par rapport au modèle de Baines. Il n'y aurait pas que deux types de propagation (thermocline faible ou absente et thermocline forte) mais un troisième qui correspond au cas du golfe de Gascogne : une thermocline bien développée mais que l'on ne peut pas qualifier de "forte". Dans ce cas, la propagation est perturbée durant le trajet de la marée interne, des échanges d'énergie bi-latéraux ont lieu entre la thermocline et la couche profonde. Ce mécanisme est assez complexe puisqu'il suppose, et *Baines* (1982) l'avait déjà pressenti, la coexistence de plusieurs modes significatifs au sein de la thermocline. Au cours de la propagation des rayons l'énergie se trouvent piégés dans tout le bassin. De plus, les ondes internes générées sont plus énergétiques en période de vive-eau au niveau du talus, et si l'on considère le temps mis par les ondes internes pour se propager, le processus ne pourra pas être maximum partout au même instant (*Pichon et Correard*, 2006).

10.1.3 Problématique

a Contexte de la modélisation

Nous devrions retrouver dans la modélisation les différentes zones de génération, notamment au niveau du talus Armoricaïn (banc de La Chapelle) et du talus Ibérique (au Nord du cap Ortegal et à l'Ouest du cap Finistère), dans le canyon du cap Ferret et dans une zone du talus située au Nord par rapport à la terrasse de Mériadzek. De plus, il existe des interférences entre les marées internes issues des deux premières zones citées.

Pour le mois de septembre et dans le cadre de l'expérience MINT94, la couche inférieure de l'océan est associée à une propagation du premier mode barocline des marées internes semi-diurnes (longueurs d'onde de 150 km) et, au niveau de la thermocline saisonnière, c'est le mode 3 qui domine au-dessus de la plaine (longueurs d'onde de 50 km). Au-dessus du plateau, la propagation se fait suivant le premier mode barocline (longueurs d'onde de 33 km environ). L'intérêt de modéliser cette période lorsqu'on souhaite faire des comparaisons avec les observations réside dans la stabilité de la stratification. Alors que de juin à août

la stratification évolue rapidement avec le renforcement de la thermocline saisonnière, la stratification relevée à un instant donné de septembre reste valable durant 10 à 15 jours.

Pour le mois d'août, la stratification est plus marquée et la thermocline est plus forte. Les longueurs d'ondes dans la couche inférieure sont à peu près les mêmes à 5 km près, ainsi qu'au niveau du plateau (35 km environ) et de la plaine au niveau de la thermocline (environ 50 km).

Par contre, le cas de la stratification hivernale est à part, il ne devrait pas y avoir de propagation interfaciale car la couche supérieure de l'océan est mélangée : on est en régime de thermocline dite "faible" et ce n'est plus le mode 3 qui domine dans la thermocline (*New*, 1988).

b Questionnement

D'après ce que nous venons de voir, les caractéristiques des marées internes sont fortement dépendantes de la stratification. De plus, nous n'avons pas beaucoup d'informations sur les composantes diurnes et quart-diurnes de ces ondes internes. Dans ce qui suit, nous tentons donc d'apporter des éléments de réponse aux questions suivantes : Quelles sont les ondes internes que nous sommes capables de modéliser à l'aide des configurations choisies pour le modèle (implantation du modèle, forçage par la marée, stratification, maillage...) ? Quelles sont les propriétés des marées internes semi-diurnes ? Quelles sont celles des marées internes excitées à la fréquence de M4, composante non linéaire du spectre ? La propagation de la marée interne M4 suit-elle celle de M2, l'onde lui ayant donné naissance ? Puis, concernant les ondes diurnes : existe-t-il des marées internes de périodicité diurne et obéissent-elles aux mêmes schémas de propagation que ceux des ondes semi-diurnes ? Mais aussi, pour ce qui touche à la stratification : quelle est l'influence d'une stratification tri-dimensionnelle sur les marées internes générées par rapport à une stratification 2D ? Ce qui nous amène naturellement à la question suivante : quelle est l'influence des incertitudes sur la stratification initiale sur les marées internes modélisées ?

c Méthodologie

Nous présentons dans un premier temps les caractéristiques des ondes internes dans le golfe de Gascogne de manière générale dans le cas de la modélisation climatologique de la campagne MINT94 pour le mois de septembre 1994. Dans un deuxième temps, la description par gammes de fréquences est réalisée grâce à l'outil d'analyse WEof, qui nous permet également de chercher la signature des ondes internes en surface. Les résultats sont ensuite comparés dans un premier temps à ceux d'une modélisation déjà réalisée sur cette zone à la même date pour vérifier l'allure générale de la propagation des ondes, avant une comparaison plus fine aux observations décrites chez *Pichon et Correard* (2006).

Dans ce cadre, nous menons une étude de sensibilité à la résolution du modèle afin d'améliorer la représentation du processus. Puis, les études de sensibilité sur la stratification initiale sont d'abord réalisées en 2D avec des comparaisons été/hiver dans des cas climatologiques, avant d'investiguer l'apport éventuel de la prise en considération de la variabilité spatiale de la température et de la salinité. Cette étude est réalisée à partir de la climatologie tri-dimensionnelle POP. Parallèlement, des modélisations stochastiques d'ensemble permettent d'apprécier l'influence des incertitudes liées à la stratification initiale sur les caractéristiques des ondes internes modélisées.

10.2 Modélisation régionale des marées internes

La modélisation des marées internes pour la simulation de référence est réalisée à l'aide du modèle SYMPHONIE dans la configuration à 3 km (251×245 points) sur 31 niveaux verticaux. Le forçage aux frontières est constitué des 8 composantes principales de la marée : M2, S2, N2, K2, K1, O1, P1, Q1 et de l'harmonique supérieure M4. Le pas de temps barocline est de 129 s (4.3 s pour le mode externe). Le coefficient de viscosité horizontale turbulente est de $K_H = 30 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. La diffusivité verticale est fixée à $K_V = 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ dans les équations de température et salinité et les termes supplémentaires de diffusion horizontale et verticale associés à l'advection sont réduits de moitié dans ces équations (voir partie 7.6). La simulation débute le 27 août 1994 et se termine le 12 septembre 1994, après une durée de 16 jours. La stratification est établie à partir des données de la campagne MINT94 (voir la description en page 156).

Dans la suite, nous appelons cette configuration de modélisation SSHOM3.0.

10.2.1 Caractéristiques générales des marées internes modélisées

Dans le cadre de cette étude, nous présentons la phase de "spin up" du modèle durant laquelle les ondes internes ne se sont pas encore propagées jusqu'à la frontière du domaine. Il s'agit bien entendu d'un processus qui n'est pas observé dans la nature puisque les ondes internes y sont toujours présentes, mais qu'il est important de présenter pour décrire la génération des marées internes par exemple.

a Zones de génération

Sous l'effet de forts courants de marée barotropes au niveau des gradients topographiques, des vitesses verticales importantes apparaissent et font osciller les isopycnes (lignes d'isodensité), cette oscillation étant ensuite propagée vers le large et vers la côte sous forme d'ondes internes. La figure 10.2 illustre l'apparition des vitesses verticales singulières au bout d'une journée de simulation. Les zones de génération identifiées par la théorie de Baines sont retrouvées : au niveau du banc de La Chapelle (entre 5.5 et 8°O), mais sur des fonds de 250 à 1500 m, et aux abords du talus ibérique, de 7.5 à 9°O environ. Pour cette dernière, il s'agit d'une zone plus étendue vers l'Ouest que ne le prévoit la théorie, mais les nouvelles zones de génération apparaissent sur des fonds de 1000 à 1500 m de profondeur environ, proches de la pycnocline permanente (caractérisée par des variations rapides de densité). La prise en compte de la variabilité de la stratification avec la profondeur joue donc un rôle important. Enfin, une nouvelle région de génération est identifiée vers la frontière Ouest du domaine entre 48 et 49°N , entre 500 et 1000 m de profondeur. A cet endroit, le talus présente une orientation particulière qui laisse présager que les ondes internes pourraient se propager ensuite le long du talus.

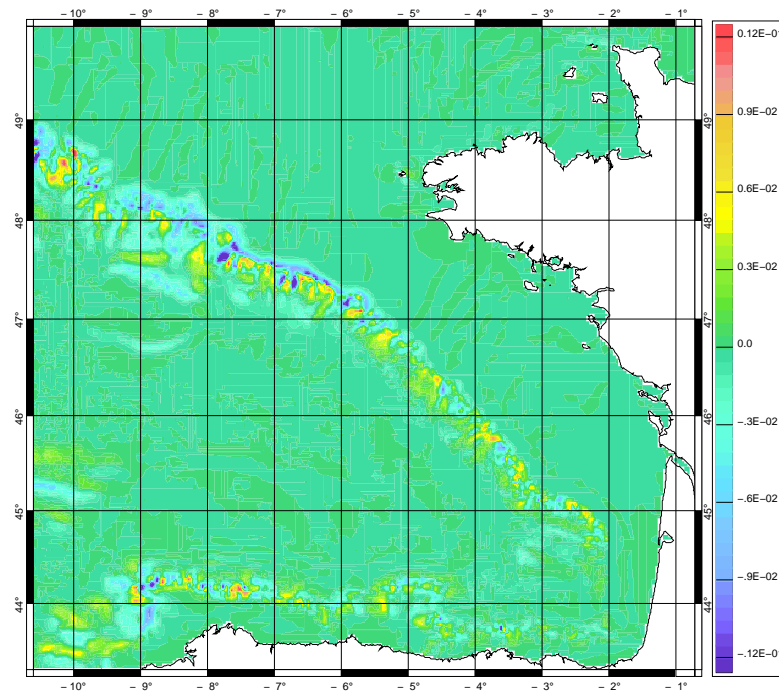


FIG. 10.2 – Vitesse verticale ($m.s^{-1}$) au voisinage du fond (premier niveau) après une journée de simulation (le 28 août 1994 à 0 h). Les plus fortes vitesses verticales sont associées aux zones de génération les plus énergétiques des marées internes.

b Caractéristiques de propagation

Propagation dans la couche de surface

Les marées internes se propagent ensuite depuis le talus sur la plaine et sur le plateau. La figure 10.3 représente l'évolution de la propagation à 70 m de profondeur.

On voit les ondes internes se former dès le début de la simulation puis se propager, d'abord depuis la région de maximum de génération située au-delà de $47^{\circ}N$, principalement le long de la radiale qui relie le banc de La Chapelle à la Corogne, avec une signature moindre de la zone de génération du canyon du cap Ferret. Le **31 août**, un maximum de vitesse verticale apparaît à environ 150 km du rebord du talus, alors que la longueur d'onde dans cette couche est de 50-60 km. En fait, le rayon d'énergie issu du talus est dirigé majoritairement vers le fond, où il est réfléchi puis remonte en direction de la pycnocline saisonnière qu'il rencontre à environ 150 km du point de génération, d'où l'amplification des vitesses verticales à cet endroit. D'après les vitesses horizontales de propagation des ondes internes, évaluées à $1.13 \pm 0.1 m.s^{-1}$ sur la plaine et à $0.65 \pm 0.05 m.s^{-1}$ sur le plateau (à partir de l'équation 5.98), les ondes ont parcouru à cette date une distance allant de 200 km par petits fonds à plus de 350 km par grands fonds (premier mode), et elles devraient être arrivées à la côte espagnole. Pourtant, sur la figure, on ne les voit plus dans les 100 km les plus proches du talus ibérique : les ondes internes sont très amorties avant d'y arriver, et le talus ibérique est aussi un lieu de génération, mais moins énergétique et la propagation se fait plus vers l'Est.

Trois jours plus tard, le **3 septembre** (à 0 h), il y a un renforcement des vitesses verticales

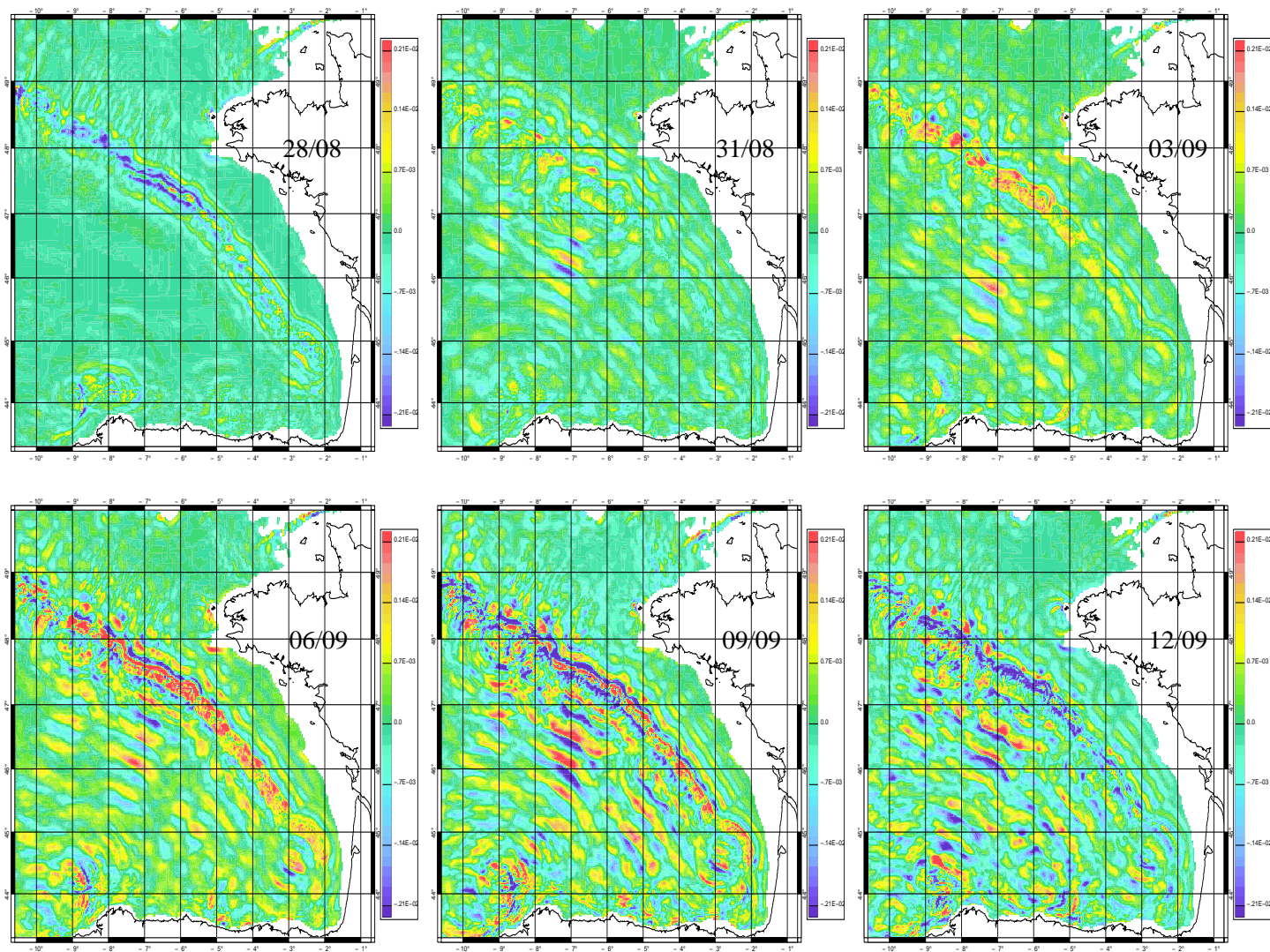


FIG. 10.3 – Evolution temporelle de la vitesse verticale à 70 m de profondeur ($m.s^{-1}$). Les chiffres en noir sur les figures correspondent aux différentes dates, avec un échantillonnage à trois jours, du 28 août au 12 septembre 1994, à 0 h. Les vitesses verticales sont seuillées à $\pm 2.1 \times 10^{-3} m.s^{-1}$.

le long du talus de la façade Atlantique française (en particulier au Sud de 47°N) et au niveau du talus ibérique. Les interférences des ondes qui se propagent le long de la radiale reliant le banc de La Chapelle à la Corogne sont à l'origine de valeurs de plus de $2.1 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ de la vitesse verticale, alors qu'elles sont plus de deux fois plus faibles en dehors de cette radiale au-dessus de la plaine abyssale. Le renforcement des ondes internes se poursuit jusqu'au 9 septembre. La figure 10.3 indique qu'à cette date, à 0 h, la propagation se produit de façon privilégiée le long de radiales perpendiculaires au talus depuis cinq zones : le plateau de Mériadzek, le banc de La Chapelle, une région située vers 46°N et 4°O au large d'Oléron, le canyon du Cap Ferret et le talus ibérique au nord de la Corogne.

Dans tous les cas, les ondes internes sont presque complètement amorties au bout de deux ou trois longueurs d'ondes dans la couche de surface.

Vers la partie nord du talus et au niveau de la zone de génération ibérique, il est parfois difficile de suivre la propagation des ondes internes, à cause notamment de la géométrie du fond. On ne peut plus percevoir le talus comme une simple pente gardant en tous points la même orientation et des interférences ont lieu entre les ondes internes se propageant vers le large avec celles qui voyagent le long du talus. On distingue d'ailleurs une propagation parallèlement au talus au niveau des rides bathymétriques sur le plateau de la Mer Celtique. Par contre, on ne voit pas de trace des ondes internes générées au-dessus du mont sous-marin de Vizcaya, à la frontière Ouest, dans la couche de surface. Les ondes internes, si elles y sont générées, ne se propagent donc pas en surface.

La propagation au-dessus du plateau est bien mise en évidence sur la partie au Sud de la pointe bretonne, avec une génération tout le long du talus, et en particulier le long de la radiale issue de la position (46.5°N , 4.7°O). Les longueurs d'ondes sont plus petites qu'au-dessus de la plaine (30 à 35 km) et les vitesses verticales y sont plus faibles, de sorte que les ondes internes y ont des marnages moins importants. Sur la zone de plateau située au nord du domaine, les processus de mélange dominant (front d'Ouessant...) et les ondes internes ne se propagent pas ou peu.

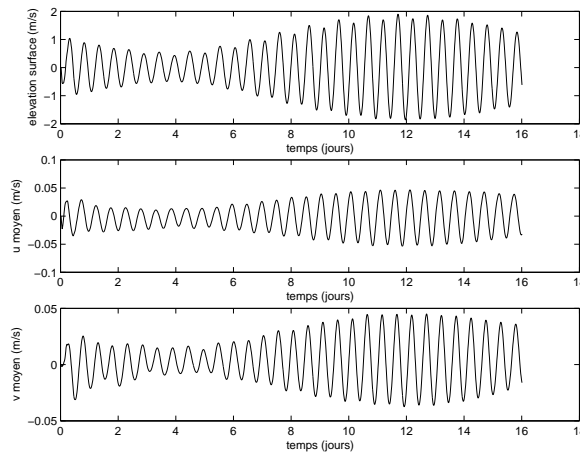


FIG. 10.4 – Cycle de la marée pour le mois de septembre 1994. Evolution temporelle de l'élévation de la surface (m) et des composantes du courant moyen (m.s^{-1}) au point de coordonnées (47.85°N , 8.75°O) à partir du 27 août 1994. Les maxima pour les trois variables sont situés après 12 jours, soit aux alentours du 7-8 septembre.

Le contraste entre les situations du **6** et du **9 septembre** à 0 h est beaucoup plus marqué

qu'entre le 9 et le 12. Ceci est dû au cycle de la marée, car la période de vive-eau se situe vers le 7-8 septembre (figure 10.4). La génération, qui dépend de l'intensité des courants barotropes, sera donc maximale à cette date.

Stratification de la couche de surface

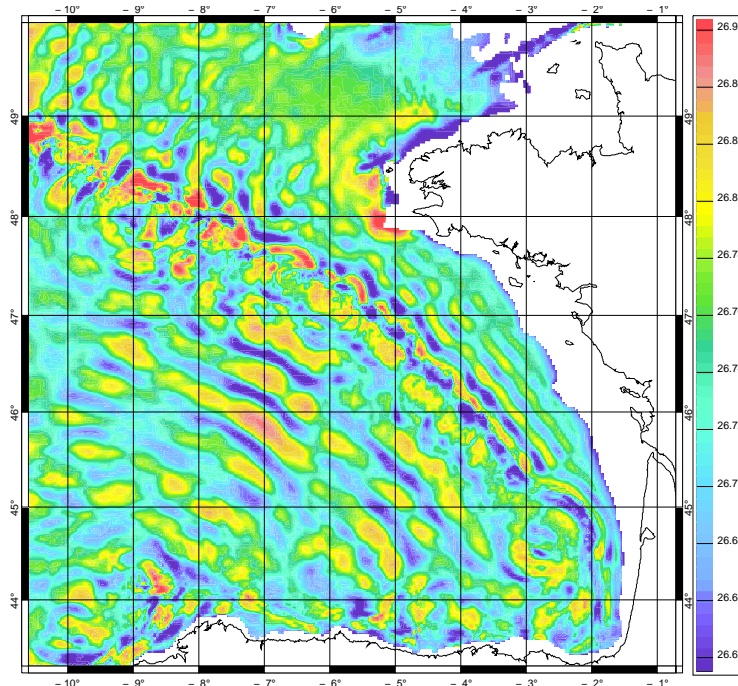


FIG. 10.5 – Coupe de densité à 70 m de profondeur, représentée sur une échelle allant de 26.6 à 26.9 $kg.m^{-3}$, pour le 9 septembre 1994 à 21 h. Les valeurs sont en réalité comprises entre 26.2 et 27 $kg.m^{-3}$.

La signature en densité à 70 m de profondeur est représentée sur la figure 10.5 : il existe des variations de plus de $0.3 kg.m^{-3}$ de masse volumique, les isopycnes étant orientées parallèlement au talus, représentatives de la propagation des ondes internes. Si on considère la stratification initiale non perturbée comme un état de référence (densité de $26.8 kg.m^{-3}$ à 70 m), les déplacements maximum des isopycnes sont de l'ordre de 10 m sur le plateau, 13 m sur la plaine et jusqu'à 30 m dans les zones de génération les plus énergétiques. Les plus grands marnages seront donc observés au niveau du talus.

Propagation dans les couches profondes

Afin d'étudier la propagation des rayons d'énergie, des coupes verticales sont réalisées suivant des radiales présentées en figure 10.6.

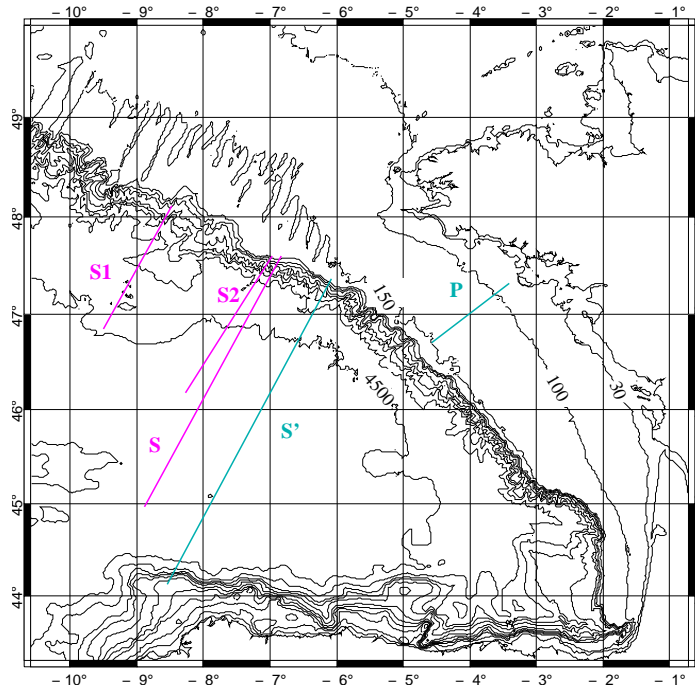


FIG. 10.6 – Carte de contours bathymétriques et position des radiales étudiées. Les radiales en magenta *S*, *S1* et *S2* sont celles de l'article de Pichon et Correard (2006). Toutes les radiales sont orientées Sud-Ouest/Nord-Est.

Positions des radiales *S* [(45°N, 8.9°O), (47.6°N, 6.9°O)], *S1* [(46.9°N, 9.5°O), (48.1°N, 8.5°O)], *S2* [(46.25°N, 8.23°O), (47.6°N, 7°O)], *S'* [(44.17°N, 8.59°O), (47.37°N, 6.05°O)] et *P* [(46.7°N, 4.5°O), (47.3°N, 3.4°O)].

Pour le premier mode barocline, la longueur d'onde horizontale est déterminée à l'aide de la figure 10.7.a représentant la vitesse verticale le long de la radiale *S'* à la date du 4 septembre 1994 (à 0 h). Elle est de $\lambda_{H1} = 150 \pm 10$ km, proche de sa valeur théorique $\lambda_{H1,th} = 147$ km, au niveau de la pycnocline permanente et de la couche inférieure de l'océan. Au niveau de la pycnocline saisonnière, un mode intermédiaire entre le mode 2 ($\lambda_{H2,th} = 74.8$ km) et le mode trois ($\lambda_{H3,th} = 49.2$ km) domine, avec $\lambda_{H3} = 55 \pm 7$ km.

La longueur d'onde horizontale sur le plateau est estimée à $\lambda_{Hplat,1} = 29 \pm 5$ km à partir de la figure 10.7.b le long de la radiale *P* (le 10 septembre à 0 h). Cette valeur est proche de celle de la théorie qui prévoit $\lambda_{Hplat,1th} \simeq 33.5$ km.

De la même manière que dans les expériences académiques menées au chapitre IV, des coupes de la vitesse verticale nous permettent d'estimer la longueur d'ondes. Toutefois, dans le cas de la plaine abyssale, ce n'est pas possible à toutes les échéances. Sur la figure 10.8, le long de la radiale *S'* (9 septembre), l'estimation des caractéristiques de propagation des ondes internes est rendue compliquée par les interactions entre les ondes générées et réfléchies aux talus et par la coexistence de fréquences (et donc de longueurs d'ondes) différentes. Dans les

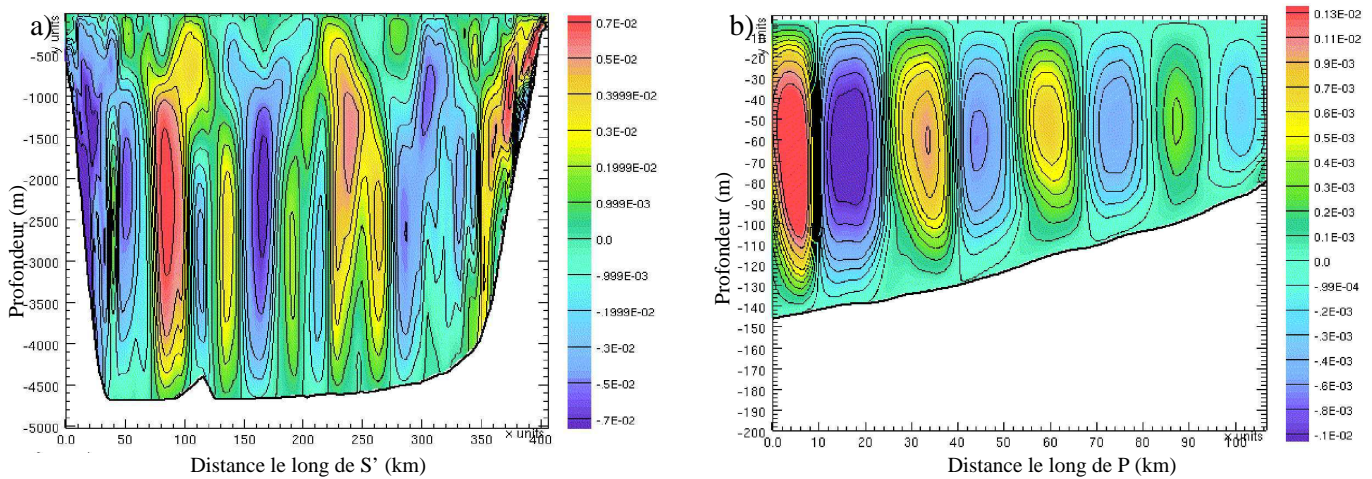


FIG. 10.7 – Coupes de la vitesse verticale ($m.s^{-1}$) le long des radiales : a) S' sur la plaine, le 4 septembre (0 h) et b) P sur le plateau, le 10 septembre (0 h). A noter : les échelles sont gaussiennes.

200 derniers kilomètres le long de la radiale, il est particulièrement difficile de distinguer les rayons des ondes internes générées au niveau du talus Armoricaïn, et les maxima de vitesse verticale ne sont pas équi-répartis, c'est-à-dire qu'on ne distingue pas vraiment de longueur d'ondes précise. Il n'est guère possible d'extraire l'information désirée directement, d'où la nécessité d'une représentation des processus par gammes de fréquences et une localisation dans l'espace à l'aide de la méthode d'analyse WEof.

Sections S , $S1$ et $S2$

Pour simplifier le problème, il est possible dans un premier temps de se placer en dehors de la zone d'interférences des ondes internes issues du talus Armoricaïn et du talus Ibérique. Le cas le plus approprié correspond à la radiale S (figure 10.6) qui est à la limite Nord de la zone la plus énergétique (Pichon et Correard, 2006). La pente bathymétrique est marquée et le rayon arrive au fond sans être réfléchi, ce qui correspond à la génération des ondes internes décrite par la théorie de Baines (1982).

Les vitesses horizontales tangentes aux trois radiales S , $S1$ et $S2$ sont représentées sur la figure 10.9. Dans chaque cas, les vitesses sont plus importantes près des zones de génération et les maxima suivent la trajectoire des rayons. On distingue très bien les trois régions de l'océan sur la verticale, en particulier sur la figure 10.9.a, après que le rayon d'énergie issu du haut du talus et réfléchi au fond ait atteint la pycnocline saisonnière. Dans les 70 premiers kilomètres environ depuis le lieu de génération le long de la section S , les rayons perdent peu à peu une grande partie de leur énergie, notamment après la réflexion au fond, comme le montre la diminution rapide des vitesses longitudinales à la section. Les valeurs de la vitesse horizontale les plus élevées se trouvent en surface, contrairement ce qui était observé pour la vitesse verticale, car la stratification verticale y est plus importante (ainsi que les gradients horizontaux de pression), alors que les vitesses verticales (et les marnages) sont plus élevées dans la couche inférieure de l'océan, lorsque la fréquence de Brunt-Väisälä prend des valeurs plus faibles.

La **pycnocline saisonnière** est caractérisée par les ondes internes de petites longueurs

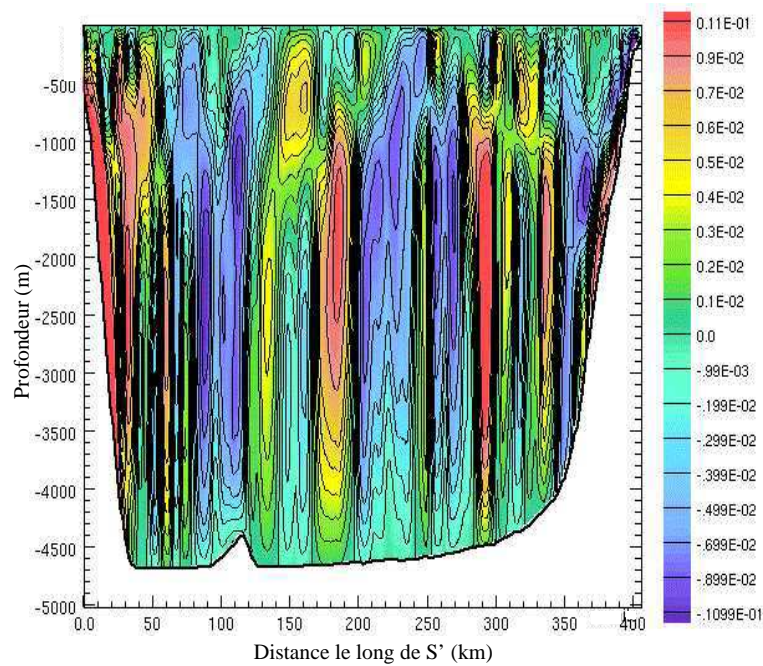


FIG. 10.8 – *Vitesse verticale ($m.s^{-1}$) le long de la radiale S' sur la plaine le 9 septembre à 21 h. L'échelle des isocontours est gaussienne.*

d'ondes déjà évoquées, avec des vitesses horizontales importantes (supérieures à $0.2 m.s^{-1}$ en valeur absolue). Les longueurs d'ondes de la pycnocline saisonnière sont en meilleur accord avec les valeurs trouvées dans la littérature, qui désignent une nette dominance du troisième mode barocline, par rapport au mélange de modes (entre 2 et 3) obtenu à l'aide de la vitesse verticale pour le 4 septembre. Ici, la valeur trouvée de $\lambda_{H3} = 48 \pm 6$ km est plus proche de la valeur théorique de 49.2 km.

En-dessous, au sein de la **pycnocline permanente**, les vitesses sont moins élevées, inférieures à $0.15 m.s^{-1}$, et suivent les rayons de propagation des ondes internes sous forme de segments de droites qui semblent se réfléchir au moins en partie vers le bas de la pycnocline saisonnière ($N \simeq constante$). Selon la théorie, la pente du rayon (des caractéristiques) pour une stratification de $N \simeq 1.5 \times 10^{-3} s^{-1}$ est de 0.06. La valeur déterminée graphiquement est de 0.055 ± 0.015 , donc en bon accord avec ce qui est attendu.

A la date considérée et d'après la figure 10.9.a, le rayon correspondant aux valeurs positives de la vitesse (du jaune au rouge sur la figure) issu du talus est réfléchi au fond une première fois vers 250 km environ à partir du Sud-Ouest de la radiale, puis vers 105 km, ce qui correspond à une longueur d'onde d'environ 145 km (premier mode barocline). De même, le rayon représenté par des valeurs négatives de la vitesse est réfléchi consécutivement à 145 ± 15 km d'écart vers la surface.

Puis, dans la région peu stratifiée de la **couche inférieure** de l'océan, les vitesses sont plus faibles et les rayons d'énergie sont déformés, ils acquièrent une pente plus petite.

Le long des deux autres radiales, la topographie du fond ne correspond plus à celle du cas théorique (figure 10.9). La radiale S1 intercepte la terrasse de Mériadzek vers 80 km à partir du Sud (figure 10.9.b). Cette remontée bathymétrique culmine à 2500 m et est un lieu supplémentaire de génération des marées internes. La vitesse verticale (figure 10.10) présente

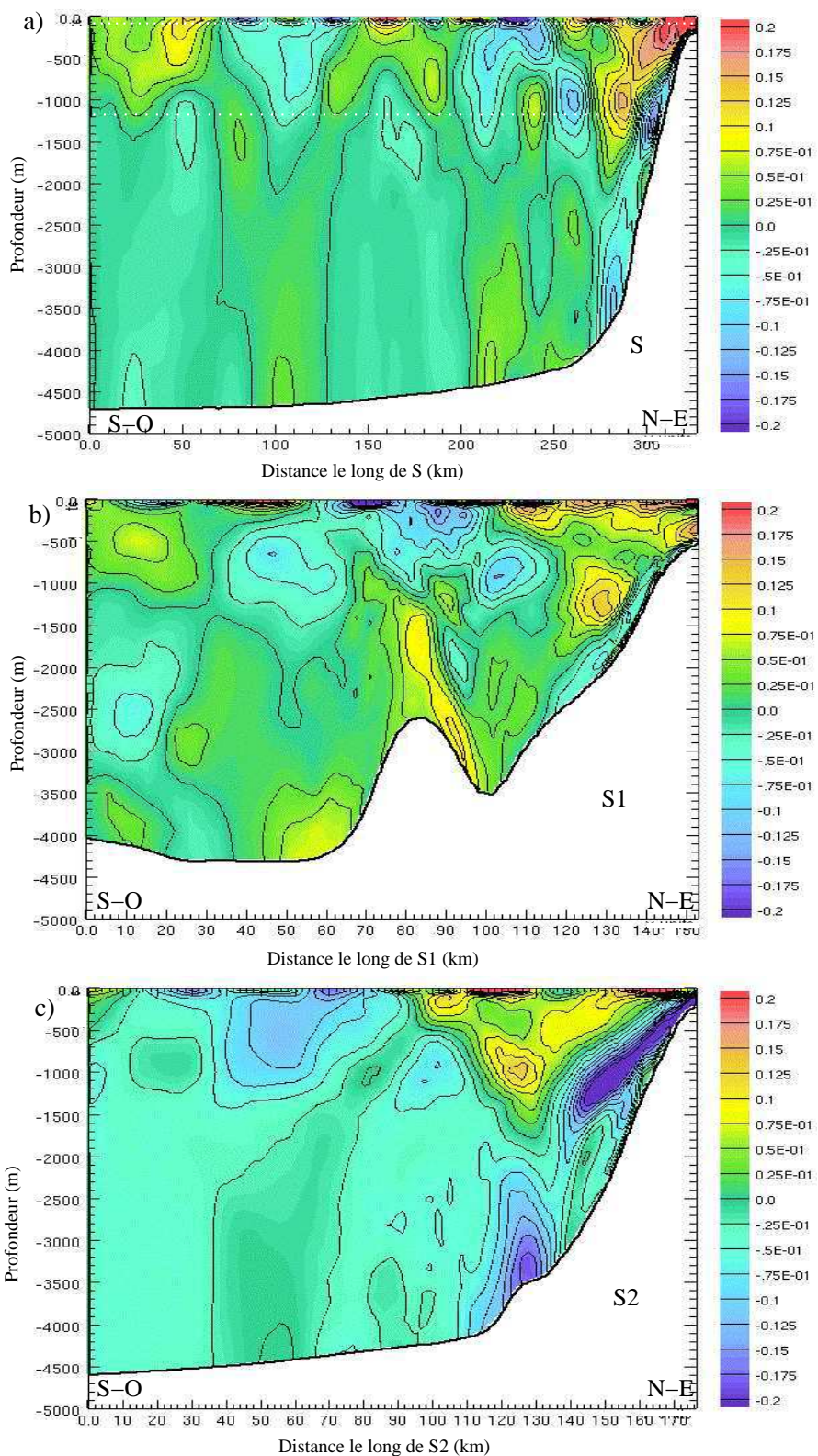


FIG. 10.9 – Vitesse horizontale ($m.s^{-1}$) longitudinale pour les radiales S , $S1$ et $S2$. a) Vitesse horizontale longitudinale pour la radiale S le 9 septembre 1994 à 19 h (les pointillés en blanc représentent la position du bas des deux pycnoclines), b) vitesse horizontale longitudinale pour la radiale $S1$ le 9 septembre 1994 à 19 h et c) vitesse horizontale longitudinale pour la radiale $S2$ le 9 septembre 1994 à 21 h. Les vitesses sont seuillées entre -0.2 et $0.2 m.s^{-1}$.

des valeurs supérieures à $0.4 \times 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$ de part et d'autre de la remontée bathymétrique, centrées entre 75 et 90 km à partir du Sud-Ouest de la radiale, qui correspondent à deux zones supplémentaires de génération des marées internes. Cependant, le changement de signe indique qu'elles sont déphasées, ce qui veut dire que lorsque la propagation dans une des zones fait remonter les isopycnes, elle a tendance à provoquer leur approfondissement dans l'autre. De plus, le rayon issu du haut du talus est réfléchi à environ 30 km du lieu de génération, ce qui rend difficile une étude des caractéristiques de propagation des ondes dans la région proche du talus.

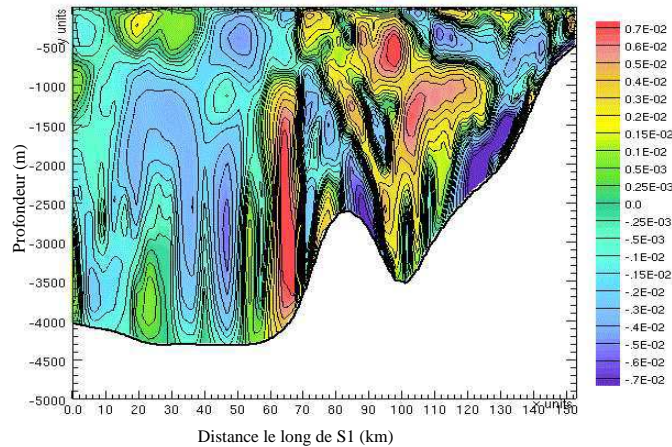


FIG. 10.10 – Vitesse verticale (m.s^{-1}) le long de la radiale S1 le 9 septembre 1994 à 19 h. Les vitesses verticales sont seuillées à $\pm 7 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$.

Enfin, la section S2 est située dans la zone la plus énergétique. En effet, vers 250-300 m, la pente du rayon caractéristique (représenté par les valeurs fortement négatives de la vitesse sur la figure 10.9.c) est égale à celle du fond, on est donc dans une zone de génération critique. Le rayon est réfléchi sur un fond de 3500 m, et les vitesses décroissent rapidement.

Evolution temporelle de la stratification

Le caractère fortement énergétique de cette région du golfe de Gascogne en matière de génération d'ondes internes de marée en fait une zone de forts marnages. Aussi, les processus de mélange modélisés amènent à une dérive des isopycnes. D'après la figure 10.11, qui représente l'évolution temporelle de la densité sur la radiale S2, les isopycnes de la couche 10-200 m ont tendance à dériver au cours du temps, si bien que les masses d'eau des 50 premiers mètres sont décalées vers la surface, tandis que celles situées entre 50 et 200 m sont amenées vers le fond. Ainsi, l'isopycne de densité 27 kg.m^{-3} située initialement vers 100 m de profondeur le long de la radiale se trouve déplacée vers 120 m le 8 et le 9 septembre. Les plus grands marnages internes sont situés au-dessus de la zone de génération au talus, et la figure 10.11.b montre un ressaut hydraulique caractérisé par les pics verticaux des isopycnes au-dessus du talus, capables de déplacer localement les masses d'eau de plusieurs dizaines de mètres. Les isopycnes sont très rapidement décalées par rapport à leur profondeur initiale (dès le premier jour de simulation) et les masses d'eau les plus légères de la couche située sur les 20 premiers mètres ont été advectées au-dessus du talus à la date du 8 septembre, avec une disparition des isopycnes représentant des densités inférieures à 26 kg.m^{-3} . Le proces-

sus de mélange qui est à l'origine de la dérive des isopycnes, qui se poursuit dans le temps, est surestimé par le modèle et fait donc l'objet de tests de sensibilité qui sont décrits plus loin.

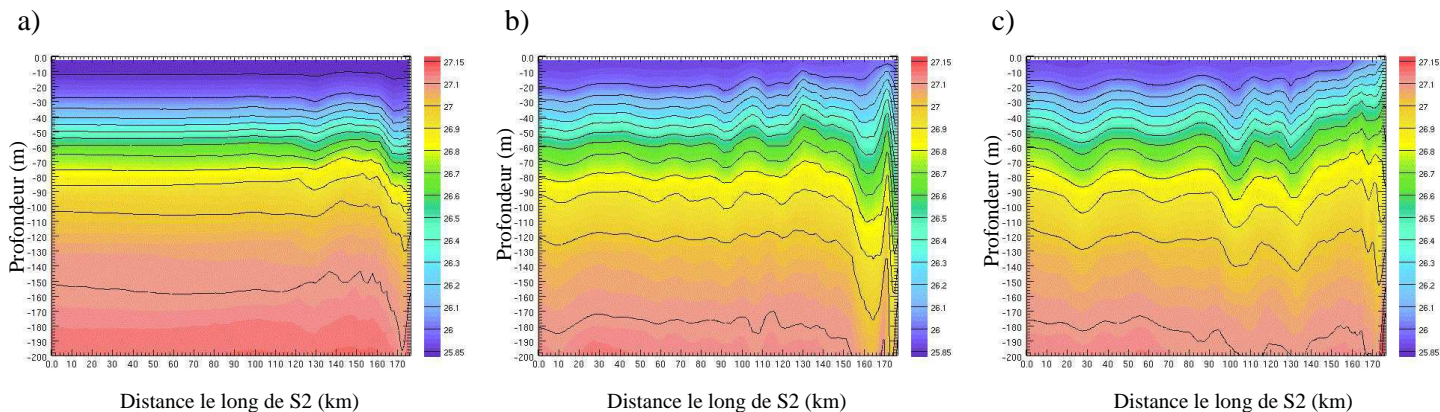


FIG. 10.11 – Evolution temporelle de la densité (kg.m^{-3}) le long de la radiale S2 dans la couche 0-200 m au mois de septembre 1994 : a) le 28 septembre à 0h, b) le 8 septembre à 0h et c) le 9 septembre à 21 h.

Afin de préciser les caractéristiques de génération et de propagation des marées internes dans les différentes gammes de fréquences (semi-diurne, quart-diurne et diurne), les champs qui sont issus de la modélisation SSHOM3.0 sont analysés à l'aide de la méthode WEof.

10.2.2 Localisation fréquentielle

a Présentation

Les coûts de post-traitement et de stockage des champs issus de la modélisation pour effectuer une analyse en ondelettes en sortie du modèle sont très élevés dès lors qu'on choisit un échantillonnage temporel relativement fin (3 heures par exemple pour une localisation des processus semi-diurnes). Cette difficulté nous a amenés à développer un module intégré à SYMPHONIE qui permet de réaliser l'analyse en ondelettes en ligne. Les convolutions de l'ondelette avec le signal brut sont effectuées au cours du temps (figure 10.12). Il est possible de choisir les variables, les caractéristiques de l'ondelette, l'échantillonnage en fréquence et en temps pour l'extraction. En particulier, le module offre le choix du type de sorties : coefficients bruts, champs reconstruits à une fréquence donnée. Un post-traitement est éventuellement réalisé par la suite pour analyser en composantes principales les champs reconstruits issus de l'analyse en ondelettes, i.e. calculer les WEofs.

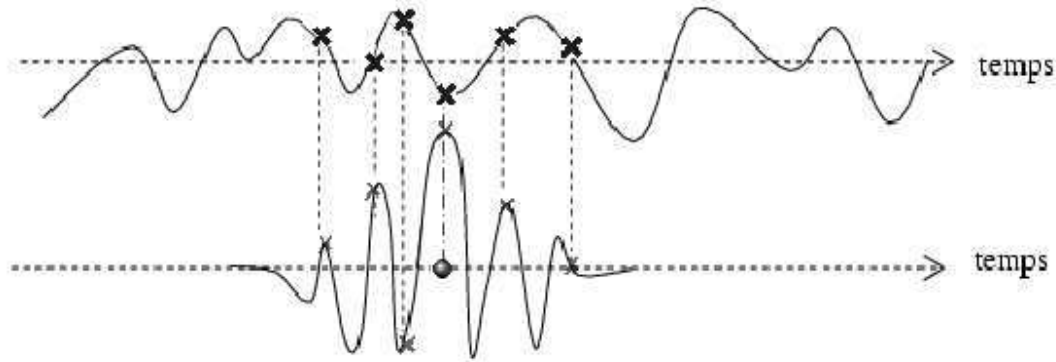


FIG. 10.12 – Schéma pour l'analyse en ondelettes en ligne dans SYMPHONIE : afin d'obtenir le coefficient en ondelettes à un temps donné (caractérisé par la sphère noire sur l'axe temporel inférieur), le calcul des convolutions aux différentes échéances (indiquées par les croix) entre l'ondelette, en bas, et le signal brut, en haut, est réalisé au cours des simulations.

Ici, l'analyse en ondelettes est utilisée pour caractériser les marées semi-diurnes, quart-diurnes et diurnes. D'après la théorie linéaire, l'onde K1 ne se propage pas car elle est située au-delà de la latitude critique, donc seules les propriétés théoriques de la propagation des marées internes M2 et M4 sont répertoriées dans le tableau 10.2, pour la stratification climatologique MINT94 du mois de septembre.

Contenu du spectre de marée interne

La propagation des marées internes, nous l'avons vu, peut-être caractérisée par des vitesses baroclines plus élevées lorsqu'on se trouve au niveau des zones énergétiques. La figure 10.13 représente le profil vertical de la vitesse verticale reconstruite par analyse en ondelettes en fonction de la gamme de fréquence en un point situé sur le talus, proche d'une zone de génération des marées internes. Une comparaison est réalisée entre les résultats pour une simulation forcée par les 9 ondes de marée et dans le cas d'une simulation forcée seulement par M2.

Dans les deux cas, il existe une composante semi-diurne, quart-diurne et diurne (figures 10.13.a et b).

Les vitesses verticales **semi-diurnes** sont maximales avec $1.5 \times 10^{-2} m.s^{-1}$ en valeur absolue dans la simulation de référence après le 6 septembre, à comparer aux $9 \times 10^{-3} m.s^{-1}$ obtenus dans le cas d'une simulation forcée par M2 seulement. Les ondes semi-diurnes S2, N2 et K2 ont donc une contribution non négligeable en terme d'amplitude des vitesses verticales et donc de marnage interne. Sur la figure 10.13.a le maximum pour M2 est situé vers 1000 m et la vitesse verticale augmente depuis le 2 jusqu'au 9 septembre, alors que sur la figure 10.13.b elle reste à la même valeur au cours du temps à cette profondeur. La modulation en amplitude de la marée barotrope (le cycle de marée) due à l'interaction de M2 et S2 est donc bien retrouvée pour les vitesses verticales à l'intérieur de l'océan.

De plus, la composante **quart-diurne**, qui correspond à la propagation de la marée interne à la période de M4, présente des maxima localisés globalement aux mêmes moments

			M2	M4	
			$T = 12.4h$	$T = 6.2h$	
Plaine abyssale (4500 m)	λ_H (km)	mode 1	147.5	50.8	
		mode 2	73.7	25.4	
		mode 3	49.2	16.9	
	c_H ($m.s^{-1}$)	mode 1	3.3	2.3	
		mode 2	1.6	1.1	
		mode 3	1.1	0.8	
	$c_{g,H}$ ($m.s^{-1}$)	mode 1	1.4	2.0	
		mode 2	0.7	1.0	
		mode 3	0.5	0.7	
	α			0.061	0.177
	Plateau (125 m)	λ_H (km)	mode 1	33.6	11.7
			mode 2	16.8	5.9
mode 3			11.2	3.9	
c_H ($m.s^{-1}$)		mode 1	0.7	0.5	
		mode 2	0.4	0.3	
		mode 3	0.1	0.2	
$c_{g,H}$ ($m.s^{-1}$)		mode 1	0.3	0.4	
		mode 2	0.2	0.2	
		mode 3	0.1	0.1	

TAB. 10.2 – Tableau des caractéristiques de propagation des ondes internes de périodicité semi-diurne (M2) et quart-diurne (M4) pour la climatologie MINT94 (septembre 1994). Les longueurs d'ondes verticales sont supérieures à l'extension verticale de propagation des ondes internes sur la plaine et sur le plateau et ne sont pas données. Les longueurs d'ondes horizontales λ_H , les vitesses de phase horizontales c_H et les vitesses de groupe horizontales $c_{g,H}$ sont données pour des stratifications moyennes sur la plaine (fond à 4500 m de profondeur et $N = 1.5 \times 10^{-3} s^{-1}$) et sur le plateau (fond à 125 m de profondeur et $N = 1.2 \times 10^{-2} s^{-1}$). La pente des rayons α est calculée sur la plaine entre 200 et 1200 m environ (où $N \simeq$ constante).

que ceux de la marée interne semi-diurne qui lui donne naissance, avec un décalage de presque deux jours dans le cas du maximum vers 700 m de la figure 10.13.a. Ce retard s'explique par des différences de vitesses de propagation en fonction de la fréquence (voir tableau 10.2) et par des directions de propagation différentes (les maxima ne sont pas situés à la même profondeur pour les ondes semi-diurnes et les ondes quart-diurnes d'après la figure, et les rayons sont plus inclinés en théorie dans le cas de M4). Si l'on compare le maximum d'amplitude de la vitesse verticale associée à l'onde quart-diurne des figures 10.13.a et 10.13.b, il est supérieur d'un facteur de plus de 1.5 dans le cas d'un foçage multi-fréquences ($4 \times 10^{-3} m.s^{-1}$ contre $2.5 \times 10^{-3} m.s^{-1}$ pour un foçage uniquement par M2). La marée M4 est présente dans le foçage barotrope et génère par interactions des courants avec la topographie de fond des marées internes, en plus de ce qui peut être généré à l'intérieur de l'océan par non-linéarité depuis la marée interne semi-diurne M2.

Les vitesses verticales des ondes de **périodicité diurne** sont beaucoup plus faibles, de l'ordre de $1 \times 10^{-3} m.s^{-1}$ au maximum, et d'après la figure 10.13.b il y a une composante diurne même dans le cas où aucun foçage de période proche de 24 h n'est appliqué. Près de la moitié du signal interne correspondrait donc à un résidu. De plus, les vitesses verticales sont du même ordre de grandeur dans les deux simulations au niveau du plateau, on peut donc douter que la marée interne s'y propage à la fréquence diurne.

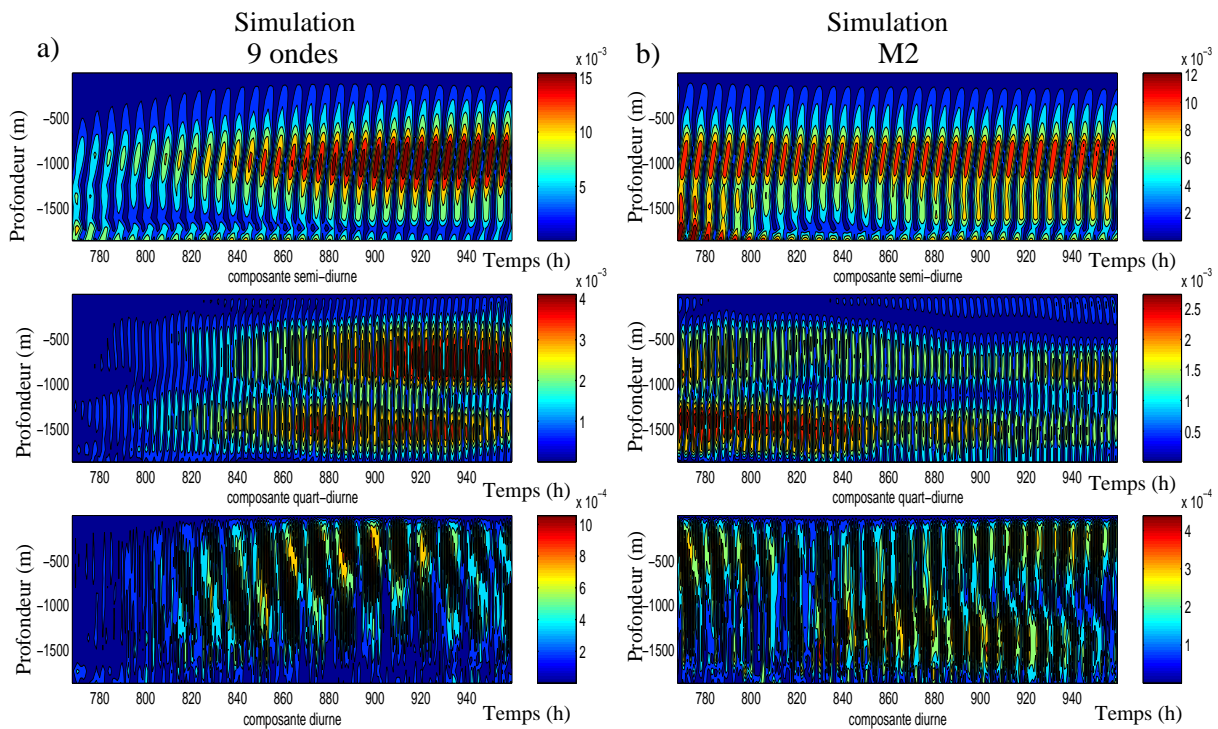


FIG. 10.13 – Evolution temporelle de l'amplitude de la vitesse verticale reconstruite ($m.s^{-1}$) aux fréquences semi-diurnes (12.4 h), quart-diurnes (6.2 h) et diurnes (23.9 h) par analyse en ondelettes en un point du talus ($47.3^{\circ} N$, $6.6^{\circ} O$). a) Reconstruction dans le cas d'une simulation forcée par les 9 composantes de la marée et b) même chose dans le cas d'une simulation forcée par M2 uniquement. L'axe temporel correspond au nombre d'heures écoulées depuis le 1 août 1994 à 0 h, du 2 au 9 septembre.

Présentation des analyses

Dans ce qui suit, les caractéristiques de propagation et de génération des marées internes sont décrites par gammes de fréquences (semi-diurne, quart-diurne puis diurne), en faisant appel à l'analyse en ondelettes et à la décomposition en WEofs.

Les analyses en ondelettes sont réalisées pour des latitudes inférieures à 49°N, afin d'étudier la propagation des marées internes sur la plaine et sur le talus. La reconstruction des composantes horizontales de la vitesse est effectuée en chaque point du domaine avec une résolution de 3 km, sur 31 niveaux verticaux. La reconstruction de la composante verticale est réalisée seulement un point sur deux sur la verticale (soit un total de 15 niveaux).

Les décompositions en WEofs ont été calculées sur les champs reconstruits en prenant seulement un point sur deux sur l'horizontale, afin de réduire les coûts de calcul.

Les marnages sont donnés le long des radiales S, S1, S2 et S', en chaque point et à chaque niveau vertical. Pour les déterminer, nous utilisons une méthode faisant intervenir l'analyse en ondelettes. La description détaillée de cette méthode originale se trouve en annexe C.

b Les marées internes semi-diurnes

Zones de génération et de propagation

Il s'agit des marées internes les plus énergétiques. On retrouve donc les mêmes zones de génération vers 12.4 h (figure 10.14) que pour la résultante des composantes de la marée interne (figure 10.2), avec trois zones privilégiées : à la frontière Ouest, au talus Armoricaïn au niveau du banc de la Chapelle et plus au sud au-dessus du talus Ibérique. Ces résultats sont en accord avec ce qui était théoriquement prévu par la formule de Baines (figure 10.1), à part au niveau du talus ibérique où la zone prévue se situait plus à l'Est.

Les vitesses verticales semi-diurnes sur une coupe horizontale à 70 m de la figure 10.15 présentent elles aussi une répartition spatiale analogue à ce qui avait été observé pour la vitesse verticale totale 30 minutes plus tard. Par rapport à la figure 10.3 du 9 septembre à 0 h, les vitesses verticales sont plus faibles, en particulier au sud de 46°N le long du talus, au niveau du canyon du cap Ferret, qui ne semble plus être une zone de génération privilégiée. Les figures de propagation correspondant à l'alternance de maxima et de minima de la vitesse verticale sont proches lorsqu'on considère le champ brut et le champ reconstruit vers 12.4 h. Mais le fait d'avoir extrait la composante semi-diurne rend plus évidente la localisation à la fois des zones de génération et de propagation, en enlevant le bruit introduit par la présence des marées internes diurnes et quart-diurnes.

Caractéristiques de propagation

A partir de la figure 10.15, nous pouvons déterminer les longueurs d'ondes horizontales dans la thermocline saisonnière de l'océan. Elles sont respectivement de $\lambda_H = 51 \pm 2$ km sur la plaine et $\lambda_{Hplat} = 30.5 \pm 4$ km sur le plateau. Ces valeurs sont proches de ce qui est trouvé par les travaux théoriques pour le mode 3 sur la plaine ($\lambda_{H3,th} = 49.2$ km) et pour le premier mode barocline sur le plateau ($\lambda_{Hplat,1th} \simeq 33.5$ km).

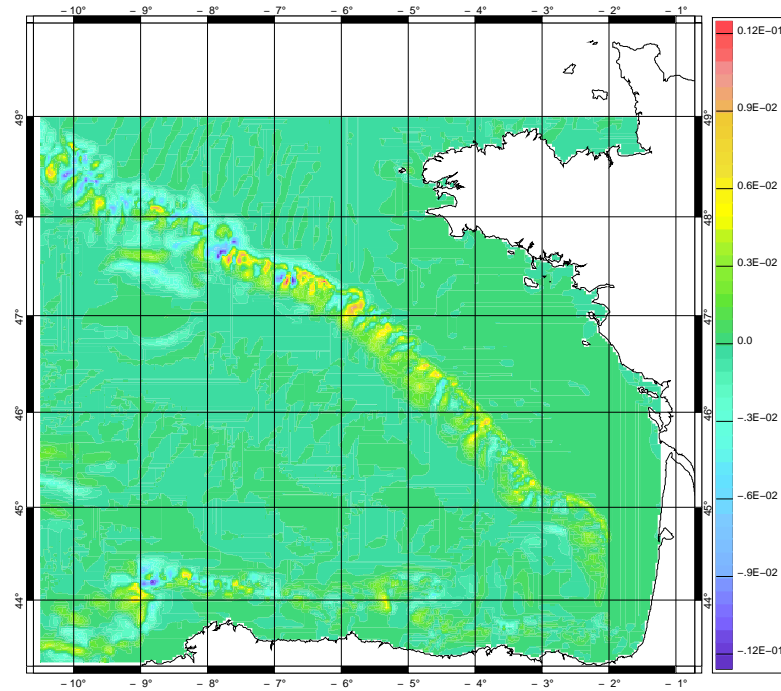


FIG. 10.14 – Vitesse verticale reconstruite dans la gamme de fréquences semi-diurne autour de 12.4 h ($m.s^{-1}$) au voisinage du fond (premier niveau) après une journée de simulation (le 28 août 1994 à 1 h). Les plus fortes vitesses verticales sont associées aux zones de génération les plus énergétiques des marées internes vues figure 10.2.

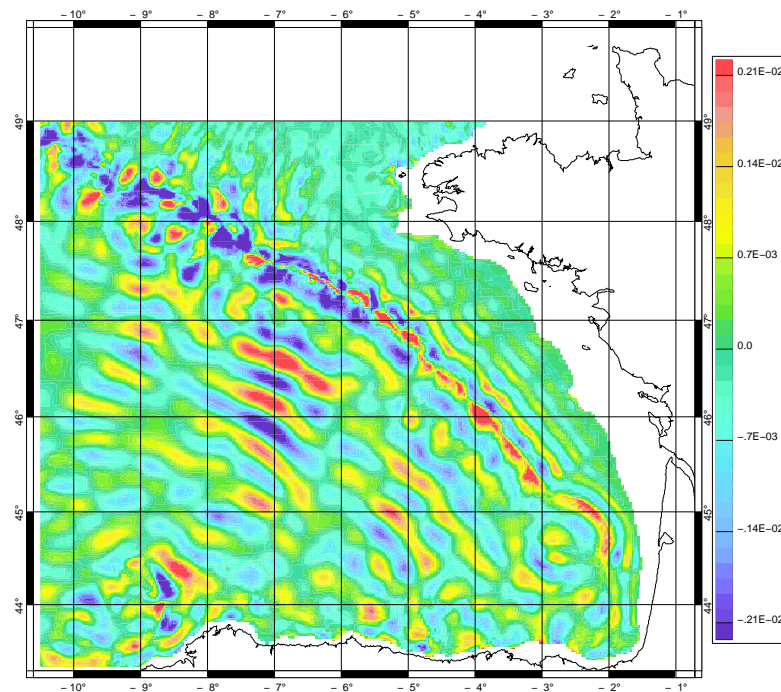


FIG. 10.15 – Vitesse verticale reconstruite dans la gamme de fréquences semi-diurne autour de 12.4 h ($m.s^{-1}$) à 70 m de profondeur le 8 septembre 1994 à 23h30. La résolution horizontale est de 3 km et un point sur deux sont extraits sur la verticale.

Sections S' et P

Pour étudier les longueurs d'ondes et les angles de propagation des marées internes semi-diurnes, des coupes de la vitesse verticale sont réalisées le long des radiales S' (reliant les deux talus) et P (sur le plateau). Les résultats sont présentés en figure 10.16 pour le 9 septembre.

Par rapport à la vitesse verticale totale (présentée en figure 10.8) pour la radiale S' , il est possible d'identifier les structures propagatives lorsqu'on considère uniquement ce qui se propage à la fréquence semi-diurne (figure 10.16.a). La propagation se fait du Nord-Est vers le Sud-Ouest à partir du talus français, jusqu'à environ 120 km du début de la radiale. Après réflexion, la propagation a lieu en sens inverse depuis le talus Ibérique. En mesurant la distance séparant les maxima et les minima de vitesse verticale de la figure, nous obtenons sur la plaine $\lambda_H = 49 \pm 3$ km (mode 3), depuis la surface jusqu'à environ 500 m de profondeur, en accord avec ce qui a été trouvé à 70 m de profondeur. Puis, lorsque l'on descend dans la colonne d'eau, de 500 à environ 1000 m c'est le premier mode barocline qui domine, avec des longueurs d'ondes horizontales de l'ordre de $\lambda_H = 147 \pm 5$ km, très proches de la valeur théorique ($\lambda_{H1,th} = 147.5$ km). En-dessous de la pycnocline saisonnière et jusqu'à la base de la pycnocline permanente, les maxima de vitesse verticale suivent les rayons d'énergie depuis le talus Armoricaïn (à droite sur la figure) jusqu'à environ 150 km du talus Ibérique, où elles rencontrent les ondes émanant de celui-ci.

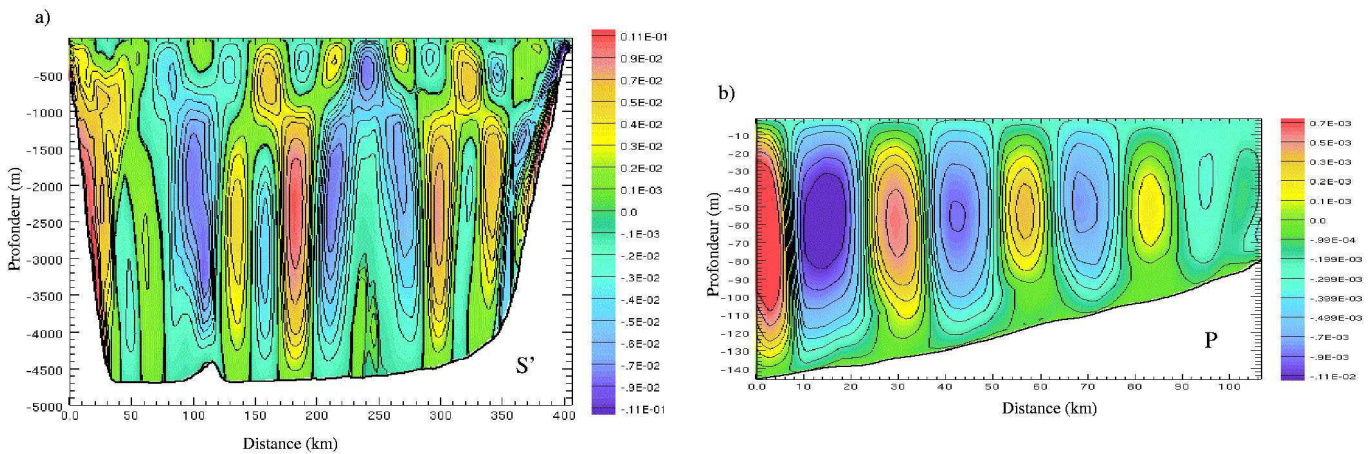


FIG. 10.16 – Vitesse verticale reconstruite dans la gamme de fréquences semi-diurne autour de 12.4 h (en $m.s^{-1}$) : a) le long de la radiale S' le 9 septembre 1994 à 20h15 et b) le long de la radiale P le 9 septembre 1994 à 21h45. La résolution horizontale est de 3 km et un point sur deux sont extraits sur la verticale.

La pente des caractéristiques est de $\alpha = 0.067 \pm 0.011$ avant réflexion (en bon accord avec $\alpha_{th} = 0.061$). Enfin, dans la couche profonde sous la pycnocline permanente, l'océan est peu stratifié, et les rayons sont fortement déformés. Le maximum de vitesse verticale qui apparaît vers 200 km sur la coupe S' , soit au milieu de la plaine, peut être associé au phénomène de résonance entre les ondes qui se propagent en direction du talus Ibérique et celles qui en proviennent après réflexion.

Sur le plateau, la section verticale le long de la radiale P de la figure 10.16.b indique qu'il s'agit d'une propagation du premier mode barocline (un seul maximum de vitesse verticale sur la colonne d'eau), comme dans le cas de la marée interne totale. Les plus grandes vitesses verticales, qui correspondent à des marnages plus importants, sont situées vers le rebord du talus d'où émanent les ondes, mais elles sont inférieures d'un facteur 10 à ce qui est obtenu sur la plaine pour la radiale S' avec des maxima de $\pm 1.1 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$. Puis, elles sont amorties au cours de leur propagation et il y a donc très peu de réflexion à la côte. Les longueurs d'ondes sont de $\lambda_{H_{plat},1} = 28 \pm 1.5 \text{ km}$, valeur légèrement inférieure aux 30.5 km trouvés à partir de la coupe horizontale et plus éloignée de la longueur d'ondes théorique. Durant la simulation, les processus de mélange ont affecté la stratification au niveau du haut du talus, et la valeur de la fréquence de Brunt-Väisälä N a diminué, ce qui peut expliquer que les longueurs d'ondes trouvées sont de 3 à 5 km inférieures à la date du 9 septembre, après plus de 13 jours de simulation, par rapport à la longueur d'onde théorique du premier mode du tableau 10.2 calculée à l'aide de la stratification initiale.

De manière générale, les caractéristiques de propagation dérivées de l'analyse en ondes-lettes de la figure 10.16 sont en accord avec la théorie, la comparaison des longueurs d'ondes est meilleure sur la plaine que ce qui était obtenu pour le signal total qui incluait les perturbations diurnes et quart-diurnes (et qui surestimait de 3 à 5 km les longueurs d'ondes en moyenne).

Section S

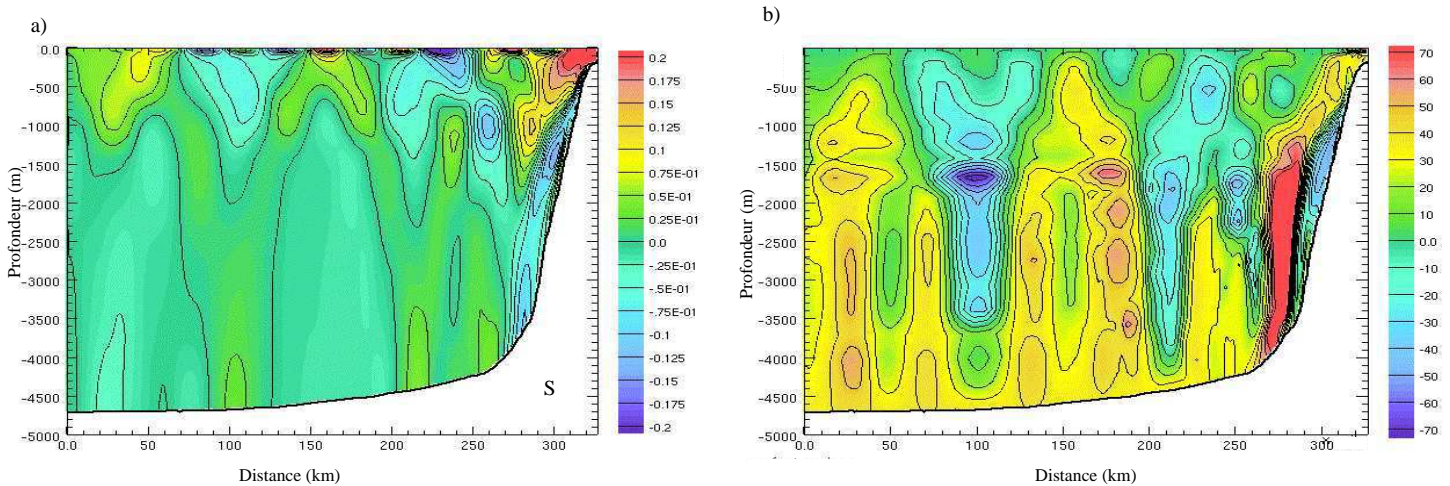


FIG. 10.17 – a) Composante semi-diurne de la vitesse horizontale longitudinale (m.s^{-1}) le long de la section S le 9 septembre 1994 à 19 h. b) Déplacement vertical des isopycnes induit par la marée interne semi-diurne seuillé à $\pm 70 \text{ m}$ le long de la radiale S le 9 septembre 1994 à 19 h. La résolution horizontale est de 3 km sur 30 niveaux verticaux.

Le long de la radiale S, les vitesses longitudinales semi-diurnes de la figure 10.17.a présentent la même répartition spatiale que sur la figure 10.9.a. Aucune structure nouvelle n'est mise en évidence à la fréquence semi-diurne pour cette onde, mais il semble que dans la zone située entre 500 et 1000 m de profondeur, les maxima secondaires soient beaucoup

moins prononcés à la fréquence semi-diurne. Au niveau du premier rayon d'énergie, la vitesse vers 1300 m de profondeur atteint -0.2 m.s^{-1} pour la vitesse totale, alors que sa composante semi-diurne n'est que de -0.125 m.s^{-1} . Ainsi, si la structure des marées internes peut être déterminée à partir des champs bruts issus de la modélisation, il existe une contribution non négligeable aux fréquences diurnes ou quart-diurnes, qui justifie de réaliser le même type d'analyse à ces fréquences.

Le long de la section S, c'est en profondeur que les marnages sont les plus importants (figure 10.17.b), au-delà de 1500 m, lié à une stratification plus faible qui permet des grands déplacements verticaux. En effet, l'amplitude des marées internes semi-diurnes dépasse 120 m localement à 2500 m de profondeur près du talus. Ailleurs, elle reste située dans la limite des 70 m, valeur atteinte en-dessous de la pycnocline permanente vers 1600 m de profondeur. Il est également intéressant de noter que les amplitudes sont plus grandes au niveau des rayons d'énergie, où elles dépassent 30 m. Enfin, leur évolution temporelle indique qu'elles suivent le cycle de marée et sont maximales en période de vive-eau barocline.

Section S1

Le long de la radiale S1 (figure 10.18), on peut aboutir aux mêmes conclusions en ce qui concerne la dominance de la composante semi-diurne sur la vitesse longitudinale à la coupe, avec des valeurs plus faibles par endroits. En effet, malgré de fortes similitudes, la vitesse atteint 0.125 m.s^{-1} sur le flanc Nord de la remontée de la Terrasse de Mériadzek pour la marée totale de la figure 10.9.b, et les vitesses sont supérieures à 0.1 m.s^{-1} de 1400 à 3400 m, alors que le maximum de la composante semi-diurne s'étend de 1400 à 2000 m seulement. Ce résultat confirme que les différences les plus importantes sont situées près des zones de génération où les autres composantes de la marée interne ne peuvent être négligées.

Les marnages les plus importants sont associés à la remontée topographique, en-dessous de 2000 m. L'amplitude de la marée interne dépasse 100 m sur le flanc Sud de la remontée, ainsi que sur le talus vers 1200 m de profondeur. Plus près de la surface, des marnages intenses sont induits entre 100 et 600 m de profondeur à une distance de 100-110 km du début de la radiale. Ailleurs, elle ne dépasse pas 30 à 40 m, comme sur la section S.

Section S2

La vitesse semi-diurne est également comparable à la vitesse totale le long de la radiale S2 (figures 10.19.a et 10.9.c), moyennant les remarques précédentes. L'amplitude de la marée interne semi-diurne (figure 10.19.b) est maximum au-dessus de la zone de réflexion du premier rayon issu du haut du talus. Elle dépasse 120 m en valeur absolue entre 2000 et 2500 m de profondeur. Le caractère fortement énergétique de cette région ne fait donc pas de doute.

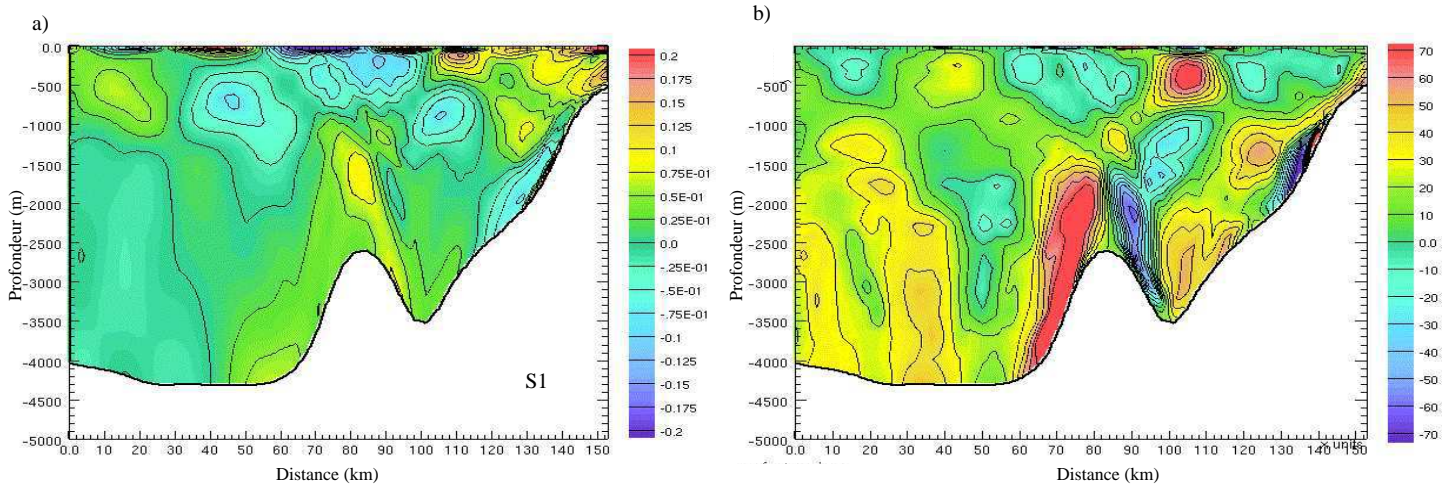


FIG. 10.18 – a) Composante semi-diurne de la vitesse horizontale longitudinale ($m.s^{-1}$) le long de la radiale S1 le 9 septembre 1994 à 19 h. b) Déplacement vertical des isopycnés induit par la marée interne semi-diurne seuillé à 70 m le long de la radiale S1 le 9 septembre 1994 à 19 h. La résolution horizontale est de 3 km, sur 30 niveaux verticaux.

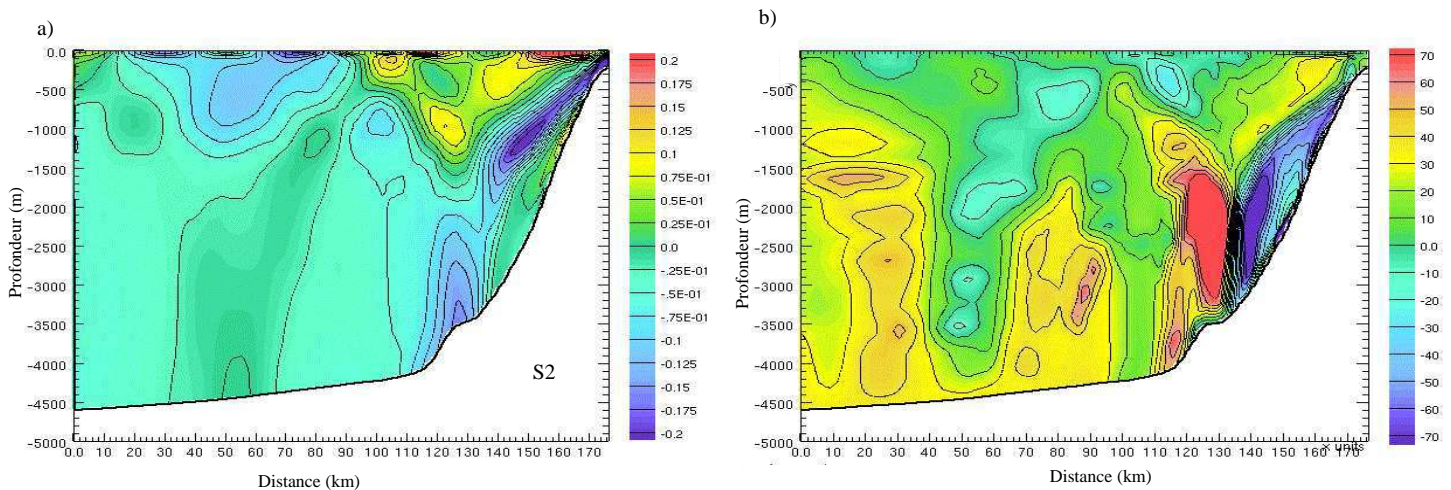


FIG. 10.19 – a) Composante semi-diurne de la vitesse horizontale longitudinale ($m.s^{-1}$) le long de la radiale S2 le 9 septembre 1994 à 21 h. b) Déplacement vertical des isopycnés induit par la marée interne semi-diurne seuillé à 70 m le long de la radiale S2 le 9 septembre 1994 à 21 h. La résolution horizontale est de 3 km, sur 30 niveaux verticaux.

Section S'

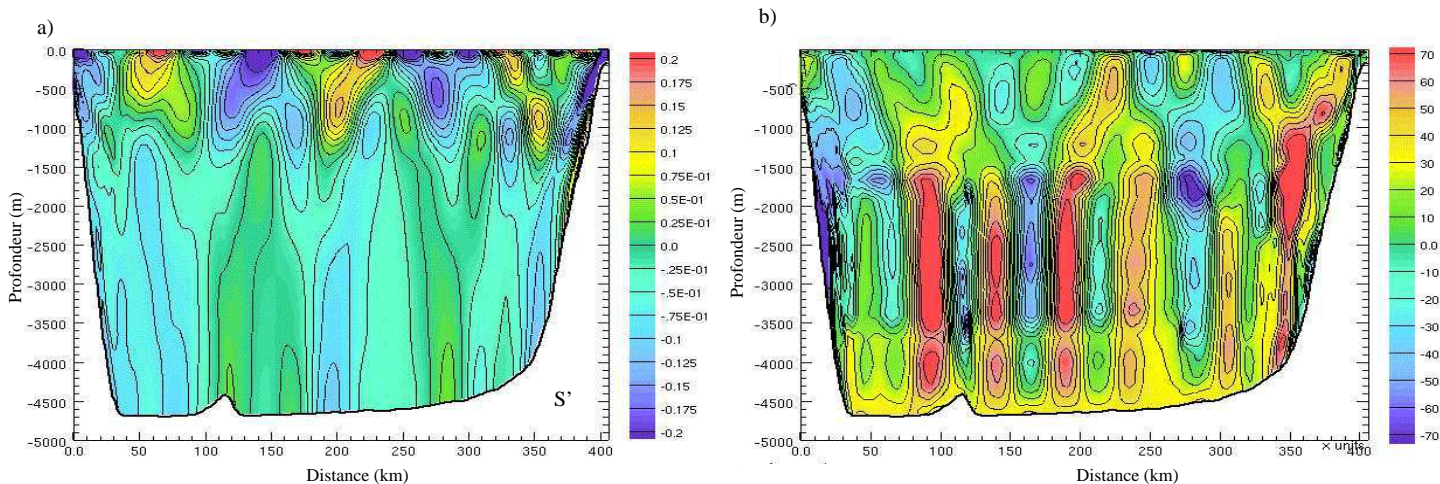


FIG. 10.20 – a) Composante semi-diurne de la vitesse horizontale longitudinale ($m.s^{-1}$) le long de la radiale S' le 9 septembre 1994 à 21 h. b) Déplacement vertical des isopycnes induit par la marée interne semi-diurne seuillé à 70 m le long de la radiale S' le 9 septembre 1994 à 21 h. La résolution horizontale est de 3 km, sur 30 niveaux verticaux.

Les plus grands marnages semi-diurnes sont observés le long de la section S' (figure 10.20.b), où les amplitudes atteignent plus de 200 m au talus Ibérique vers 2500 m de profondeur, probablement grâce à la conjugaison de la génération locale et de la réflexion de l'onde au talus opposé. Les autres maxima sont situés à 90 km du début de la radiale, au niveau du milieu de la radiale et vers le talus Armoricaïn, avec des amplitudes de plus de 80 m.

Section P

Les zones de plus faibles marnages sont situées sur le plateau. L'amplitude de la marée interne semi-diurne est de 5 à 10 m près du talus le long de la radiale P, et elle diminue au fur et à mesure qu'on s'en éloigne.

Analyse WEOF de la marée interne semi-diurne

L'analyse en ondelettes nous a permis dans un premier temps d'étudier les caractéristiques de la marée interne semi-diurne. Les longueurs d'ondes et les vitesses dans cette gamme de fréquences correspondent à ce qui a été observé pour la résultante multi-fréquence. C'est la composante dominante du spectre.

Toutefois, elle ne nous a pas permis de décoreller les processus physiques tel que les interactions des différentes ondes en fonction de leur lieu de génération, ou bien l'influence du cycle de marée qui modifie la marée semi-diurne. Une décomposition sur les 3 premiers WEOF est donc réalisée pour la vitesse verticale semi-diurne, avec une résolution plus faible (6 km horizontalement, sur 15 niveaux verticaux), en considérant 98 membres (itérations temporelles) espacés de 1h30 chacun. L'analyse WEOF débute après 6 jours de simulation (commencée le 28 septembre à 0h), elle consiste à reconstruire la vitesse verticale du 3 septembre à 0 h au 9 septembre à 0 h en fonction des différentes corrélations spatiales observées entre ces deux dates.

Couche de surface

La figure 10.21 présente une comparaison entre la vitesse verticale semi-diurne et ses trois WEOFs monovariés reconstruits le 8 septembre, en période de vive-eau, à 70 m de profondeur dans la couche de surface de l'océan.

La vitesse verticale est importante en période de vive-eau, en particulier dans la gamme de fréquences semi-diurne. Elle dépasse $0.15 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ à la date choisie, le long du talus continental et au niveau de la résurgence du premier rayon d'énergie au niveau de la thermocline saisonnière de part et d'autre de la radiale S' (figure 10.21.a). Les marées internes semi-diurnes décrites au paragraphe précédent ont comme caractéristique commune, en considérant la phase du champ reconstruit autour de 12.4 h, de se propager en grande majorité depuis le talus de la façade Atlantique française vers le large, ainsi que sur le plateau dans une moindre mesure. Seule une portion réduite le long de la radiale S' est concernée par la propagation depuis le talus Ibérique vers le talus Armoricaïn, sur moins de 100 km.

Ces caractéristiques sont retrouvées pour le **premier WEOF**, qui explique 79.4 % de la variance de la vitesse verticale. Conformément à ce que l'on peut attendre d'un WEOF qui explique les $4/5^{\text{ième}}$ de l'information contenue dans un champ physique, il est très ressemblant à la vitesse verticale avant analyse en composantes principales. En effet, les figures 10.21.a et 10.21.b présentent les mêmes caractéristiques (maxima localisés aux mêmes endroits), à la différence près que les valeurs de la vitesse verticale reconstruite pour le premier WEOF vers 12.4 h est plus faible sur la plaine au sein de la thermocline.

Le **deuxième WEOF** (figure 10.21.c) explique 14.2 % de la variance de la vitesse verticale semi-diurne. Les plus grandes vitesses verticales sont situées sur le talus au Nord de 47°N où elles atteignent $0.12 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$. Des maxima correspondant à des valeurs proches de $0.9 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ sont également présents au-dessus de la plaine au niveau de la réflexion du premier rayon d'énergie à la thermocline et aussi au talus Ibérique vers 8.5°O. D'ailleurs, c'est le long de la section S' que sont retrouvés les plus grands mouvements verticaux, prin-

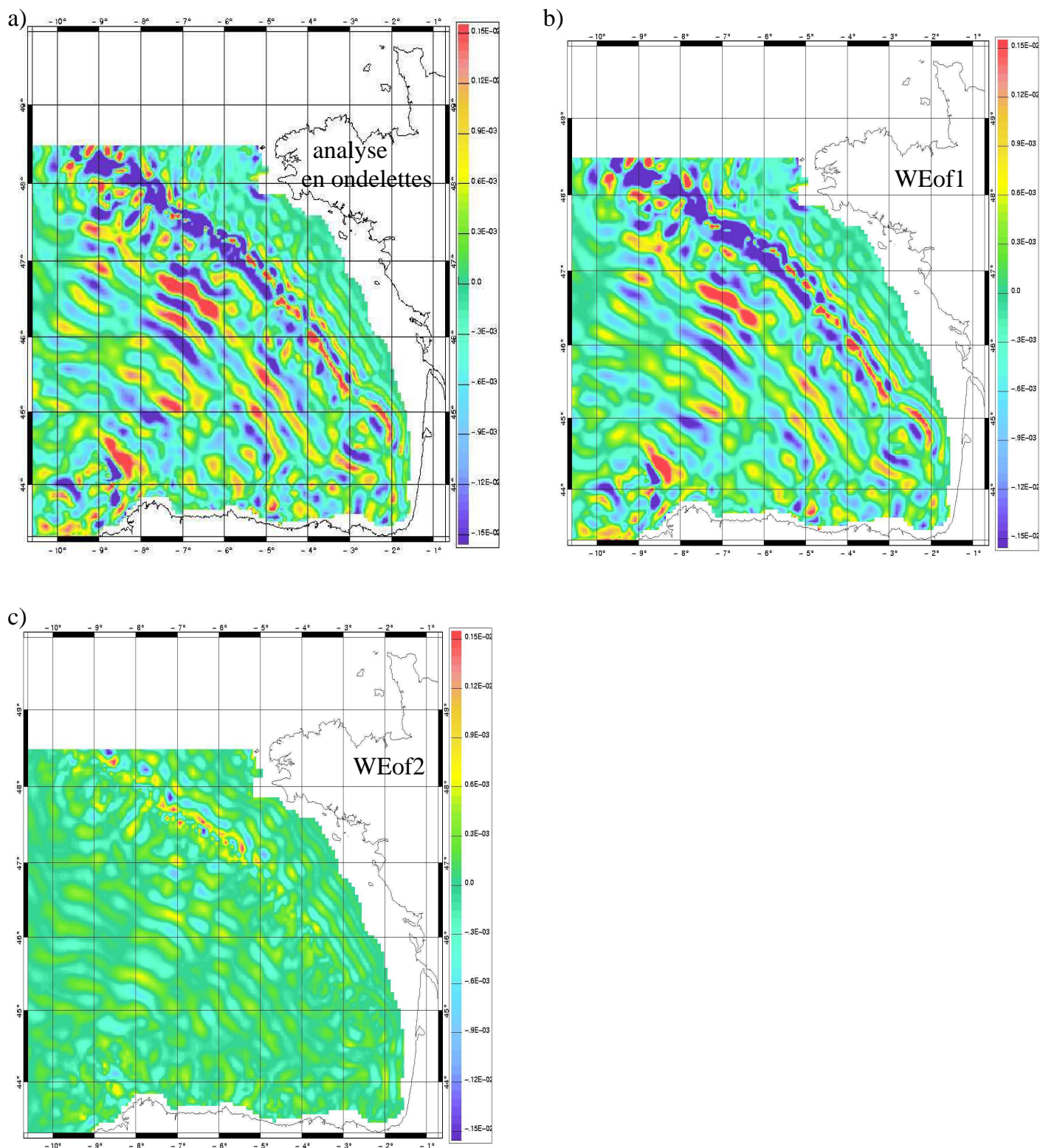


FIG. 10.21 – Coupe horizontale à 70 m de profondeur des 2 premiers WEofs (sur les 3 calculés) pour la vitesse verticale à la fréquence semi-diurne ($m \cdot s^{-1}$) le 8 septembre 1994 à 22h40 : a) Vitesse verticale analysée en ondelettes, b) WEof1 expliquant 79.4% de la variance et c) WEof2 (14.2 % de la variance).

cipalement vers le centre. Ce WEof est donc complexe à interpréter, puisqu'il contient à la fois une information sur le lieu de génération, mais également sur les endroits de maxima de déplacement vertical, soit sur la plaine à mi-distance environ entre les deux talus. Dans ce qui suit, nous présentons ce qui se passe le long de la radiale S' pour tenter de comprendre la physique représentée par ce WEof.

Couches profondes : section S'

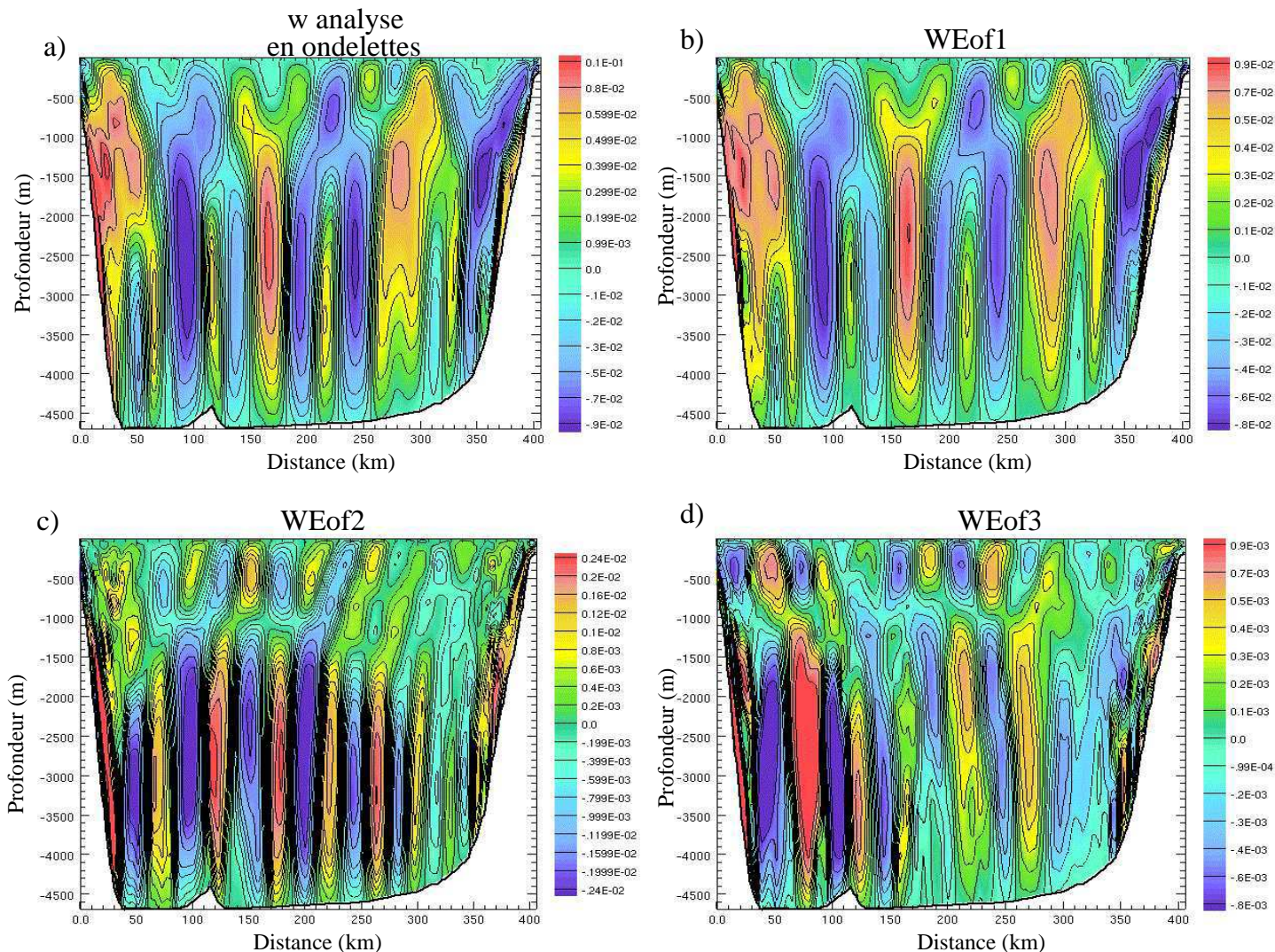


FIG. 10.22 – Coupe verticale le long de la radiale S' de 3 WEofs calculés pour la vitesse verticale à la fréquence semi-diurne ($m.s^{-1}$) le 8 septembre 1994 à 22h40 : a) Vitesse verticale de référence, b) WEof1 expliquant 79.4% de la variance, c) WEof2 (14.2 % de la variance) et d) WEof3 (6.4 % de la variance).

Pour le **premier WEof** le long de la section S' (figure 10.22), les ondes se propagent depuis le talus Armoricaïn jusqu'à 100 km du talus Ibérique, après quoi la propagation se fait dans la direction opposée, vers le Nord-Est, conformément à ce qui a été décrit pour la composante semi-diurne de la vitesse verticale (figures 10.22.a et 10.22.b). La propagation se fait selon un mélange de modes proche du premier mode barocline dans la couche profonde,

avec la présence du second mode barocline.

La section de la figure 10.22.c apporte des informations sur le **WEof 2**. Les vitesses verticales sont maximales pour des profondeurs inférieures à 1500m au niveau du talus Ibérique et avec des valeurs supérieures à $0.2 \times 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$. D'après la phase de ce WEof (non représentée ici), la propagation se fait de la même manière que précédemment, du Nord-Est au Sud-Ouest depuis le talus Armoricaïn et dans le sens inverse dans les 70 premiers km le long de la section.

Le **WEof 3** correspond à des maxima de vitesses verticales semi-diurnes (avec $w > 1 \times 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$) situés dans les 100 premiers km en partant du talus Ibérique. Cette fois, la phase indique que la propagation se produit uniquement en direction du talus Ibérique, et ce tout au long de la section. De plus, un deuxième maximum est présent dans la zone de résurgence à la thermocline du premier rayon, centré vers 150 km du talus Armoricaïn.

Tentatives d'interprétation

La figure 10.23 schématise l'interprétation des WEofs par la génération de modes supérieurs.

En effet, le long de la pycnocline permanente, la propagation se fait suivant des rayons qui sont rapidement déformés au-dessous. Lorsqu'ils interceptent le bas de la pycnocline permanente, et la pycnocline saisonnière, de l'énergie est susceptible d'être transférée aux couches plus profondes ou supérieures, en particulier dans la région en bleu sur la figure 10.23 proche du talus Ibérique lorsque plusieurs rayons peuvent apporter leur contribution au mécanisme.

Ce transfert d'énergie s'accompagne de la génération de modes supérieurs. Les régions concernées pour chaque WEof sont indiquées sur la figure. Pour le WEof 2, les ondes ont une longueur d'onde horizontale caractéristique du mode 3, avec $\lambda_H = 50 \pm 2 \text{ km}$. Pour le WEof 3, $\lambda_H = 65 \pm 5 \text{ km}$ pour la région partagée avec le deuxième WEof, près du talus Ibérique, caractéristique de la propagation du mode 2. Par contre, plus près du talus Armoricaïn, la longueur d'onde est de $\lambda_H = 50 \pm 3 \text{ km}$, il s'agit du mode 3 à des périodes proches de 12.4 h.

Complément : présence d'interférences constructives

Les deux premiers WEofs indiquent une propagation en sens inverse entre le début et la fin de la section. Proche du début de la section, elle est caractéristique à la fois des ondes internes générées au talus Ibérique et aussi probablement de celles qui y sont réfléchies. Pour le troisième WEof, nous sommes en présence d'ondes internes qui sont dirigées vers le talus Ibérique en provenance du talus Armoricaïn, et les maxima visibles sur les WEofs 2 et 3 pourraient provenir d'interférences avec ce qui se propage dans l'autre sens. Une tentative d'explication en ce sens à l'aide des WEofs temporels est donnée en annexe D.

Cette contribution viendrait s'ajouter aux premiers processus.

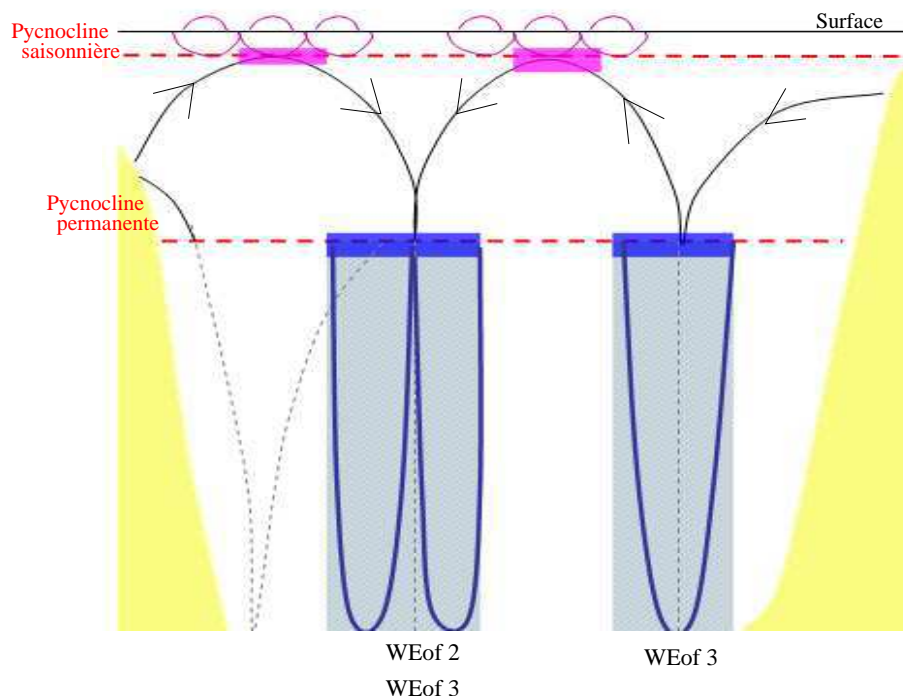


FIG. 10.23 – Schéma des processus à l'issue de l'analyse WEof à la fréquence semi-diurne : tentative d'explication.

Le bas des pycnoclines saisonnière et permanente est représenté en traits rouges pointillés. Le long de la pycnocline permanente, la propagation se fait suivant des rayons qui sont rapidement déformés au-dessous. Les boîtes bleues et magenta qui sont superposées aux bas des pycnoclines représentent les régions de maximum d'énergie, lorsque les rayons interceptent la pycnocline. Dans la couche inférieure, sous la pycnocline permanente, les régions hachurées en bleu correspondent à des régions de propagation des modes inférieurs des ondes internes excités aux endroits d'intersection des rayons avec le bas de la pycnocline. Ce sont aussi des régions d'interférences entre les ondes qui arrivent depuis le talus Armoricaïn et celles qui émanent du talus Ibérique. La génération de modes supérieurs est également présente au niveau de la pycnocline saisonnière, à partir des régions de maxima d'énergie (rectangles en magenta). En surface, les bourrelets d'eau représentés en magenta correspondent aux élévations induites par les marées internes.

c Les marées internes quart-diurnes

Cette composante de la marée interne est peu documentée, et nous savons peu de chose sur ses mécanismes de génération et de propagation. Le tableau 10.2 résume les différentes caractéristiques théoriques de propagation de la marée interne quart-diurne issues de la théorie pour des stratifications moyennes sur le plateau et sur la plaine (en considérant une profondeur constante).

Zones de génération

La marée quart-diurne est composée de l'onde non-linéaire M4 née de l'interaction de M2 avec elle-même en surface. La marée interne quart-diurne a donc pour origine première l'existence de courants de marée barotropes à cette fréquence excités par les ondes semi-

diurnes. Ainsi, les ondes internes quart-diurnes possèdent une dynamique propre. De plus, il est probable que les interactions de la marée interne M2 avec elle-même joue également un rôle dans la génération de l'onde interne M4. Les zones de génération caractérisées par des vitesses verticales au fond supérieures aux vitesses environnantes ne sont pas situées au même endroit sur les figures 10.24 (6.2 h) et 10.14 (12.4 h). La génération de la composante vers 6.2 h est localisée plus au Sud sur le plan global. Les maxima sont 4 fois inférieurs à ceux de la vitesse verticale semi-diurne (de l'ordre de $0.4 \times 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$). Les régions de génération privilégiées de la frontière Ouest, du talus Armoricaïn (vers 6°O) et du talus Ibérique (7 à 9°O) sont conservées, pas le mont sous-marin de Vizcaya. Mais les zones du talus situées entre 44.5 et 47°N sont également très énergétiques, y compris au niveau du canyon du cap Ferret, ce qui est une différence majeure avec la marée interne semi-diurne.

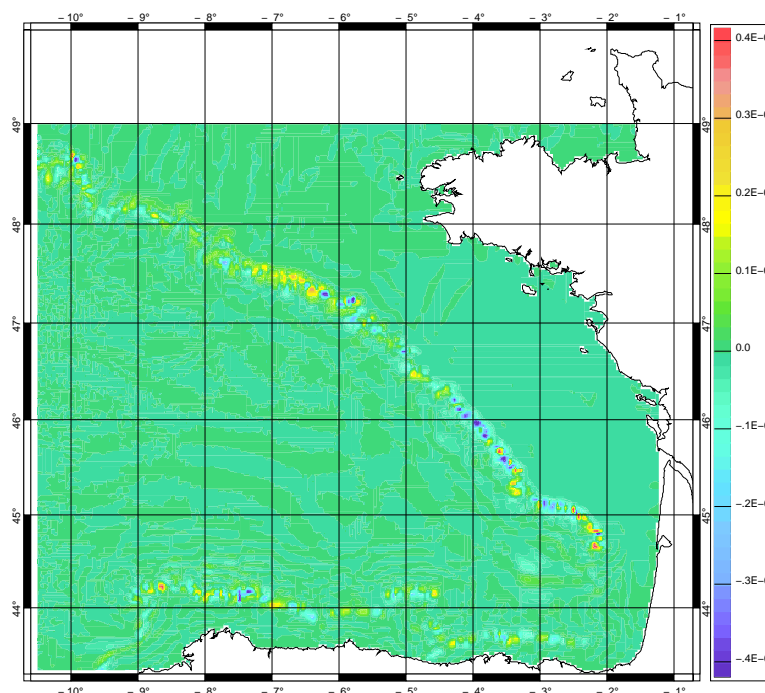


FIG. 10.24 – *Vitesse verticale reconstruite dans la gamme de fréquences quart-diurne autour de 6.2 h (en m.s^{-1}) au voisinage du fond (premier niveau) après une journée de simulation (le 28 août 1994 à 1 h). Les plus fortes vitesses verticales sont associées aux zones de génération les plus énergétiques des marées internes. Ici, elles sont différentes de celles de M2 vues figure 10.14.*

Génération des marées internes quart-diurnes en-dehors de la zone de talus

Afin de confirmer le processus de génération des ondes internes quart-diurnes, la figure 10.25 présente deux coupes de la vitesse verticale, une de périodicité quart-diurne (figure 10.25.a) et une autre de périodicité semi-diurne (figure 10.25.b). Il existe un maximum de vitesse verticale quart-diurne de $0.3 \times 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$ au niveau du talus Armoricaïn, entre 500 et 1000 m de profondeur, qui correspond au premier rayon d'énergie, vers 310 km du début de la radiale. Ensuite, les valeurs diminuent dès la première réflexion au talus, puis redeviennent maximales 60 km plus tard, entre 200 et 250 km depuis le début de la section. Or la composante semi-diurne (figure 10.25.b) est maximum avant l'arrivée du rayon à la pycnocline

saisonnière à environ 250 km sur la section (les vitesses verticales atteignent $-0.12 \times 10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$ dans la couche peu stratifiée du fond avant la première réflexion). Le rayon qui repart a des vitesses verticales trois fois moins importantes, puisqu'elles passent de $0.1 \times 10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$ dans le rayon ascendant à $0.3 \times 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$ dans le rayon qui repart vers le fond. Il semble donc que la propagation de la marée interne semi-diurne soit à l'origine de la génération de la marée interne quart-diurne par non linéarité au niveau de la zone située au-dessus de la pycnocline permanente, probablement à la thermocline saisonnière où les rayons sont en partie réfléchis.

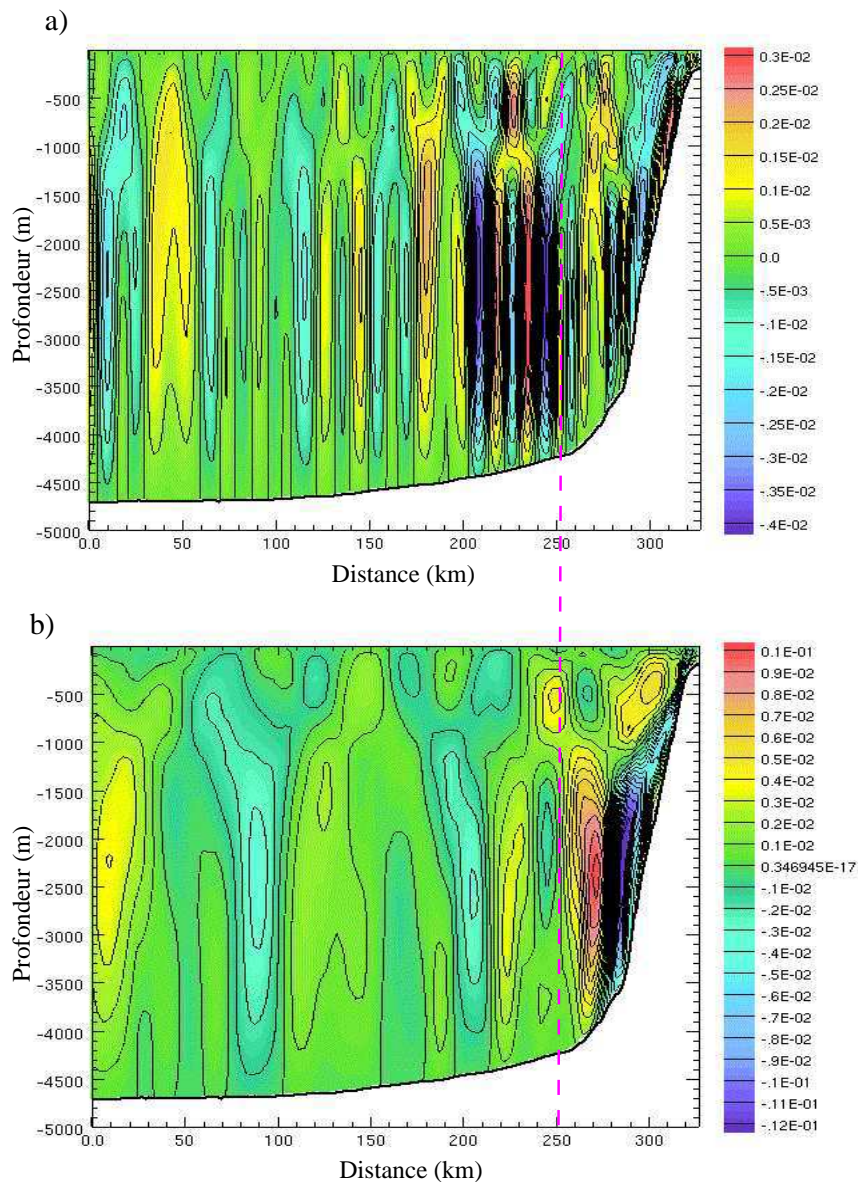


FIG. 10.25 – Vitesses verticales reconstruites (m.s^{-1}) le long de la section S le 9 septembre à 18h45 : a) pour la composante quart-diurne du spectre et b) pour la composante semi-diurne. La ligne pointillée en magenta indique une zone probable de transfert énergétique non linéaire des marées internes semi-diurnes vers les quart-diurnes.

Caractéristiques de propagation

Couche de surface

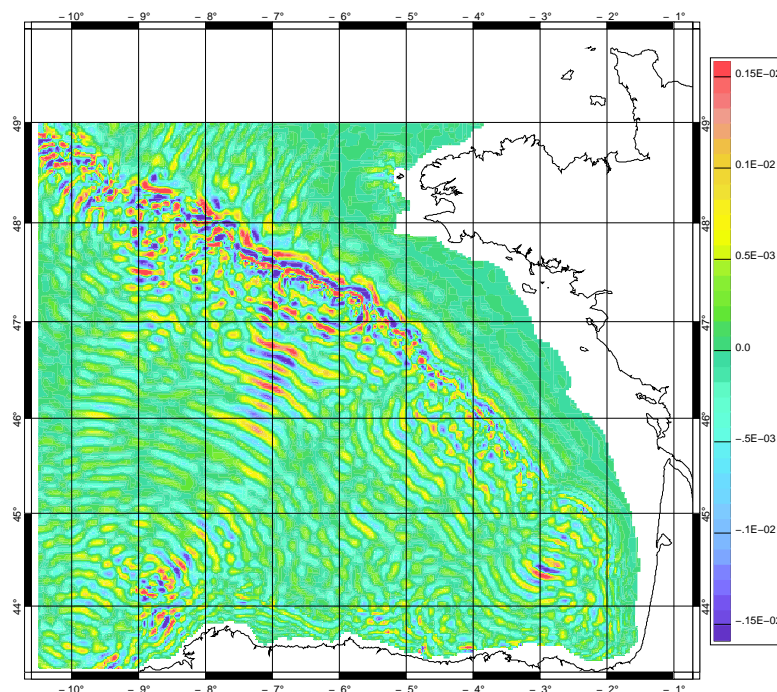


FIG. 10.26 – *Vitesse verticale (en $m.s^{-1}$) reconstruite dans la gamme de fréquences quart-diurne autour de 6.2 h de période à 70 m de profondeur le 8 septembre 1994 à 23h30. La résolution horizontale est de 3 km et un point sur deux sont extraits sur la verticale.*

Dans la couche de surface, les ondes internes se propagent à peu près dans les mêmes directions dans les deux gammes de fréquences (figures 10.26 et 10.15 pour la vitesse verticale reconstruite vers 6.2 h et 12.4 h respectivement). La coupe réalisée pour la vitesse verticale quart-diurne reconstruite à 70 m indique en effet une zone de propagation depuis la Terrasse de Mériadzek et la région du banc de La Chapelle en direction de la pointe espagnole, cette dernière étant également le siège de vitesses verticales importantes et d'une propagation des ondes internes en direction du Nord-Est, rapidement en-dehors de la radiale précédente.

Les longueurs d'ondes sur le **plateau** sont comparables dans les deux gammes de fréquences à cette date, avec $\lambda_{H_{plat}} = 27.5 \pm 1.5$ km pour les ondes quart-diurne d'après la figure 10.26, contre une trentaine de kilomètres pour la composante semi-diurne. Cette valeur est plus de deux fois supérieure à la valeur théorique de $\lambda_{H_{plat,1th}} = 11.7$ km pour le premier mode barocline quart-diurne, donc la propagation qui apparaît à la période de M4 est très corrélée avec ce qui se passe pour les ondes internes semi-diurnes dans cette zone, et ne correspond pas à la propagation d'une onde quart-diurne pure.

Sur la **plaine**, les longueurs d'ondes dans la pycnocline saisonnière sont de $\lambda_H = 25.8 \pm 1.5$ km le long de la radiale la plus énergétique issue du talus Armoricaïn. La propagation des marées internes quart-diurnes se fait donc selon le deuxième mode barocline principalement au-dessus de la plaine dans la couche de surface, avec des longueurs d'ondes théoriques de

$\lambda_{H2,th} = 25.4$ km. Par contre, la propagation des ondes générées au talus Ibérique vers le Nord-Est s'accompagne de longueurs d'ondes de $\lambda_H = 20.8 \pm 1.5$ km, valeur comprise entre celle du mode 2 et celle du mode 3 ($\lambda_{H3,th} = 16.9$ km). Toutefois, il convient de remarquer que la maille du modèle est de 3 km, ce qui est tout juste suffisant pour représenter la propagation du troisième mode barocline quart-diurne. Une modélisation à plus haute résolution serait peut-être dominée par une propagation du troisième mode barocline au-dessus de la plaine.

Couches profondes : section S'

Le long de la radiale S' (figure 10.27.a), la vitesse verticale quart-diurne atteint la moitié de la valeur maximale de la composante semi-diurne, soit 0.5 m.s^{-1} , et les maxima et les minima sont beaucoup plus rapprochés dans le cas quart-diurne. Au sein de la pycnocline saisonnière, les longueurs d'ondes sont de l'ordre de $\lambda_H = 22.9 \pm 2.6$ km. Ce résultat est en accord avec ce qui a été trouvé à partir de la coupe horizontale, et correspond à une propagation du second mode barocline ($\lambda_{H2,th} = 25.4$ km). Vers 800 m, la longueur d'onde correspondant à la propagation au-dessus de la base de la pycnocline permanente est de $\lambda_H = 49 \pm 2$ km. Cette valeur est proche celle donnée par la théorie pour le premier mode barocline ($\lambda_{H1,th} = 50.8$ km). Les ondes semi-diurnes et quart-diurnes se propagent donc toutes les deux selon le premier mode barocline en profondeur, tandis qu'en surface les ondes semi-diurnes se propagent principalement selon le troisième mode et les quart-diurnes selon le mode 2.

D'après la figure 10.27.a, la vitesse verticale n'est pas maximum au niveau du talus Armoricaïn, contrairement à ce qui a été observé pour les ondes semi-diurnes. La première région de maxima est située à plus de 100 km du rebord du talus, et ce dès le début de la simulation. Au talus Ibérique, par contre, les maxima sont bien présents. Il existe donc probablement un processus de transfert énergétique depuis la marée semi-diurne vers la marée quart-diurne qui s'effectue en-dehors du talus.

Plateau : 1 et 9 septembre

Sur le plateau, les longueurs d'ondes des 9 et 1 septembre n'ont pas du tout la même valeur. En effet, alors que celles du 9 septembre (10.27.b) ne caractérisent pas une propagation quart-diurne, la mesure effectuée sur la figure 10.27.c pour le premier septembre donne des longueurs d'ondes horizontales de $\lambda_{Hplat} = 13.8 \pm 2$ km. Cette valeur qui est moitié moins grande que plus tard au cours de la simulation, correspond à la propagation du premier mode barocline sur le plateau, dont la longueur théorique est de $\lambda_{Hplat,1th} = 11.7$ km.

Parmi les explications possibles pour ce phénomène de changement de longueur d'onde qui survient au bout de quelques jours, nous pouvons citer des phénomènes d'interactions avec des ondes réfléchies ou générées près de la côte, ou encore générées à d'autres fréquences que M4.

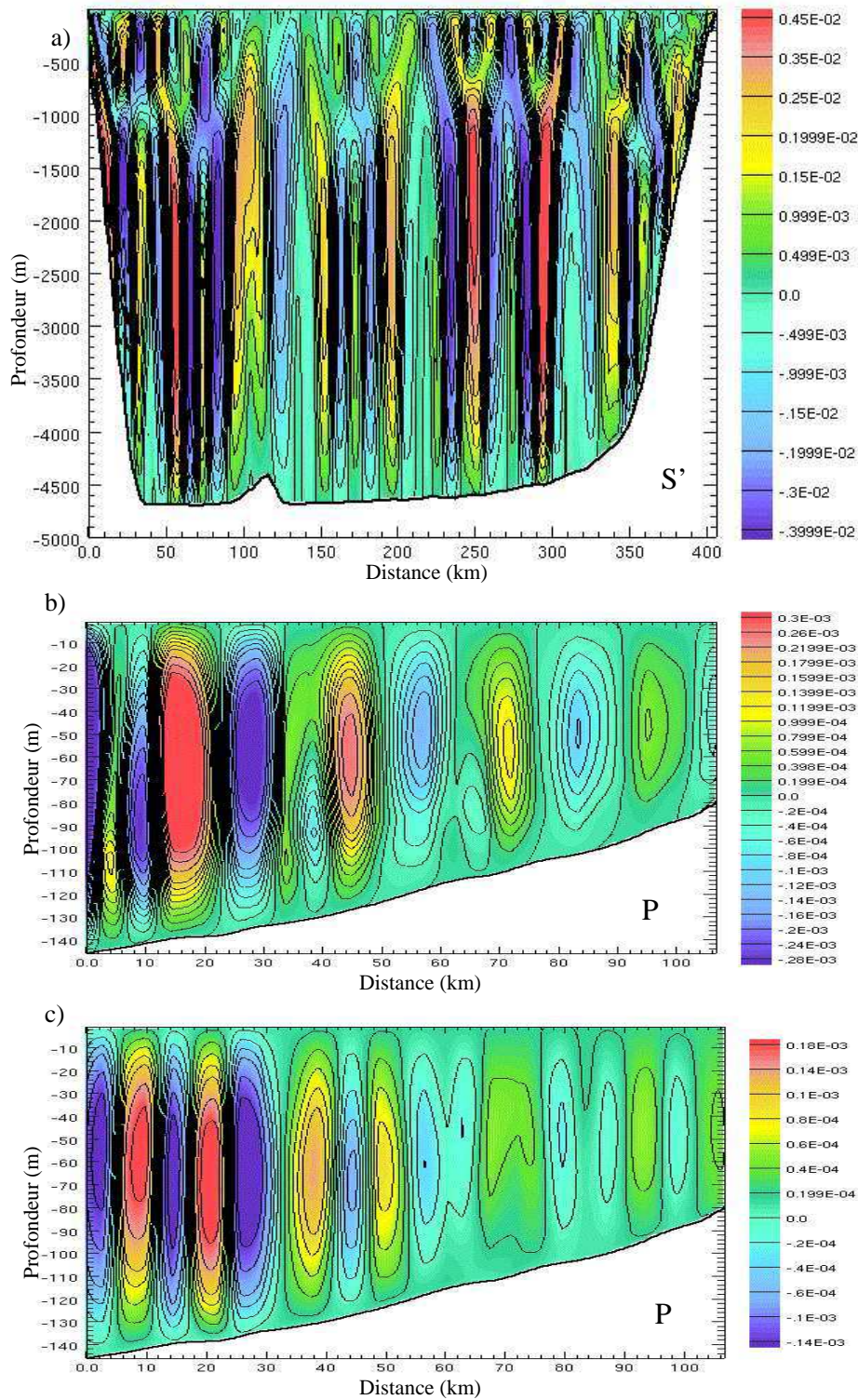


FIG. 10.27 – Vitesse verticale reconstruite dans la gamme de fréquences semi-diurne autour de 12.4 h ($m.s^{-1}$) : a) le long de la radiale S' le 9 septembre 1994 à 20h15, b) le long de la radiale P le 9 septembre à 21h45 et c) le long de la radiale P le 1 septembre à 6 h. La résolution horizontale est de 3 km et un point sur deux sont extraits sur la verticale. Selon l'instant considéré, les longueurs d'ondes ne sont pas les mêmes sur le plateau.

Couches profondes : sections S', S, S1, S2

A titre de comparaison avec la vitesse horizontale semi-diurne, la figure 10.28 présente les coupes verticales des vitesses horizontales longitudinales aux sections S, S1, S2 et S', ainsi que les marnages associés à la propagation de la marée interne quart-diurne. Le long de la section S (figure 10.28.a), la longueur d'onde horizontale dans la couche de surface est de $\lambda_H = 19 \pm 3$ km, caractéristique d'une propagation du troisième mode barocline. Toutefois, le long des radiales S1 (figure 10.28.b), S2 (figure 10.28.c) et S' (figure 10.28.d), la longueur d'onde est de l'ordre de 20 km, et est donc intermédiaire entre les modes 2 ($\lambda_{H2,th} = 25.4$ km) et 3 ($\lambda_{H3,th} = 16.9$ km). Dans la pycnocline permanente le long de la section S, la longueur d'onde est de $\lambda_H = 50 \pm 1.5$ km, en accord avec la valeur attendue donnée par la théorie pour le premier mode barocline ($\lambda_{H1,th} = 50.8$ km). Cette valeur est confirmée par la longueur d'onde mesurée sur la radiale S', qui est de $\lambda_H = 48.9 \pm 2.1$ km de 200 à 1200 m de profondeur environ.

Le long des radiales, les vitesses horizontales quart-diurnes sont maximales au niveau du talus Armoricaïn et du talus Ibérique (radiale S'), qui sont les régions de génération déjà rencontrées pour les marées internes semi-diurnes. Mais il existe également des zones de maxima corrélées aux fortes vitesses horizontales semi-diurnes au niveau de la résurgence des rayons à la thermocline. Sur la section S, cette région est située vers 220 km, et s'étend jusqu'à 190 km du début de la radiale environ, avec des vitesses horizontales qui dépassent $0.2 \times 10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$ dans les 500 premiers mètres. Sur la section S', trois régions de maxima sont identifiées : à 65 km du talus pour le rayon issu de la pente Ibérique, puis à 245 et 290 km, pour les rayons issus du talus Armoricaïn (voir figure 10.20 pour comparer aux vitesses semi-diurnes). Cela tend à confirmer l'idée selon laquelle les transferts énergétiques ont lieu au niveau de la résurgence des rayons.

Des vitesses horizontales plus élevées sont également présentes au fond sur ces deux radiales, à une distance de 215 et 240 km du début de la radiale S (figure 10.28.a) et 70, 245 et 290 km du début de la radiale S' (figure 10.28.d). Ils sont alignés avec les maxima de la couche de surface, mais également avec la réflexion des rayons au fond dans le cas de la marée interne semi-diurne (figures 10.17 et 10.20). Il est donc possible que nous soyons en présence d'une deuxième zone de transfert énergétique, lors de la réflexion du rayon au fond, qui a d'ailleurs été identifiée par *Gerkema et al.* (2005) à l'aide d'une modélisation non-hydrostatique et non-linéaire (modèle MIT-gcm) dans un cas quasi-2D (homogénéité le long de la pente) et pour une stratification avec N constante.

La signature des vitesses horizontales quart-diurnes est surtout visible entre la surface et 1500 m de profondeur sur les coupes, ce qui explique les différences majeures observées à ces immersions entre la vitesse horizontale totale et la vitesse horizontale semi-diurne. Le long de la radiale S1 (figure 10.28.b) par exemple, les vitesses verticales sont très importantes au-dessus de la remontée de la Terrasse de Mériadzek, à la fois au fond et pour des profondeurs inférieures à 1500 m.

Par rapport à la marée interne semi-diurne, le changement d'inclinaison des rayons de propagation induit une première réflexion plus proche du lieu de génération, comme on peut le voir sur la figure 10.28.c pour la coupe verticale de la radiale S2. Alors que la réflexion de l'onde semi-diurne se produisait sur le rebord du talus vers 3500 m de profondeur sur la figure 10.19, il existe désormais une première réflexion entre 2500 et 3000 m de profondeur pour la composante quart-diurne. La marée interne quart-diurne, bien que forcée par la composante

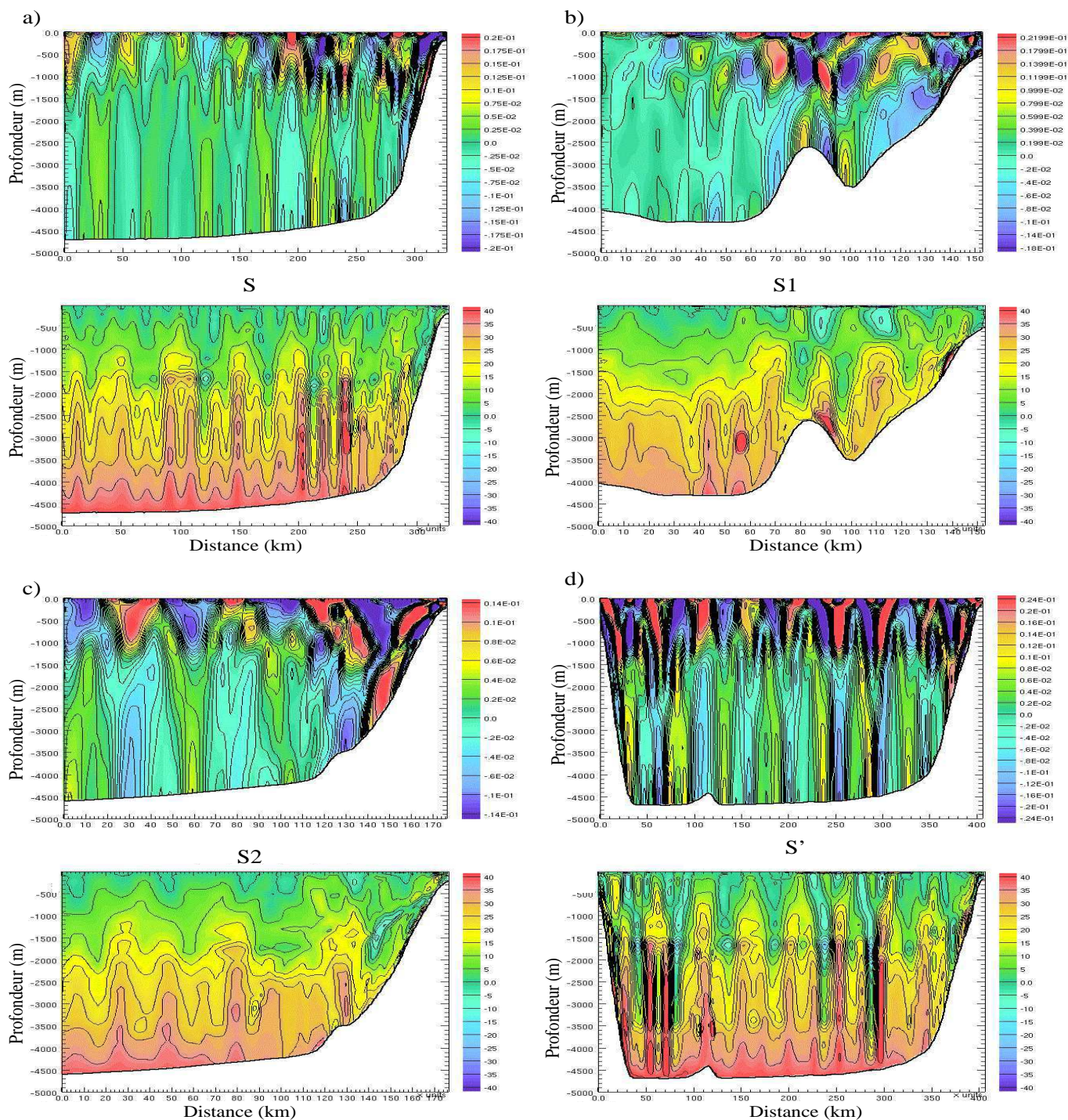


FIG. 10.28 – Coupes des vitesses horizontales longitudinales aux sections S , $S1$, $S2$ et S' et déplacements verticaux des isopycnals induits par les marées internes associés pour la composante quart-diurne. Les vitesses ($m.s^{-1}$) sont données par la coupe du dessus et les déplacements (m) par la coupe du dessous sur chaque section : a) coupes verticales le long de la radiale S le 9 septembre à 19 h, b) coupes verticales le long de la radiale $S1$ le 9 septembre à 19 h, c) coupes verticales le long de la radiale $S2$ le 9 septembre à 21 h et d) coupes verticales le long de la radiale S' le 9 septembre à 21 h.

principale de périodicité double, possède donc une dynamique propre.

Marnages

La propagation des ondes internes à une période proche de celle de M4 s'accompagne de marnages importants. En effet, les amplitudes de déplacement des isopycnes atteignent 40 m le long de toutes les sections. D'après les figures 10.28.a, b, c et d, ces valeurs sont atteintes dans la couche inférieure, au fond et le long des rayons quart-diurnes les plus énergétiques. Comme ceux-ci sont peu inclinés, cela se traduit par les barres verticales à 50, 70 et 300 km du début de la section S' (figure 10.28.d). Le long de la section S1 (figure 10.28.b), un maximum est localisé le long du flanc Nord de la remontée bathymétrique de la Terrasse de Mériadzek.

Conclusion

Dans l'ensemble, les amplitudes quart-diurnes sont plus de deux fois inférieures aux amplitudes semi-diurnes. La contribution qui vient s'ajouter à celle des ondes semi-diurnes renforce l'amplitude localement, jusqu'à 50 % de sa valeur. On ne peut donc pas négliger la contribution des marées internes quart-diurnes dans le processus de marée interne globale.

Analyse WEof de la marée interne quart-diurne

De la même manière que ce qui a été fait pour les ondes semi-diurnes, les champs de vitesse verticale sont analysés par la méthode WEof. Cette fois, le champ est extrait un point sur deux mais l'analyse est réalisée sur 90 itérations échantillonnées à 1.5 h, du 3 septembre au 8 septembre à 13 h, pour une simulation démarrée le 29 septembre.

Couche de surface

La figure 10.29 montre la comparaison entre la vitesse verticale quart-diurne et ses trois WEofs reconstruits le 8 septembre, en période de vive-eau, à 70m de profondeur dans la couche de surface de l'océan.

La propagation de la marée interne aux périodes voisines de 6.2 h possède des caractéristiques communes avec la marée interne semi-diurne. Malgré de plus courtes longueurs d'ondes en comparaison de ce qui a été trouvé pour les ondes internes de période proche de 12.4 h (par exemple le long de la radiale S' qui relie les deux talus), les zones de génération et les directions de propagation à 70 m de profondeur sont semblables. Il y a trois figures de propagation à partir du talus de la façade Atlantique française, une zone de fortes vitesses verticales localisées au niveau du canyon du cap Ferret et une autre région énergétique située au niveau du talus Ibérique au large du cap Ortégal. Les vitesses verticales quart-diurnes de la figure 10.29.a dépassent $0.2 \times 10^{-2} m.s^{-1}$ à la date choisie, au-dessus du talus continental et au niveau de la résurgence du premier rayon d'énergie à la thermocline saisonnière, de part et d'autre de la radiale S'. Comme dans le cas des marées internes semi-diurnes, seule une portion réduite le long de la section S' est concernée par la propagation depuis le talus Ibérique vers le talus Armoricaïn, sur une distance inférieure à 50 km.

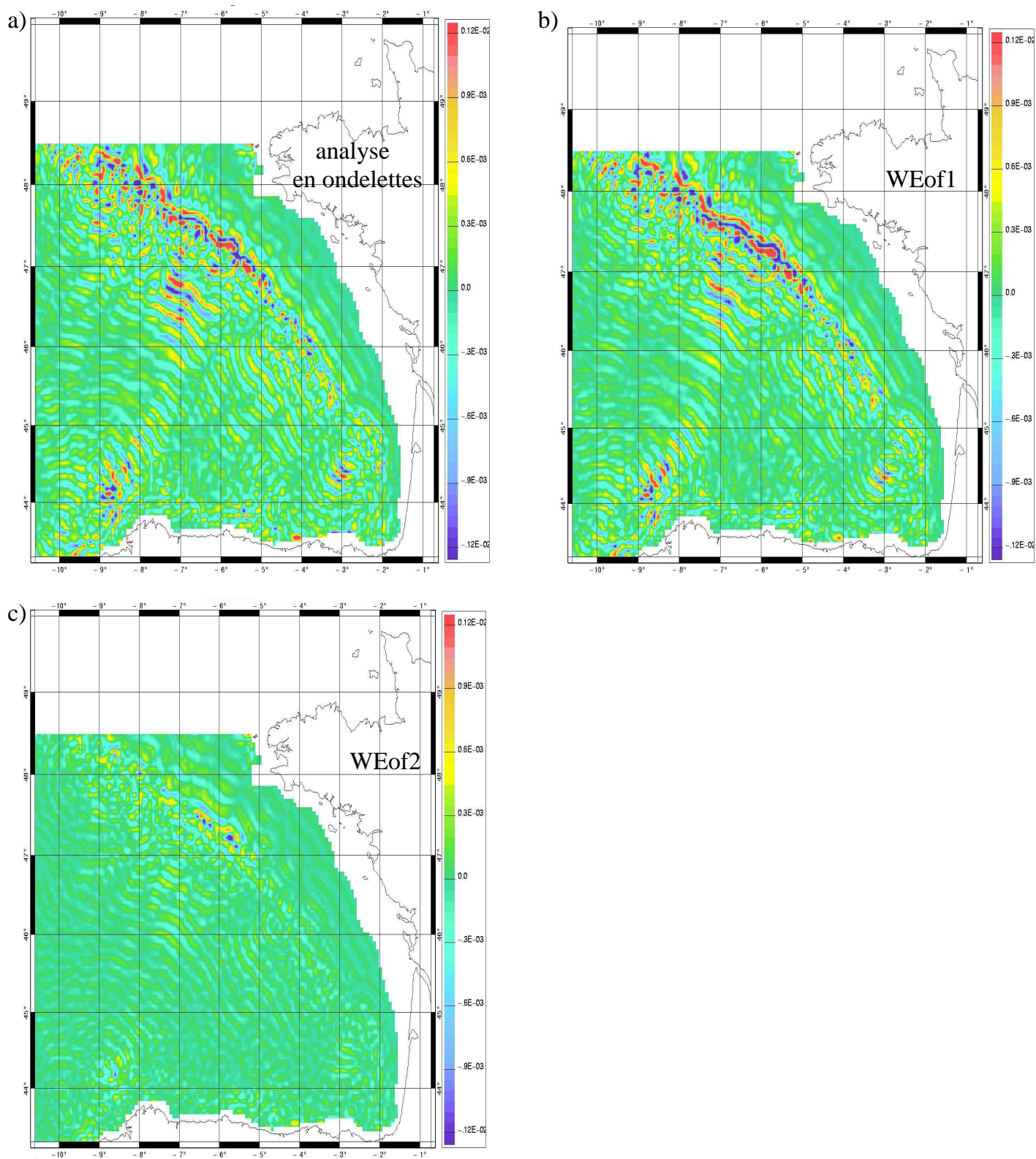


FIG. 10.29 – Coupe horizontale à 70 m de profondeur des 2 premiers WEofs (sur les 3 calculés) pour la vitesse verticale à la fréquence quart-diurne ($m.s^{-1}$) le 8 septembre 1994 à 11 h : a) Vitesse verticale issue de l'analyse en ondelettes, b) WEof1 expliquant 69.4% de la variance, c) WEof2 (20.4 % de la variance). L'échelle est la même pour les trois graphiques.

Le **premier WEof** explique près de 70% de la variance de la vitesse verticale quart-diurne sur la zone analysée. La carte de vitesse verticale à 70 m de profondeur (figure 10.29.b) présente de fortes similitudes avec la vitesse verticale quart-diurne totale, en particulier des maxima localisés au même endroit et des valeurs du même ordre de grandeur, quoiqu'un peu plus faibles, vers le milieu de la plaine. Il y a également des maxima au niveau des régions de génération depuis les marées semi-diurnes, qui sont donc des zones de génération très énergétiques pour les marées quart-diurnes comme on peut le voir ici.

Le **deuxième WEof**, qui peut expliquer 20 % de la variance du signal original, présente lui aussi une structure ressemblante avec le deuxième WEof semi-diurne (figure 10.29.c). Il correspond à des maxima de vitesses verticales sur le talus au nord de 46.5°N, dans la zone de génération Armoricaire la plus énergétique.

A cette profondeur de 70 m, les WEofs 1 et 2 semi-diurnes et quart-diurnes sont très similaires et semblent donc correspondre aux mêmes types de processus physiques. Des coupes verticales sont réalisées le long de la section S' de la même manière que pour les WEofs semi-diurnes (figure 10.22) afin de vérifier cette hypothèse dans l'océan profond.

Couches profondes : section S'

Le long de la section S', les ondes internes à 6.2 h sont générées dans un premier temps au niveau du talus Armoricaire et du talus Ibérique (figure 10.30.a), mais la propagation depuis cette zone ne s'effectue que sur une courte distance. Les ondes issues du talus Ibérique ne se propagent pas selon la radiale mais plus vers l'Est, mais on ne les voit sur quelques dizaines de kilomètres. La vitesse verticale à cet endroit n'est pas en phase avec le rayon provenant du bord opposé. Sur une animation à 3 heures, ce sont tantôt les ondes venant du Nord-Est qui imposent le sens de propagation, tantôt celle qui viennent du Sud-Ouest. Nous retrouvons aussi sur cette figure la région énergétique de 220 à 300 km environ, pour laquelle les ondes internes sont générées par non linéarité en présence des marées internes semi-diurnes. Le maximum de vitesse verticale se propage depuis la thermocline, lieu de formation de ces ondes supplémentaires. Enfin, entre 50 et 100 km se situe une nouvelle zone de résurgence des rayons semi-diurnes, qui pourrait expliquer les vitesses verticales plus élevées que nous retrouvons à la fréquence quart-diurne.

Les vitesses verticales représentées par le **WEof 1** (figure 10.30.b) sont proches des vitesses verticales quart-diurnes totales de la figure 10.30.a, avec des valeurs légèrement inférieures pour le WEof 1 vers 50 et 260 km le long de la radiale S'.

Le **deuxième WEof** (figure 10.30.c) est associé à trois zones plus énergétiques : vers 40 km proche du talus Ibérique, à 230 km plus près du talus armoricaire et au niveau du haut de ce dernier à moins de 1000 m de profondeur. Une étude fine indique que tous ces maxima sont déphasés par rapport au premier WEof et aux vitesses verticales quart-diurnes totales (régions de valeurs positives et négatives inversées).

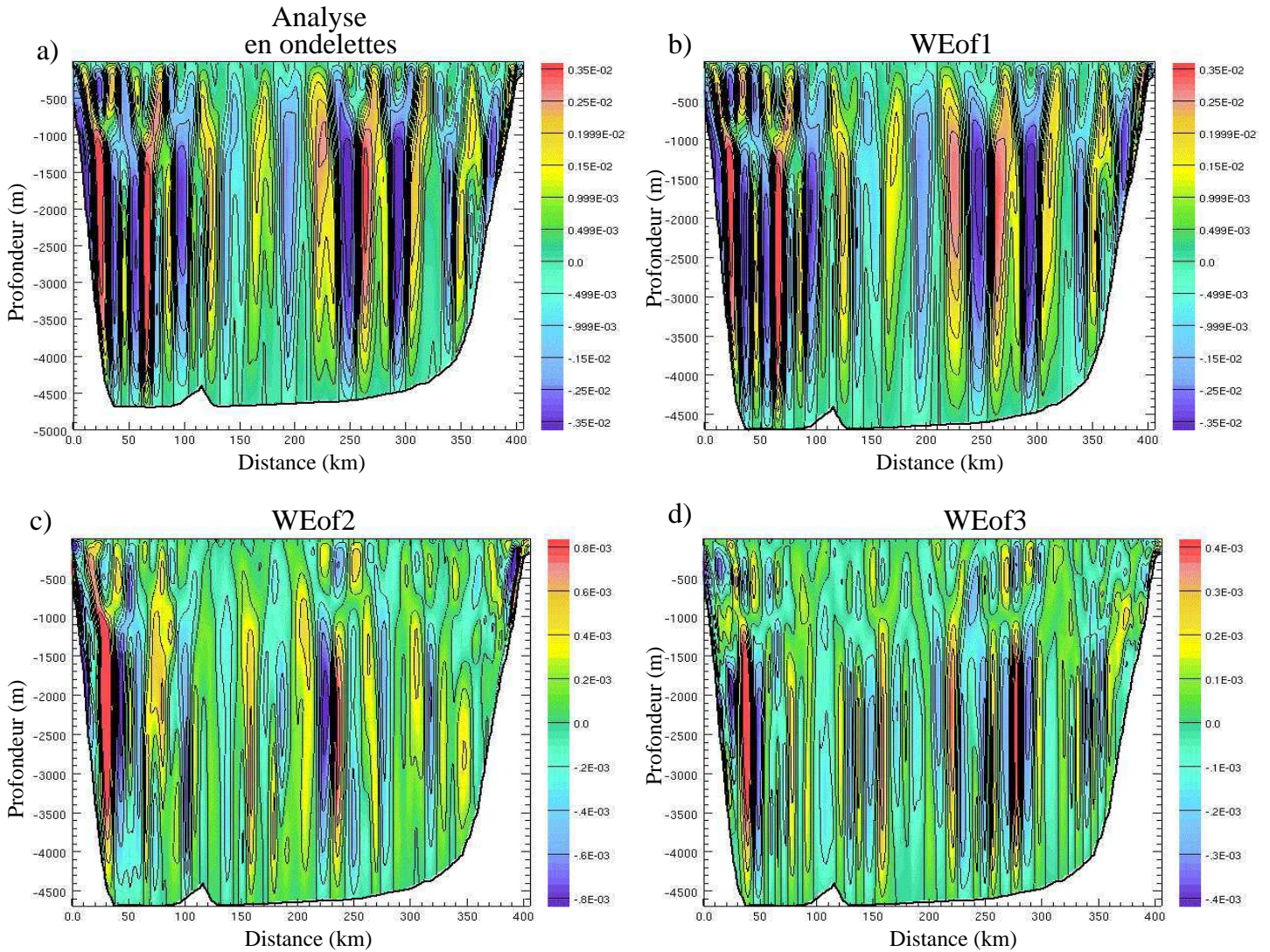


FIG. 10.30 – Coupe verticale le long de la radiale S' de 3 WEofs calculés pour la vitesse verticale à la fréquence quart-diurne ($m.s^{-1}$) le 8 septembre 1994 à 11 h : a) Vitesse verticale de référence, b) WEof1 expliquant 69.4% de la variance, c) WEof2 (20.4 % de la variance) et d) WEof3 (10.2 % de la variance).

Le **troisième WEof** présente lui aussi des maxima localisés spatialement. On retrouve un maximum près du talus Ibérique qui était déjà présent dans le WEof 2. A partir d'une carte des phases (non montrée ici), une autre zone de maxima a pu être mise en évidence dans cette région : des ondes internes à la période quart-diurnes se propagent depuis la thermocline saisonnière, au niveau de la résurgence du rayon semi-diurne issu du talus Ibérique, jusqu'à une distance supérieure à 100 km du début de la section. Des vitesses verticales maximales (en valeur absolue) n'apparaissent que toutes les 3 heures environ depuis le haut du rayon, preuve d'une génération locale qui impulse de l'énergie à 6 h. Le maximum de vitesse verticale situé entre 260 et 290 km le long de la radiale S' est localisé lui aussi à un endroit de génération locale par non linéarité. En outre, les longueurs d'ondes correspondent à une propagation proche du second mode barocline ($\lambda_{H2,th} = 25.4$ km) puisque la valeur mesurée sur le graphique est de $\lambda_{H2} = 22.5 \pm 2$ km.

Interprétation

Comme dans le cas semi-diurne, les maxima de vitesses verticales semi-diurnes semblent être associés à la génération de modes supérieurs pour le WEOF 3.

La relative similitude des WEOFs aux fréquences semi et quart-diurnes laisse à penser que les WEOFs calculés dans la gamme de fréquence semi-diurne pourraient inclure les processus de transferts non linéaires d'énergie au niveau de la pycnocline vers les marées internes supérieures.

En particulier, pour le WEOF3 semi-diurne (figure 10.22.d), des modes supérieurs des ondes internes semi-diurnes sont générés, avec une longueur d'ondes de 50 km environ (mode 3). Or, c'est précisément la longueur d'onde du premier mode barocline quart-diurne. Dans la couche profonde, un maximum d'énergie associé à des longueurs d'ondes proches de celles du mode 1 quart-diurne pourrait constituer un élément favorable à la génération des ondes internes à la fréquence quart-diurne. Ce résultat confirmerait ce qui a été obtenu par *Gerckema et al.* (2005), qui constate un transfert d'énergie des marées internes semi-diurnes vers les marées internes quart-diurnes près du fond.

Mais à ce stade, il semble évident que les trois WEOFs ne suffisent pas à décorréliser tous les processus physiques, en particulier les processus d'interférences et ceux de génération locale le long de cette radiale.

Complément : phénomène d'interférences

Le WEOF 2 correspond peut-être aux interférences entre des ondes incidentes au talus Ibérique et des ondes réfléchies, celles-ci n'étant dans notre cas pas en interférences constructives avec les ondes incidentes. En effet, on ne se trouve plus dans une situation où $n\lambda_1 + \frac{\lambda_1}{2}$ est égale à la distance inter-talus évaluée à 350 km, puisqu'au mieux nous trouvons $n\lambda_1 + \frac{\lambda_1}{2} = 381$ km, soit 30 km de trop. Le fait que l'on voit les structures apparaître au niveau du talus Ibérique peut se comprendre car c'est un des lieux où les vitesses verticales sont les plus importantes. Par contre, le maximum situé vers 230 km correspond également à une zone de génération par transfert non linéaire d'énergie depuis les ondes internes semi-diurnes. Une hypothèse plausible est que ce maximum est lié au déphasage entre les ondes générées à cet endroit et les ondes réfléchies qui reviennent à leur point d'origine, avec une propagation résultante vers le Sud-Ouest.

Une étude à l'aide des WEOFs temporels proposant une explication des phénomènes d'interférences est présentée en annexe D.

Conclusion

A l'issue de cette analyse, nous sommes confrontés aux limitations imposées par une durée d'échantillonnage des vitesses verticales reconstruites autour de 6.2 h trop réduite, un nombre d'échéances à peine suffisant (90), ainsi qu'un nombre de WEOF qui visiblement ne

permet pas de décorrélérer toute la physique (le troisième explique 10 % de la variance du champ). Une analyse du même type devrait donc être réalisée en prenant tous ces critères en compte, grâce aux perspectives offertes par les ordinateurs de plus en plus puissants dont nous disposons.

d Les marées internes diurnes

Les courants de marée barotropes à la fréquence diurne ne comptent pas parmi les plus importants en terme spectral. Il n'est donc pas nécessaire de prendre en compte cette composante pour modéliser la marée interne à priori. La question que nous nous posons ici est de savoir si le signal observé à une période proche de 24 h pour la vitesse verticale en un point situé près d'une source de génération d'ondes internes (figure 10.13) est associé à une propagation de marées internes diurnes.

D'après la figure 10.31, les zones de génération les plus énergétiques sont situées le long du talus près de la frontière Ouest et dans la zone déjà identifiée pour les autres composantes du spectre au talus Ibérique. Le talus Armoricaïn n'est pas la zone la plus énergétique. Les vitesses verticales au premier niveau sont inférieures d'un facteur 3 aux vitesses verticales semi-diurnes (figure 10.31.a).

La coupe horizontale réalisée à 70 m de profondeur (figure 10.31.b) présente une vitesse verticale diurne bruitée. En fait, les valeurs sont cent fois inférieures à celle des vitesses verticales semi-diurnes à cette profondeur, donc les marnages associés à ces ondes sont très petits dans cette couche. Par ailleurs, le fait que la vitesse verticale diminue aussi fortement depuis le fond vers la surface indique que la composante diurne est négligeable dans la couche de surface. Etant donné que les longueurs d'ondes sont proches de celles des marées semi-diurnes (voir figure 10.21), nous doutons quant à l'origine de ce signal extrait.

Des cartes de phase de la vitesse verticale reconstruite le long des différentes coupes étudiées jusqu'à présent montrent bien une propagation depuis le talus vers la plaine pour ces ondes internes diurnes. Toutefois, les vitesses verticales associées à cette propagation sont plus de 20 fois inférieures à celles des ondes semi-diurnes le long de la radiale S' par exemple. Il est donc particulièrement difficile de repérer la propagation des ondes internes diurnes et les techniques actuelles ne nous permettent pas de nous débarrasser du bruit présent dans les vitesses verticales reconstruites à cette fréquence, pas plus que les WEofs monovariés ne nous permettent pour l'instant d'en apprendre davantage et d'être certains de la réalité physique de cette propagation. A ce stade, nous savons juste qu'il existe une composante diurne au niveau des zones de génération, mais les caractéristiques de propagation restent encore à étudier plus en détails.

Ainsi, une analyse WEof montre par exemple que le premier WEof (qui explique 60% de la variance) est associé à une partie de la propagation des ondes diurnes au-dessus de la plaine et également à des ondes piégées qui suivent le talus ibérique depuis la frontière Sud.

Les outils dont nous disposons aujourd'hui ne nous permettent pas de conclure véritablement quant à l'existence d'une marée interne se propageant à la fréquence diurne, et dont les caractéristiques ne soient pas directement liées à un résidu de la propagation des marées semi-diurnes.

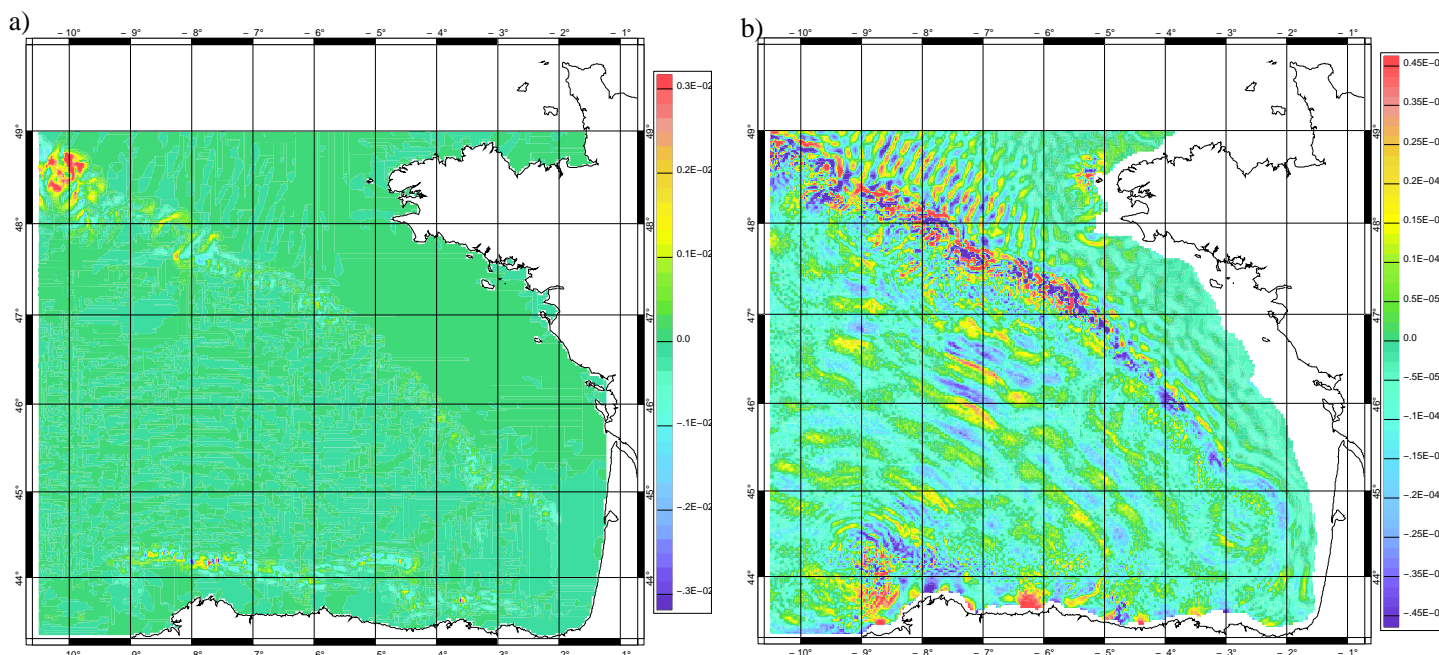


FIG. 10.31 – a) Vitesse verticale reconstruite dans la gamme de fréquences diurne autour de 23.9 h ($m.s^{-1}$) au voisinage du fond (premier niveau) après une journée de simulation (le 28 août 1994 à 1 h) et b) Vitesse verticale diurne sur une coupe à 70 m de profondeur le 8 septembre 1994 à 23h30.

e Bilan de l'analyse WEOF des marées internes dans l'océan

Conclusions

L'analyse WEOF de la vitesse verticale permet une première évaluation du contenu fréquentiel des marées internes qui se propagent dans le golfe de Gascogne.

Les marées internes se propageant aux fréquences semi-diurnes et quart-diurnes sont les principales composantes et représentent la quasi-totalité de la marée interne dans cette zone, avec une dominance nette de la composante semi-diurne. Sur la plaine, le troisième mode barocline domine pour les ondes internes semi-diurnes dans la pycnocline saisonnière de l'océan, tandis qu'une propagation du deuxième mode est associée aux ondes internes quart-diurnes étudiées. Aux profondeurs plus importantes, la propagation a lieu à des longueurs d'ondes caractéristiques du premier mode barocline dans les deux gammes de fréquences, et l'inclinaison des rayons issus des lieux de génération est en bon accord avec la théorie. Concernant les ondes internes de fréquence quart-diurne, des zones de génération supplémentaires ont pu être mises en évidence au niveau de la résurgence des rayons des ondes internes semi-diurnes à la thermocline ainsi que dans la couche profonde. Celles-ci doivent donc être le siège de génération de la marée interne quart-diurne à partir des marées internes semi-diurnes, par non-linéarité.

Par contre, malgré la présence d'énergie dans la gamme de fréquences diurne, l'application de la méthode utilisée ne semble pas adaptée pour extraire correctement le faible signal associé aux marées internes diurnes. Leur génération a pu être mise en évidence mais nous ne savons pas aujourd'hui de façon certaine si les ondes se propagent ou si ce que nous voyons

n'est que le résultat d'un résidu associé à la propagation des autres composantes.

Grâce à l'analyse en composantes principales, utilisée afin d'identifier les structures physiques cohérentes, des WEofs similaires ont été trouvés aux fréquences semi-diurnes et quart-diurnes. Deux hypothèses sont proposées pour expliquer les WEofs obtenus, qui résultent probablement d'un mélange de ces processus : la génération de modes supérieurs au niveau des pycnoclines saisonnières et permanentes, lorsque les rayons se propageant depuis les talus les interceptent (régions plus énergétiques), et des figures d'interférences, associées à la génération des ondes au talus Ibérique, le long de la section S', et surtout à la réflexion des ondes qui émanent du talus Armoricaïn. De plus, les zones de génération supplémentaires de marée interne quart-diurne sont apparues dans le second et le troisième WEof de la vitesse verticale reconstruite autour de 6.2 h, ainsi que dans le troisième WEof semi-diurne. Les marées internes semi et quart-diurnes doivent donc interagir au cours de leur propagation, qui est dominée par le même type de processus.

Perspectives

La période d'analyse est assez réduite et il semble difficile de conclure avec certitude sur la réelle signification physique de chaque WEof. D'autres expériences devraient pouvoir nous aider à comprendre les différents mécanismes en présence. Afin de déterminer l'influence du cycle de marée, l'analyse WEof devrait inclure un cycle entier au minimum (soit une durée supérieure à 15 jours). On pourrait également commencer l'analyse plus tard après le début de la simulation, pour être sûres de pouvoir dissocier la phase de "spin up" des processus de propagation des ondes.

Malgré des premiers résultats encourageant, une étude plus approfondie devra être menée pour mettre en évidence de manière certaine les corrélations entre marée interne semi-diurne et marée interne quart-diurne. Nous pourrions réaliser une analyse multivariée et multi-fréquence, en travaillant sur un vecteur d'état composé des champs semi-diurnes et quart-diurnes pour chercher les corrélations.

Le nombre de WEofs calculés et surtout le nombre de membres (ou échéances temporelles) devront aussi être accrûs afin de dissocier un plus grand nombre de processus (telles que les propagations depuis les différentes zones de génération, les transferts d'énergie et les figures d'interférences). Egalement, il est prévu de réaliser des WEofs multivariés sur un vecteur d'état regroupant les vitesses horizontales et verticales, ainsi que l'élévation de la surface. Une première tentative a été réalisée avec un vecteur d'état composé de la vitesse verticale et de l'élévation de la surface, mais elle ne permet pas d'aller plus loin par rapport à l'interprétation déjà donnée concernant les figures propagatives des marées internes. Par contre, cette étude a fourni des informations sur la signature des marées internes en surface.

Dans ce qui suit, nous présentons donc des résultats d'analyse WEof réalisée sur l'élévation de la surface libre.

10.2.3 Signature des marées internes en surface

Pour étudier l'influence de la marée interne sur la surface de l'océan, deux stratégies sont présentées.

La première consiste en une approche similaire à ce qui a été fait pour étudier la marée barotrope. Dans ce cadre, nous présentons les résultats d'une analyse harmonique réalisée à l'issue d'une simulation tri-dimensionnelle initialisée à l'aide de la stratification MINT94 pour le mois d'août, et forcée par les cinq ondes de marée M2, S2, N2, K1 et M4. L'élévation de la surface est analysée sur 2 mois, du 10 août au 10 octobre 1994, au cours d'une simulation démarrée le 1 août.

Puis, dans un deuxième temps, nous présentons les résultats d'une analyse WEof de l'élévation de la surface pour la simulation de référence (démarrée le 27 août à 0h et forcée par 9 ondes). L'analyse en ondelettes est réalisée du 1 septembre à 12 h au 7 septembre à 12 h, avec un échantillonnage de 0.7 heures (ce qui représente 207 échéances).

a Signature des marées internes en surface vue par analyse harmonique

Les solutions de marée obtenues par analyse harmonique réalisée sur 2 mois pour la modélisation tri-dimensionnelle sont présentées pour les ondes M2, M4 et K1.

La marée semi-diurne M2

Les caractéristiques de la marée barotrope M2 sont présentées en figure 10.32.

Les **amplitudes** modélisées à l'aide de la version tri-dimensionnelle du modèle (figure 10.32.a) rendent bien compte des caractéristiques de cette onde dans la zone, et sont en accord avec les résultats de la modélisation bi-dimensionnelle de la figure 9.3. Les différences principales concernent une augmentation de l'amplitude de M2 à la côte, qui va de quelques centimètres le long des côtes charentaise et de Loire-Atlantique jusqu'à 0.25 à 0.5 m dans la baie du Mont Saint-Michel (figure 10.32.d). De plus, la position de l'iso-amplitude 1.25 m est perturbée sur la plaine.

Au niveau de la plaine, la différence entre les deux modélisations est également présente sur la carte de **phase** (figure 10.32.b), avec des perturbations de la ligne cotidale à 100° dès qu'on passe le talus. Sur le plateau par contre les lignes cotidales ne sont pas perturbées.

Les **ellipses des courants** (figure 10.32.c) présentent la même orientation que pour la modélisation 2D (figure 9.4), et sont d'amplitudes comparables de manière générale, excepté au niveau des zones de la baie du mont Saint-Michel, du talus Ibérique à l'Ouest de 5° et du talus Armoricaïn (47.3°N , 5.8°O) où les courants sont supérieurs de 3 à 6 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ dans le cas tri-dimensionnel. Le long du talus, l'influence de la bathymétrie est visible, en particulier au Nord de 45°N , avec des iso-vitesses qui sont collées aux isobathes du haut du talus.

Module de la différence entre marées barotropes modélisées en 3D et en 2D

La figure 10.32.d, qui correspond à la différence du module de M2 dans les cas 2D et 3D montre que les principaux apports de la modélisation 3D se situent au niveau des régions au-dessus du talus et de la plaine, lieux privilégiés pour la présence des ondes internes, ainsi que dans la baie du mont Saint-Michel, associée à de forts processus de mélange et où le frottement des courants sur le fond est important. De plus, la figure met en évidence la

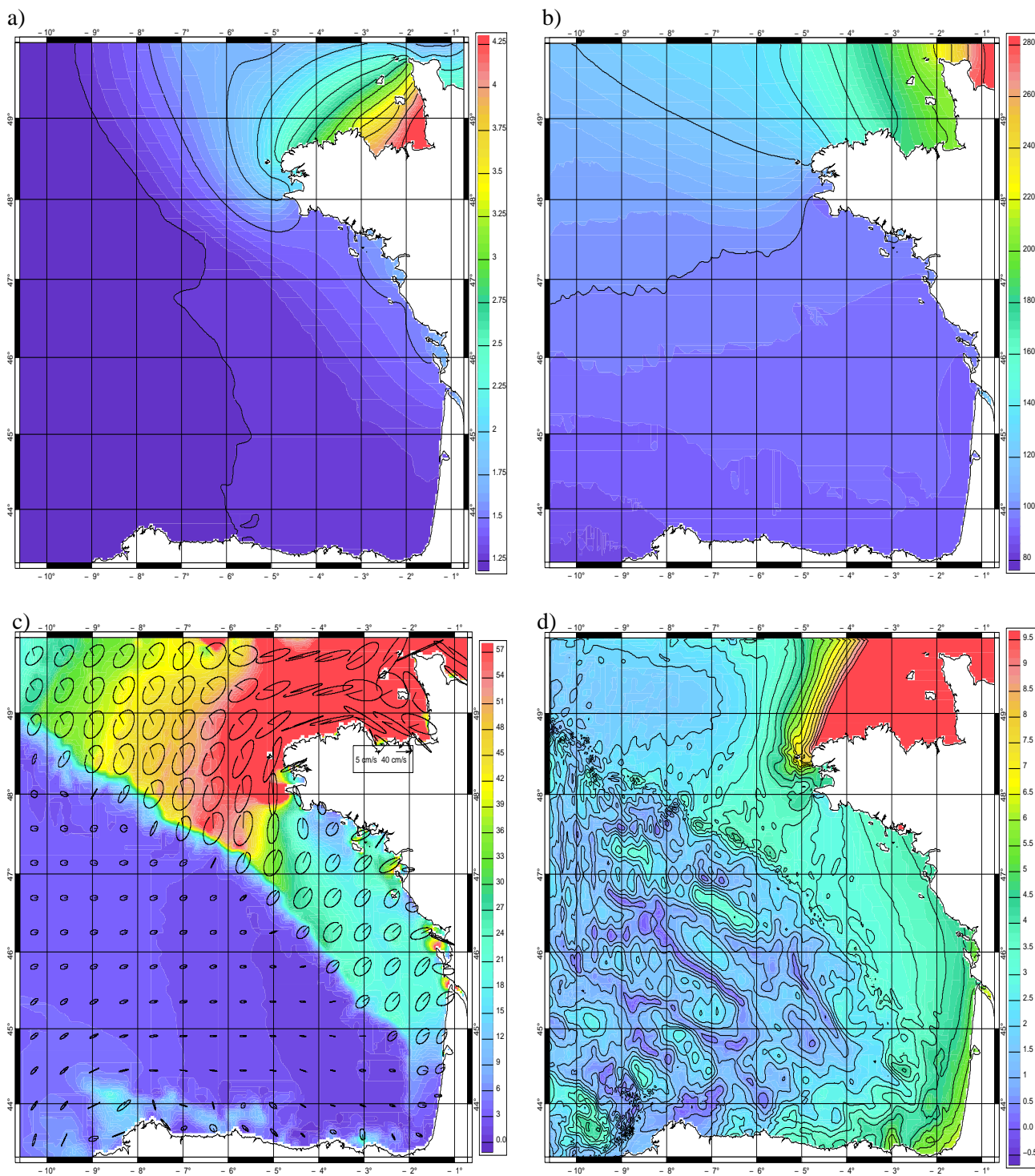


FIG. 10.32 – Caractéristiques de l’onde M2 en surface obtenues par analyse harmonique sur 2 mois pour une modélisation tri-dimensionnelle : a) Amplitude (m), b) phase ($^{\circ}$) de l’élévation de surface, c) ellipses et amplitudes (cm.s^{-1}) du courant et d) différence (cm) du module de l’élévation de la surface obtenu pour une modélisation 3D moins celui obtenu pour une modélisation 2D (les valeurs sont seuillées à 9.5 cm à l’entrée de La Manche). Elle est maximale dans le fond de la baie du mont Saint-Michel où elle atteint 0.5 m. La structure de cette différence sur la plaine inclut la signature des marées internes en surface.

signature des ondes internes à la fréquence de M2 en surface. La structure de la propagation horizontale des marées internes est bien représentée, avec des maxima localisés au niveau des zones de génération (par exemple au talus Ibérique, en vert) et au niveau de la résurgence du premier rayon d'énergie à la thermocline, très bien reproduit le long de la radiale reliant les deux talus (46.5°N, 6.8°O). Des différences de l'ordre de 2.5 cm apparaissent par rapport à la modélisation 2D. Conformément à ce qui a été décrit plus tôt, la propagation depuis le talus Ibérique est orientée vers l'Est par rapport à la propagation depuis le talus Armoricaïn. La mesure de la longueur d'ondes est relativement subjective et donne 70 km environ, valeur supérieure à ce qui a été trouvé pour les marées internes semi-diurnes dans la couche de surface, avec une cinquantaine de kilomètres. Toutefois, les processus de mélange importants au talus changent les caractéristiques du milieu autour des zones de génération de ces ondes. Comme la stratification diminue, la vitesse des ondes et leur longueur d'onde augmentent (équation 5.97).

Aussi, les comparaisons que nous effectuons ici ne sont pas réalistes dans le sens où la stratification est prise constante sur 2 mois, alors qu'elle n'est valable que pour 15 jours environ en septembre. Mais l'influence de la stratification sur la génération et la propagation des ondes internes est présentée plus loin.

La marée quart-diurne M4

Concernant les différences mises en évidence par les cartes d'**amplitude** de M4 de la modélisation 3D (figure 10.33.a) et de la modélisation 2D (figure 9.9.a), on constate comme pour l'onde M2 une amplification à la côte due aux processus tri-dimensionnels. Les amplitudes sont surestimées de 5 à 15 cm (valeur atteinte dans la baie du mont Saint-Michel) dans la modélisation tri-dimensionnelle.

La signature en surface des ondes internes à la fréquence de M4 est visible sur la carte de **phase** de M4 (figure 10.33.b). La prise en considération des processus tri-dimensionnels dans la modélisation de l'harmonique M4 est donc primordiale dans cette zone. En outre, la position du point amphidromique au Sud de la Bretagne est décalée vers l'Ouest et se situe désormais à 5°O, ce qui est plus représentatif de la solution de forçage et d'initialisation fournie par MOG2D (la présence des ondes internes est paramétrée dans MOG2D).

Localement, les **courants** de la modélisation 3D (figure 10.33.c) sont supérieurs de 3 $cm.s^{-1}$ à la solution 2D (figure 9.10). C'est le cas à la pointe de la Bretagne, dans le fond de la baie du mont Saint-Michel, le long des côtes charentaise et de Loire-Atlantique, et sur une zone du talus vers 47.5°N qui correspond à une des régions de génération de marée interne quart-diurne très énergétique.

Module de la différence entre marées barotropes modélisées en 3D et en 2D

La figure 10.33.d, qui montre la différence entre la solution 3D et la solution 2D en terme de module d'élévation de surface, indique que les marées internes quart-diurnes ont une forte signature en surface. Elle permet en effet de repérer les zones de génération et de propagation des marées internes. La première radiale caractéristique part de la Terrasse de Mériadzek. La seconde, dont la signature est plus importante, correspond à la propagation depuis le banc de La Chapelle, qui provoque une différence de 0.35 cm maximum pour l'élévation de la sur-

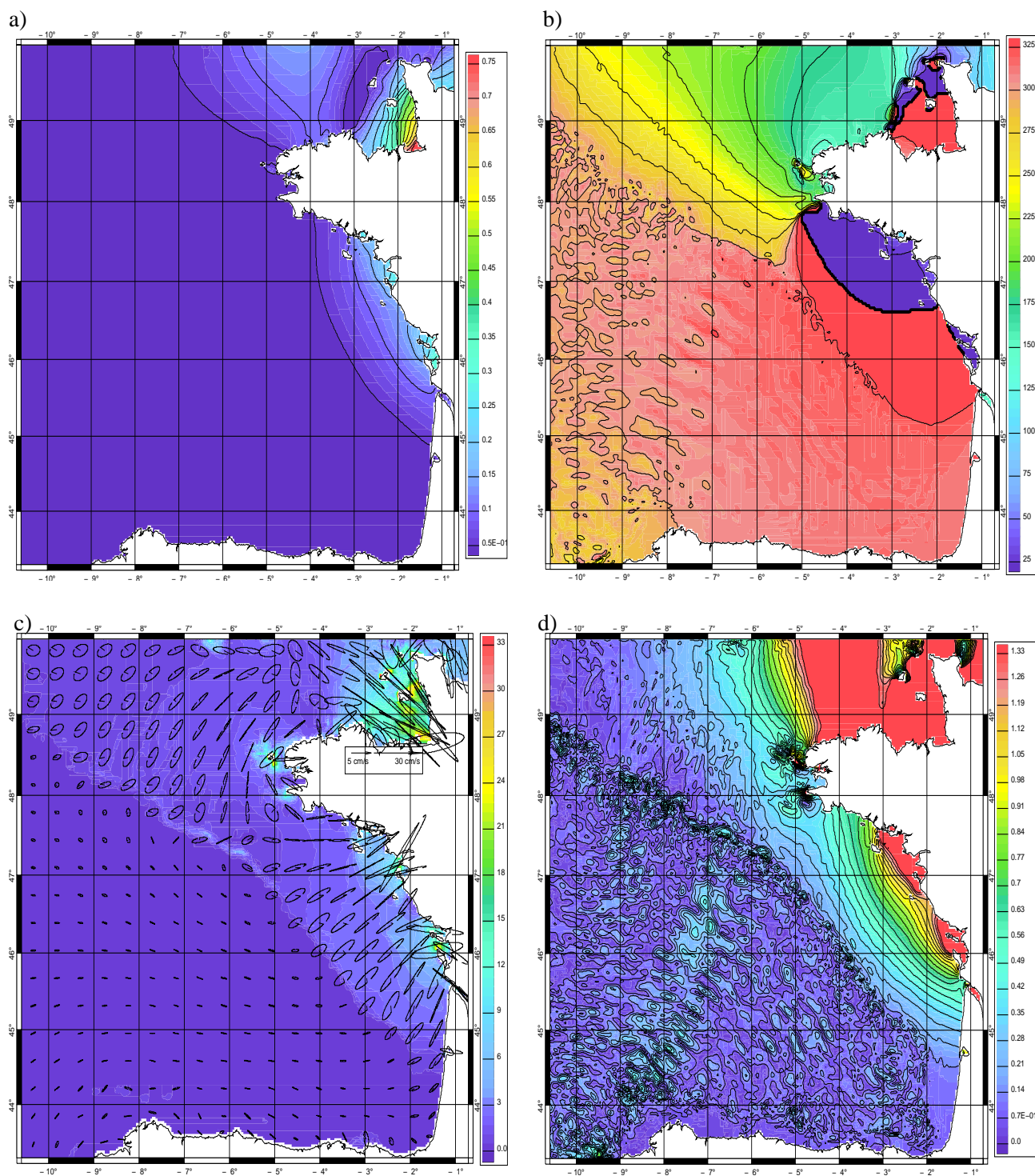


FIG. 10.33 – Caractéristiques de l'onde supérieure M_4 en surface obtenues par analyse harmonique sur 2 mois pour une modélisation tri-dimensionnelle : a) Amplitude (m), b) phase ($^\circ$) de l'élévation de surface, c) ellipses et amplitudes (cm.s^{-1}) du courant et d) différence (cm) du module de l'élévation de la surface obtenu pour une modélisation 3D moins celui obtenu pour une modélisation 2D. La signature des marées internes en surface est visible à la fois sur la carte de phase, et sur celle de la différence du module entre les cas 2D et 3D.

face. La même valeur peut être attribuée aux ondes qui se propagent depuis le talus Ibérique. Dans le fond du golfe, on distingue aussi la zone du mont sous-marin près du canyon du cap Ferret, ainsi qu'une bande de maximum entre celui-ci et la radiale privilégiée de propagation.

Conclusion

D'après ces résultats, la contribution des marées internes quart-diurnes n'est pas négligeable puisqu'elle correspond à plus de 10% de la signature en surface des marées internes semi-diurnes se propageant à la fréquence de M2.

La marée diurne K1

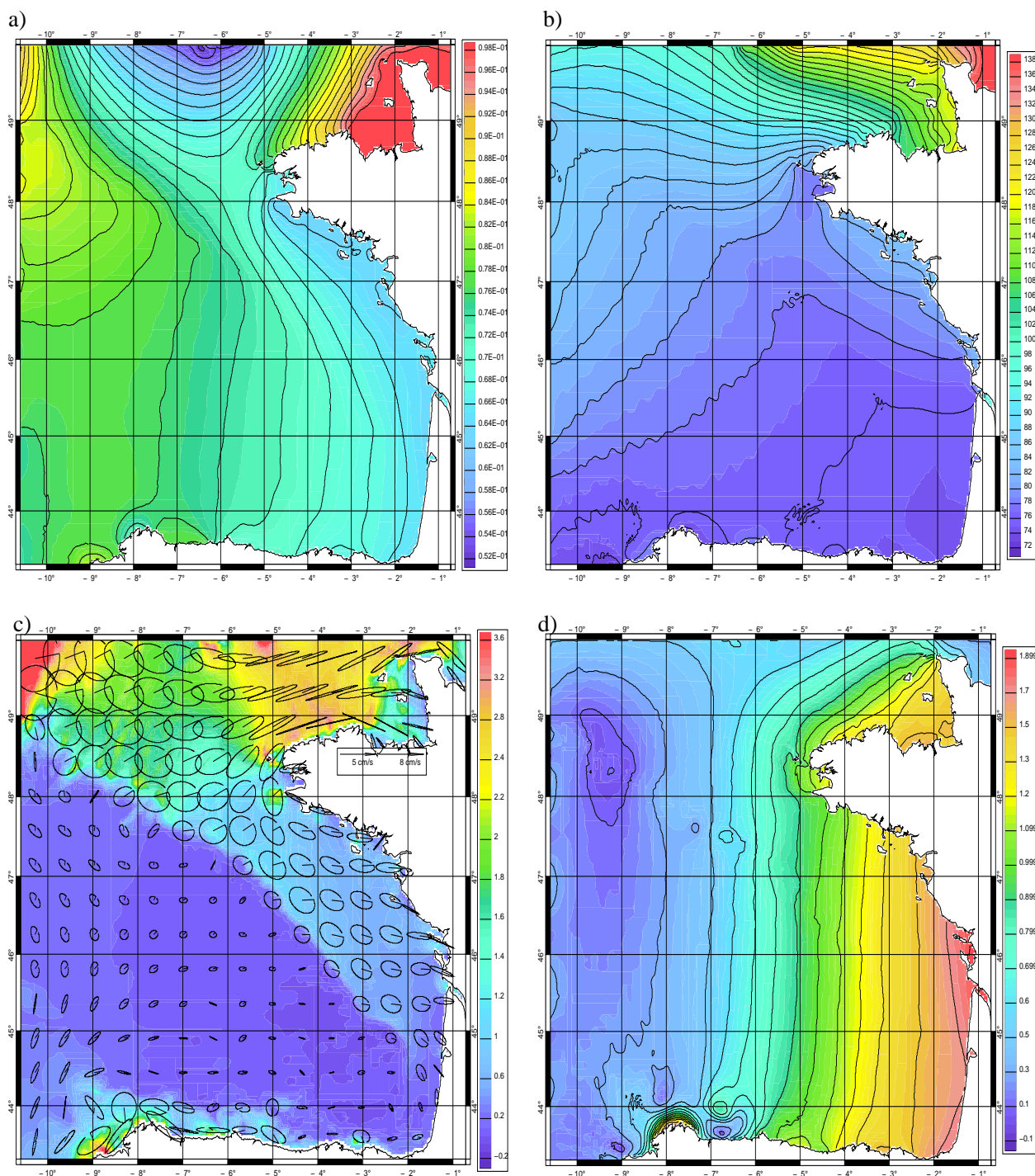


FIG. 10.34 – Caractéristiques de l'onde K1 en surface obtenues par analyse harmonique sur 2 mois pour une modélisation tri-dimensionnelle : a) Amplitude (m), b) phase ($^{\circ}$) de l'élévation de surface, c) ellipses et amplitudes ($\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$) du courant et d) différence (cm) du module de l'élévation de la surface obtenu pour une modélisation 3D moins celui obtenu pour une modélisation 2D.

Bien que les caractéristiques des marées internes diurnes n'aient pas pu être clairement déterminées, il semble d'après la carte de phase (figure 10.34.b) qu'il y ait une modification

des lignes cotidiales sur la plaine, qui présentent des ondulations, en particulier le long de la radiale reliant les deux talus.

Ensuite, la modélisation 3D a gommé les structures d'ondes piégées mises en évidence par la modélisation 2D, tant en amplitude-phase (en comparaison avec la figure 9.7) qu'en courants (figure 9.8), ce qui se traduit par une différence de module entre les deux simulations pouvant aller jusqu'à 1 cm au niveau du talus Ibérique.

b Comparaison aux observations

Comparaison aux observations des marégraphes

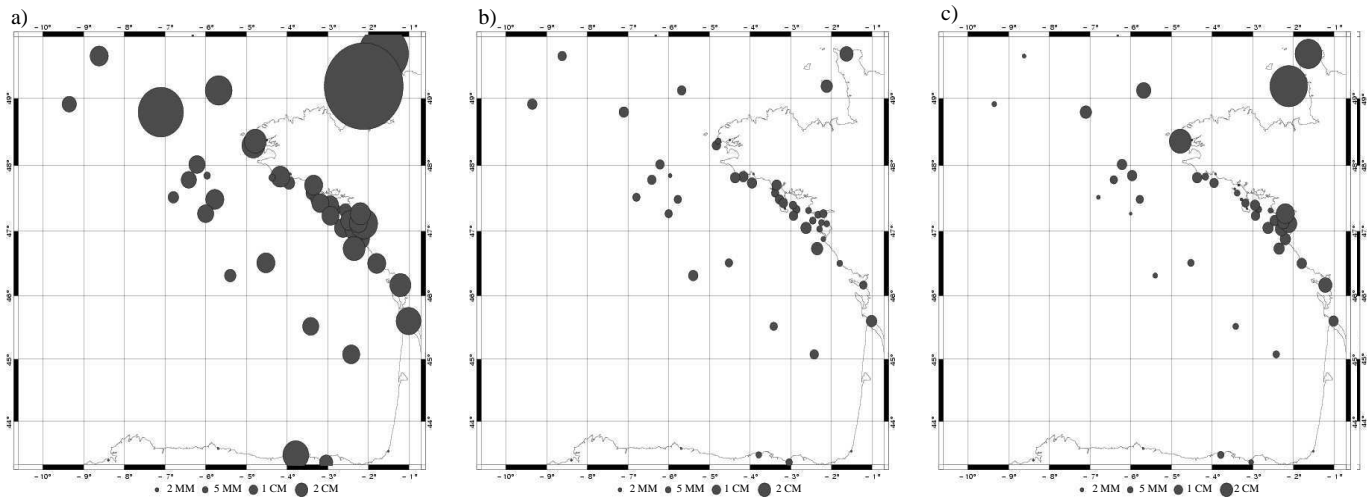


FIG. 10.35 – Comparaison des solutions d'amplitude-phase d'élévation de la surface de SYMPHONIE aux marégraphes dans la configuration 3D. Module (cm) de l'erreur complexe (sous la forme $A_{err}e^{iG_{err}}$) de chaque solution multipliée par $\frac{1}{\sqrt{2}}$ pour a) l'onde M2, b) l'onde K1 et c) l'harmonique M4. Plus le cercle est gros, plus l'erreur de modélisation par rapport à l'observation est importante.

La figure 10.35 indique les différences d'élévation de la surface modélisée par rapport aux observations pour les ondes M2, K1 et M4. Comme précédemment dans le cas 2D (voir figure 9.16), c'est au niveau des côtes que la comparaison aux marégraphes est la moins bonne, avec des cercles beaucoup plus gros pour M2 et M4 surtout (avec un maximum d'écart à Saint-Hélier). Pour la marée semi-diurne M2, la taille des cercles a augmenté et les amplitudes sont encore plus surestimées que pour la modélisation 2D (carte 10.35.a). On retrouve cette caractéristique pour M4 (carte 10.35.c), mais pas pour K1 qui est peu perturbée par les processus tri-dimensionnels (carte 10.35.b).

Le même constat est dressé à partir des tableaux 10.3 et 10.4 de comparaison (erreur et sa RMS) des élévations de surface modélisées par rapport aux marégraphes. Le module de l'erreur complexe moyenne passe de 4.1 cm à 5 cm, et la RMS de 12.8 à 15.2 cm pour M2 sur l'ensemble des marégraphes. Cette RMS est plus faible pour les marégraphes pélagiques, et elle est égale pour les deux simulations avec 8.4 cm, mais le module de l'erreur moyenne

est passé de 4.6 cm dans le cas 2D à 5.7 cm dans le cas 3D, donc les résultats sont moins bons là aussi pour ce dernier.

Pour K1, les résultats sont à peu près équivalents.

Et pour M4, le module de l'erreur moyenne est plus faible avec la modélisation 3D (0.7 cm contre 0.9 cm en 2D), mais les erreurs sont plus dispersées (RMS de 3.7 cm contre 3.1 cm).

Onde	SYMPHONIE 2D				SYMPHONIE 3D			
	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)
M2	4.1	113.1	12.5	12.8	5	97.9	14.8	15.2
K1	1.1	309.5	0.7	1.1	1.1	312.3	0.7	1.
M4	0.9	106.4	3.0	3.1	0.7	162.5	3.7	3.7

TAB. 10.3 – Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE 2D et 3D avec 42 marégraphes. De gauche à droite dans le tableau : module de l'erreur complexe moyenne, phase de l'erreur complexe moyenne, RMS sur l'erreur complexe par rapport à la moyenne et RMS de l'erreur complexe par rapport à 0.

Onde	SYMPHONIE 2D				SYMPHONIE 3D			
	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)	Mod_{err} (cm)	G_{err} (°)	RMS moy (cm)	RMS (cm)
M2	4.6	31.9	7.7	8.4	5.7	38.2	7.4	8.4
K1	1.2	318.9	0.5	1.0	1.2	322.9	0.5	1
M4	1.0	86.1	0.8	1.1	1	78.4	0.8	1.1

TAB. 10.4 – Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE 2D et 3D avec 13 marégraphes pélagiques.

Comparaison aux observations des courantomètres

Les caractéristiques des ellipses de courant aux points DP94-1 et DP94-2 sont également comparées aux observations. Les courants sont mieux représentés dans la configuration 2D au point DP94-1 (avec un demi-grand axe de 19.8 cm.s^{-1} contre 25.5 cm.s^{-1} en 3D et 19.56 cm.s^{-1} d'après l'observation). Par contre, la situation est inversée au point DP94-2, c'est la modélisation tri-dimensionnelle qui est la plus représentative de la réalité (avec un demi-grand axe de 25.2 cm.s^{-1} contre 21.2 cm.s^{-1} en 2D et 30.58 cm.s^{-1} d'après l'observation).

D'après ces résultats, la modélisation tri-dimensionnelle a dégradé les résultats par rapport à la modélisation bi-dimensionnelle qui ne prend pas en compte la propagation des marées internes. Ces résultats sont décevants, mais ils sont à considérer avec prudence. En effet, le problème posé par les variations de stratification dans les zones de petits fonds où le mélange est accru pourrait très bien expliquer une grande partie des différences. Il n'est donc pas forcément opportun de chercher à réaliser une simulation de 2 mois avec un modèle forcé uniquement par la marée pour caractériser la marée barotrope. Une simulation plus courte permettrait sans doute de réduire l'écart aux observations. En effet, l'analyse harmonique présentée par *Pairaud* (2002) (page 40) indique qu'à l'issue de 28 jours de simulation, les

cartes d'amplitude sont similaires pour une analyse harmonique réalisée sur les 20 derniers jours pour les cas 3D et 2D. On constate même une diminution de l'amplitude à la côte dans le cas 3D. Bien que cette simulation ait été réalisée avec une résolution de 5 km et un forçage par les huit ondes principales, le problème posé par la stratification nous semble fondamental.

Point	Nature de la donnée	Demi grand axe ($cm.s^{-1}$)	Demi petit axe ($cm.s^{-1}$)	Orientation ($^{\circ}$)	Situation ($^{\circ}$)
DP94-1 M2	Observations	19.56	-9.53	42.30	76.95
	SYMPHONIE 2D Critère lat-lon	16.6	-7.7	50.5	74.5
	SYMPHONIE 3D Critère lat-lon	14.0	-4.3	53.3	77.8
	SYMPHONIE 2D Critère prof	19.8	-12.2	46.3	77.9
	SYMPHONIE 3D Critère prof	15.5	-5.7	52.2	64.2
DP94-2 M2	Observations	30.58	-21.97	38.40	89.88
	SYMPHONIE 2D Critère lat-lon	14.7	-8.6	44.3	43.7
	SYMPHONIE 3D Critère lat-lon	18.5	-11.6	58.7	51.9
	SYMPHONIE 2D Critère prof	21.2	-14.7	43.9	46.7
	SYMPHONIE 3D Critère profondeur	25.2	-17.1	59.3	50.7

TAB. 10.5 – Tableau de comparaison des paramètres des ellipses du courant modélisé et du courant observé aux points DP94-1 et DP94-2 (Perenne et Pichon, 1999; Pichon et Correard, 2006). Les données observées sont comparées aux courants modélisés par les configurations 2D et 3D SYMPHONIE à 3 km de résolution aux points respectant la position de la donnée (latitude-longitude) et aux points respectant la topographie (300 m de profondeur au fond). Demi grand axe (valeur maximale du courant lors du cycle de marée, en $cm.s^{-1}$), demi petit axe (valeur minimale, en $cm.s^{-1}$, le signe donnant la polarisation), orientation ($^{\circ}$) et situation ($^{\circ}$). L'orientation du grand axe est calculée en partant de 0 degré pour la direction Nord et en tournant dans le sens des aiguilles d'une montre. La situation correspond au retard de phase par rapport à UT+0.

Conjointement au problème posé par la stratification sur la marée barotrope modélisée, les marées internes n'ont pas non plus les bonnes caractéristiques par rapport à une situation réaliste, car la profondeur de la thermocline saisonnière varie entre les mois d'août et septembre. Aussi, la signature des marées internes en surface est étudiée à l'aide de la méthode WEOF par gammes de fréquences, avec l'avantage de travailler sur des durées de simulations beaucoup plus courtes et de conserver le cycle de marée pour plus de réalisme physique.

c Analyse WEOF de l'élévation de surface

Nous présentons une analyse monovariée avec un vecteur d'état composé de l'élévation de la surface uniquement. Seuls les cas des marées semi-diurnes et quart-diurnes sont montrés, car la marée interne diurne demande d'être bien identifiée en profondeur avant d'être présentée en surface. Les WEOFs sont calculés du 1 au 7 septembre 1994 à 12h, sur 207 itérations, pour une simulation débutée le 27 août à 0 heures et forcée par les 9 ondes de marée.

Cas des marées semi-diurnes

WEOF 1

Le premier WEOF explique 96.5% de la variance du signal. Il est présenté pour le 6 septembre à 23 heures sur la figure 10.36.b. Très semblable à l'élévation de la surface reconstruite aux fréquences semi-diurnes (figure 10.36.a), les différences les plus remarquables concernent la plaine (lignes d'iso-amplitudes lissées dans le WEOF 1) et la baie du mont Saint-Michel (valeurs inférieures au fond de la baie). Rien d'étonnant à cela puisque le signal dominant de l'élévation de surface correspond dans notre cas à la propagation des marées barotropes. De manière générale, les élévations du WEOF 1 sont plus faibles, et dans le fond de la baie du mont Saint-Michel les différences atteignent 1 m.

WEOF 2

La plus grande partie du signal associée à cette différence est retrouvée dans le deuxième WEOF (qui permet d'expliquer 2.9% de la variance du signal) puisque celui-ci présente des élévations de 0.7 m dans la baie (figure 10.36.c). Cette contribution à l'élévation de surface totale provient très certainement des processus tri-dimensionnels sur la verticale dans cette zone de petits fonds, et à l'interaction avec les autres composantes du spectre (l'onde diurne K1 en particulier).

Au-dessus de la plaine, il existe des isocontours qui forment des structures parallèles le long de l'axe qui va du banc de La Chapelle à la Corogne. Elles correspondent à la signature d'une partie des marées internes en surface et leur contribution maximale est de 3 cm, de 45.3 à 46.5°N. Etant donnée la position de ces structures, elles sont associées à la propagation depuis le banc de La Chapelle, et comme elles apparaissent à mi-distance, elles doivent être accentuées localement par les processus d'interférences constructives entre les ondes avant et après réflexion au talus Ibérique. *New et Da Silva* (2002) ont mis en évidence la présence de paquets d'ondes relatifs à la propagation des solitons à peu près aux mêmes positions, entre 45 et 47°N, d'après une image SAR du 14 juillet 1999. Les solitons suivent préférentiellement les creux de l'onde interne semi-diurne, et la position des paquets donne la longueur d'ondes des ondes internes qui se propagent vers la thermocline saisonnière (figure 3.4, soit 45-50 km). Or c'est la distance trouvée entre deux maxima sur la plaine pour le WEOF 2, il s'agit donc bien de la signature la plus évidente des marées internes en surface.

WEOF 3

Le troisième WEOF explique seulement 0.5% de la variance du signal d'élévation de surface,

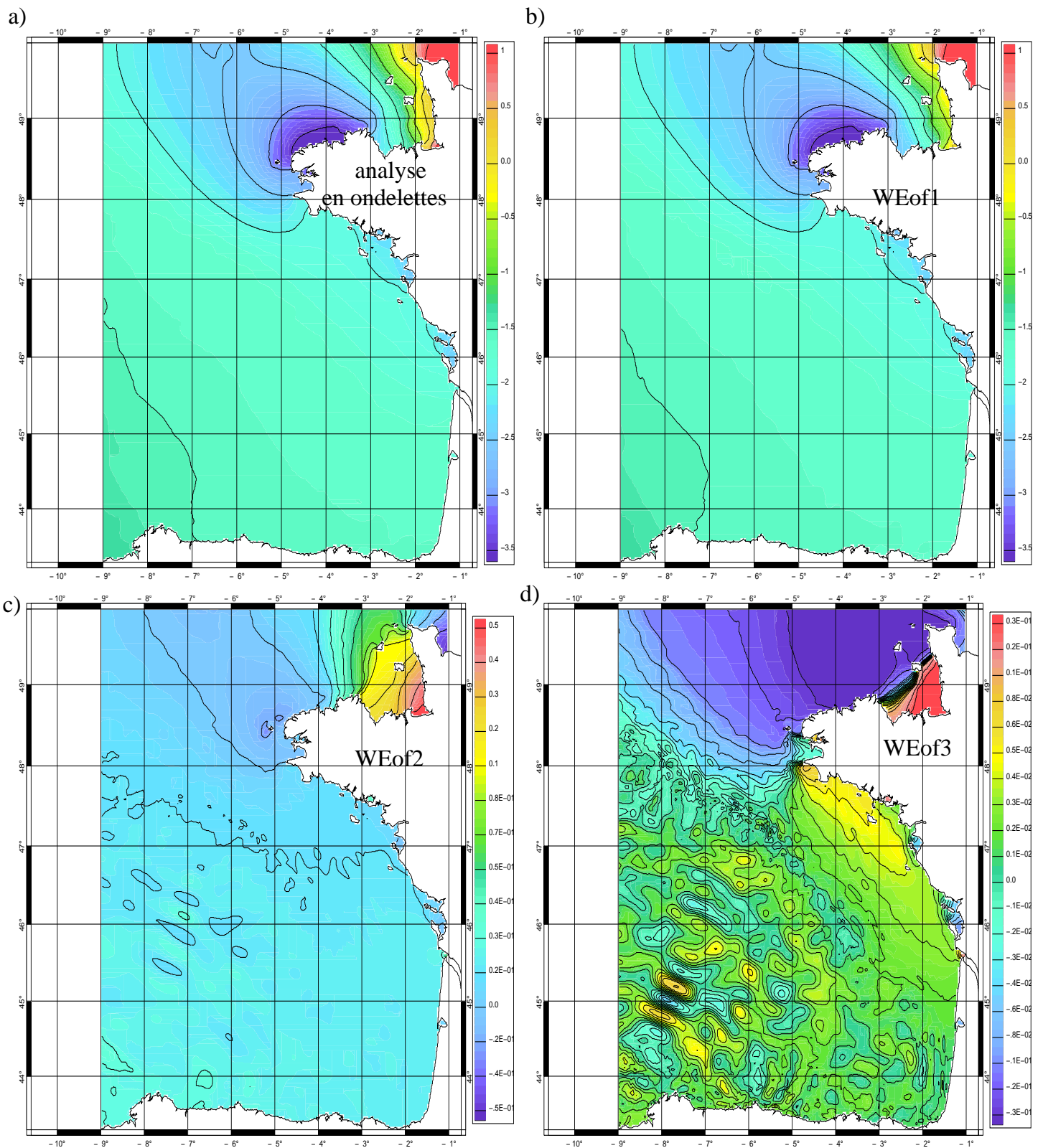


FIG. 10.36 – Cartes des 3 premiers WEofs calculés pour l'élévation de la surface à la fréquence semi-diurne (m) le 6 septembre 1994 à 23 h : a) Elévation de référence obtenue par analyse en ondelettes, b) WEof1 expliquant 96.5% de la variance, c) WEof2 (2.9 % de la variance) et d) WEof3 (0.5 % de la variance).

soit une contribution mineure. En terme d'ondes internes, il correspond à la signature des marées internes qui se propagent depuis le talus Ibérique, et peut-être, mais cela n'apparaît pas clairement, à une partie de la propagation près du talus Armoricaïn. L'amplification au niveau du talus Ibérique fait par ailleurs penser au deuxième WEof de la vitesse verticale semi-diurne, et pourrait exprimer la même physique (un mélange entre propagation et interactions?). L'apport à l'élévation de surface s'élève à 0.7 cm au maximum. C'est une valeur faible par rapport à celle du deuxième WEof (3 cm), et la résolution des satellites ne doit pas permettre de les observer en surface.

Ce WEof représente également une onde piégée à la côte au Nord de 47°N.

L'évolution temporelle de ces WEofs est présentée en annexe E.

Conclusion

Cette analyse permet de mettre en évidence la signature en surface des marées internes semi-diurnes sur la plaine, avec des longueurs d'ondes d'une cinquantaine de kilomètres, conformément aux observations de *New* (1988). Par contre, leur présence n'est pas mise en évidence sur le plateau. Une autre expérience a donc été réalisée, pour décomposer l'élévation de surface semi-diurne non plus sur les trois premiers WEofs mais sur les six premiers. Un faible signal associé aux ondes internes sur le plateau apparaît dans le sixième WEof.

De plus, une analyse réalisée sur la même simulation mais pour la période du 3 au 9 septembre, avec un échantillonnage de 1.5 h (soit 90 membres), indique la présence des marées internes sur la plaine mais aussi sur le plateau dans le troisième WEof. La décomposition est effectuée dans ce cas sur la zone au Sud de 48.5°N, avec un calcul de 3 WEofs. Le dernier n'explique que 0.1 % de la variance de l'élévation de la surface de périodicité semi-diurne, la signature des marées internes qui se propagent sur le plateau est donc très faible. D'après la figure 10.37, la variation d'élévation de surface associée à la propagation des marées internes autour de 12.4 h est de l'ordre de 0.15 à 0.20 cm. Cette valeur est au moins dix fois inférieure à la signature des marées internes au-dessus de la plaine. Les satellites, dont la résolution est actuellement de l'ordre de 2 cm (*Mourre*, 2004), n'en voient donc aucune trace.

Dans le cas d'un forçage par la marée M2 uniquement, la figure de propagation du deuxième WEof est celle des marées internes à la fois sur la plaine mais également sur le plateau. Dans le cas d'un forçage par les 9 ondes de marée, les ondes à la côte du deuxième WEof sont donc liées aux interactions entre les ondes de fréquences différentes.

Ces expériences montrent que la période et la zone d'étude doivent être choisies en fonction de la physique que l'on cherche à mettre en évidence. Aussi, le nombre de WEofs nécessaires à l'identification des différents processus est un élément clé, lié à la diversité de la physique de l'océan côtier et aux corrélations qui existent entre les différents processus.

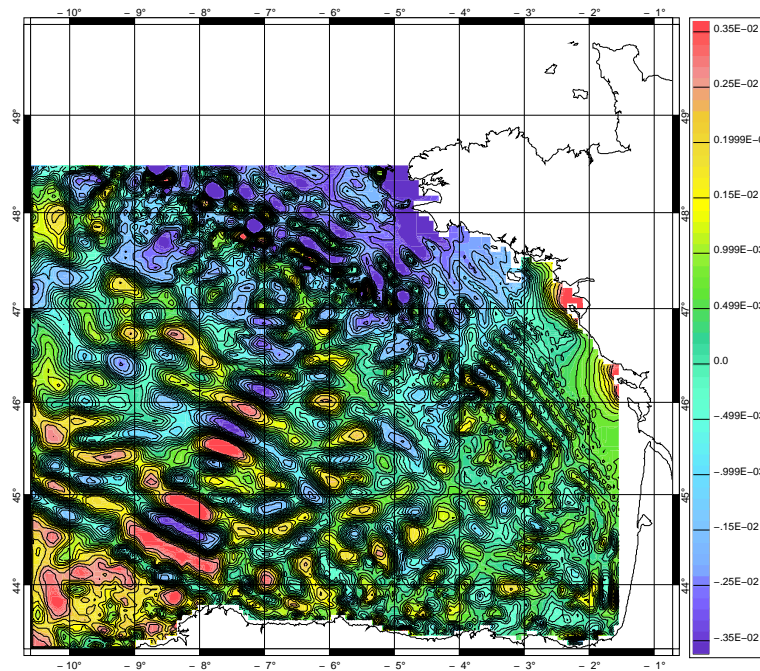


FIG. 10.37 – Carte du troisième WEof de l'élévation de surface semi-diurne pour une extraction du 3 au 9 septembre 1994 à 0 h, présentée pour le 9 septembre à 0h. La zone d'analyse est située au Sud de $48.5^{\circ}N$. Le WEof 3 explique 0.1% de la variance de l'élévation de la surface semi-diurne.

Cas des marées quart-diurnes

La décomposition WEof quart-diurne est réalisée sur la même période que pour l'analyse semi-diurne. Elle est présentée en figure 10.38.

L'élévation de la surface reconstruite dans la gamme de fréquences de la marée non linéaire M4 a pour caractéristique de révéler la présence des marées internes en surface (figure 10.38.a), sans même avoir décomposé le champ selon les différents WEofs. Cependant, l'analyse WEof permet d'explorer les différentes composantes de l'élévation de surface selon leur origine physique.

WEof 1

Pour le premier WEof, qui explique près de 76 % de la variance du champ analysé, la physique est dominée par la propagation de la marée barotrope quart-diurne, notamment sur le plateau où les amplitudes associées à la propagation de la marée barotrope sont les plus grandes. Sur la plaine, les isocontours à 10 cm sont corrélés soit à la structure de la marée interne semi-diurne, pour le troisième mode qui se propage au sein de la thermocline, soit à celle du premier mode barocline de la marée interne quart-diurne, avec des longueurs d'ondes mesurées de l'ordre de $\lambda_H = 50.8$ km. Cependant, l'analyse de la vitesse verticale a indiqué une dominance du deuxième mode barocline aux profondeurs inférieures à 1000-1200 m. De plus, il n'y a pas de propagation ou presque associée à ces structures, et elles apparaissent le long de la radiale la plus énergétique entre les deux talus. Il est envisagé qu'elles correspondent en fait aux zones de génération de la marée interne quart-diurne à la thermocline,

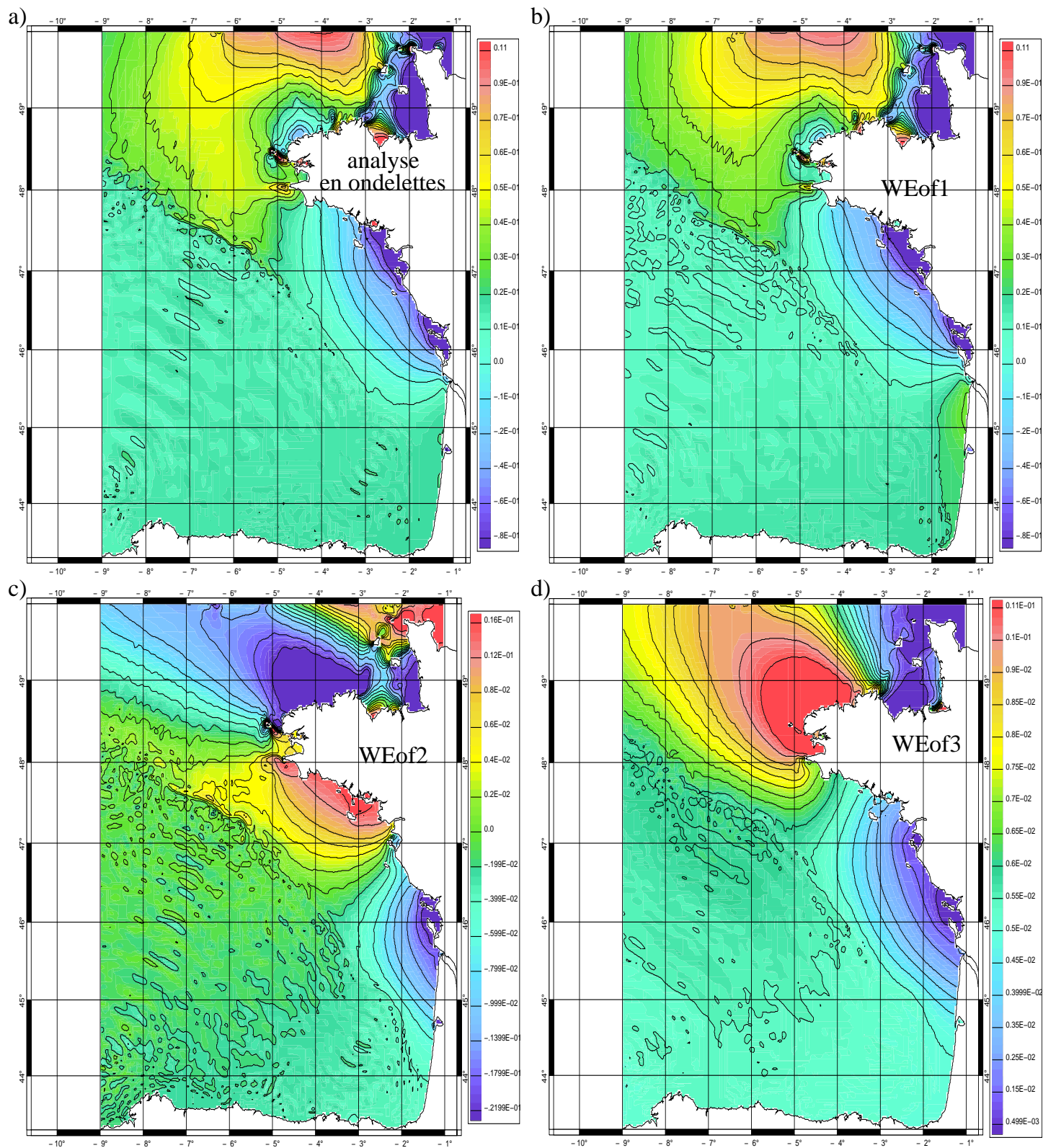


FIG. 10.38 – Cartes des 3 premiers WEofs calculés pour l'élévation de la surface à la fréquence quart-diurne (m) le 6 septembre 1994 à 23 h : a) Elévation de référence obtenue par analyse en ondelettes, b) WEof1 expliquant 75.9% de la variance, c) WEof2 (16.6 % de la variance) et d) WEof3 (7.5 % de la variance).

par non linéarité depuis les marées semi-diurnes. Toutefois, le processus dominant reste la propagation de la marée barotrope.

WEof 2

Le deuxième WEof arrive à expliquer 16.6 % de la variance du signal d'élévation de surface à la fréquence quart-diurne. Sur la plaine, les ondes se propagent avec des longueurs d'ondes de $\lambda_H = 30.1 \pm 5$ km le long de la radiale issue du talus Armoricaïn. Ces ondes ont des caractéristiques proches de celles du second mode barocline quart-diurne ($\lambda_{H2,th} = 25.4$ km) qui se propage dans la couche supérieure de l'océan. Leur signature en surface est de l'ordre de 0.2 cm au maximum le 6 septembre (23 h).

Une analyse de l'évolution temporelle de ce WEof est présentée en annexe E.

WEof 3

Le troisième WEof explique 7.5 % de la variance, et correspond à la propagation d'une onde sur la plateau vers le Nord du domaine. D'après l'évolution temporelle de son amplitude, il suit grossièrement le cycle de marée. Parmi les explications possibles, citons l'existence d'une propagation d'origine multiple pour la marée barotrope quart-diurne M4 dans cette région côtière, plus encore sur le plateau : une onde générée localement par interaction de la marée M2 avec elle-même, interagissant avec l'onde M4 forcée aux frontières. Cela pourrait expliquer la forte modulation en amplitude de la marée. Pour le savoir, il faudrait comparer les analyses WEofs de simulations forcées par M4 ou par M2 seulement.

Bilan partiel de l'analyse WEof de la signature en surface des marées internes

L'utilisation de l'analyse WEof appliquée au champs d'élévation de surface permet de proposer un bilan quantitatif de la trace des marées internes en surface, aux fréquences semi-diurnes et quart-diurnes. Sur le plan quantitatif, la contribution semi-diurne à l'élévation de la surface sur la plaine du golfe de Gascogne est estimée à quelques centimètres, avec un maximum vers le milieu du golfe (de 3 cm environ à la date considérée). Près du talus Ibérique, cette contribution est estimée à moins de 1 cm (0.7 cm à la date considérée), et à moins de 0.5 cm sur le plateau (0.2 cm au maximum à la date considérée).

A la fréquence quart-diurne, la répercussion de la présence des marées internes est plus faible, en accord avec des marées internes de plus faibles marnages internes que la composante semi-diurne. Leur présence est mise en évidence en surface au-dessus de la plaine uniquement, avec une contribution de l'ordre de dix fois plus faible que celle de la marée semi-diurne (de 0.1 à 0.3 cm à la date d'étude).

L'amplitude des ondes internes en surface est très petite comparée aux marnages internes. Ceux-ci atteignent 400 m localement, contre 6 cm en surface pour la marée semi-diurne par exemple. Il est donc beaucoup plus facile de repérer leur présence en profondeur plutôt qu'en surface.

Malgré la suspicion de la présence de processus d'interactions entre les différentes composantes du spectre de marée dans les WEofs présentés, des expériences supplémentaires

doivent être menées pour les mettre en évidence de façon certaine et pour les quantifier.

Ayant étudié les différentes composantes de la marée interne et ses effets en surface, les vitesses baroclines et les amplitudes modélisées sont maintenant comparées à des résultats de modélisation ainsi qu'aux observations, suite à l'étude réalisée par *Pichon et Correard* (2006).

10.3 Comparaison à la modélisation et aux observations de la campagne MINT94

Afin de valider la marée interne modélisée, nous procédons tout d'abord à une intercomparaison de modèles pour avoir une vision globale des ondes internes générées par le modèle dans la configuration SSHOM3.0, avant de franchir l'étape des comparaisons plus fines et plus locales aux observations de la campagne MINT94. Ensuite, des tests de sensibilité à la résolution horizontale et verticale seront présentés avec pour but de représenter plus finement les processus, par l'intermédiaire de modèles imbriqués ou en augmentant directement la résolution par rapport à la configuration SSHOM3.0.

10.3.1 Comparaison à une modélisation de la campagne MINT94

a Présentation de la modélisation de la campagne MINT94

Cette campagne est le fruit d'un travail mené par le SHOM (chapitre 3.1). Elle a fait l'objet d'une modélisation dont les résultats sont présentés dans l'article de *Pichon et Correard* (2006), qui ont utilisé le modèle à coordonnées isopycnales MICOM (*Bleck et Smith*, 1990). Dans l'étude présentée par *Pichon et Correard*, il est forcé par les harmoniques de marée semi-diurnes principales : M2, S2, N2, K2, calculées par le modèle spectral de *Le Provost et al.* (1997).

Un schéma de relaxation de flux est utilisé pour la vitesse barotrope et l'élévation de la surface. Des conditions aux limites radiatives de type Orlansky 2D implicites, actives sur les variables pronostiques du modèle MICOM (les vitesses et l'épaisseur des couches), permettent aux ondes de sortir hors du domaine. Elles sont associées à une couche éponge qui concerne 13 points de grille près de la frontière du domaine. Celui-ci s'étend de 43°N à 50°N et de 15°O à l'isobathe 80 m sur le plateau continental du golfe de Gascogne. Cette modélisation est donc dédiée aux processus du talus et de la plaine (pas du plateau), mais elle englobe des zones de génération situées sur le talus à l'Ouest de 10.7°O qui ne sont pas présentes dans la modélisation SSHOM3.0 comme indiqué au paragraphe 10.2.

La résolution choisie est de 1.8 km, valeur deux fois inférieure à celle de la simulation de référence SSHOM3.0 (3 km).

Une méthode de séparation des pas de temps ("time splitting") permet de résoudre les équations barotropes avec un pas de temps de 2.5 s et le mode barocline avec un pas de temps de 150 s. Le coefficient de viscosité est de type Smagorinsky, et varie de 5 $m^2.s^{-1}$ lorsque la déformation du champs de vitesse est faible à une valeur de 100 $m^2.s^{-1}$ près du talus. Enfin, le coefficient de frottement sur le fond est nul.

Dans la suite, cette configuration du modèle MICOM sera nommée MCP1.8.

b Comparaisons en terme de vitesse horizontale et déplacement vertical des isopycnes

Une première validation des marées internes modélisées est réalisée par comparaison des vitesses baroclines et de l'amplitude des marées internes (déplacements verticaux des isopycnes) aux résultats présentés dans l'article de *Pichon et Correard*.

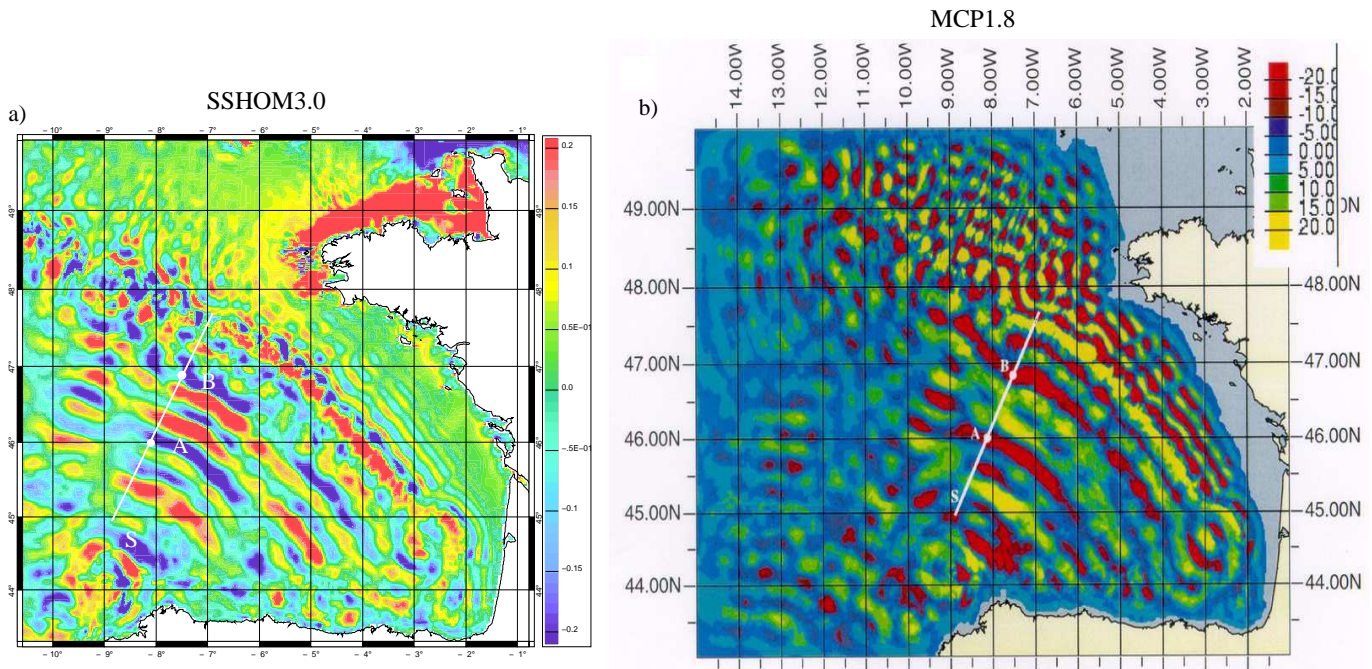


FIG. 10.39 – Comparaison de la composante Est-Ouest de la vitesse barocline en surface pour les modélisations SSHOM3.0 et MCP1.8 le 9 septembre 1994 à 19 h : a) pour SSHOM3.0, au dernier niveau sigma généralisé ($m.s^{-1}$) et b) pour MCP1.8 en surface ($cm.s^{-1}$). A noter, la palette de couleur n'est pas la même pour les deux cartes : elle va du bleu au rouge pour SSHOM3.0 et du rouge au jaune pour MCP1.8. Les vitesses sont seuillées à $\pm 20 cm.s^{-1}$. En réalité elles atteignent $43 cm.s^{-1}$ pour SSHOM3.0 au niveau de la résurgence du premier rayon d'énergie après réflexion au fond le long de la radiale S et elles sont de l'ordre de $50 cm.s^{-1}$ pour MCP1.8 dans les zones d'interférences constructives (valeur atteinte sur le talus hors des zones de génération pour SSHOM3.0).

Source de la figure b) : *Pichon et Correard (2006)*

Les vitesses baroclines modélisées en surface, après 12 jours de simulation pour MCP1.8 et 14 jours pour SSHOM3.0, sont présentées en figure 10.39 pour la composante Est-Ouest, après la vive-eau. Les maxima et minima de vitesse sont correctement localisés dans la modélisation SSHOM3.0 (figure 10.39.a) par rapport à la modélisation MCP1.8 (figure 10.39.b, en remarquant que la palette de couleurs n'est pas la même). Les positions A et B correspondent à deux maxima de valeurs négatives, la distance qui les sépare est donc représentative de la longueur d'onde. Ici, elles sont quasiment identiques sur les deux cartes, et espacées d'environ 150 km. Les deux modélisations caractérisent de la même manière la propagation du premier mode barocline. Les radiales de propagation privilégiées sont les mêmes depuis la Terrasse de Mériadzek, le banc de La Chapelle, et depuis le talus Ibérique, avec une zone de génération identifiée au niveau du canyon du cap Ferret. Mais

la modélisation SSHOM3.0 fait ressortir également une zone où les vitesses sont inférieures au maximum négatif de -20 m.s^{-1} entre 44 et 45°N et 5 et 6°O , alors qu'elle est absente de la figure 10.39.b (modélisation MCP1.8). Ces maxima sont associés à la propagation d'une onde depuis la région du talus située entre 45 et 46°N . Une analyse WEOF de la vitesse verticale indique qu'à la fréquence semi-diurne et à 70 m de profondeur, les maxima de vitesse verticale sont également présents, mais dans une moindre mesure (figure 10.21). La présence d'ondes internes dans les autres gammes de fréquence renforcent la marée interne totale qui se propage dans cette région. Il est probable que la différence de forçage barotrope semi-diurne (solutions en amplitude-phase des élévations de surface et des vitesses moyennes) joue également un rôle. Ces différences entre les deux modélisations doivent contribuer au renforcement de la bande de vitesses Est-Ouest négatives située entre A et B pour SSHOM3.0 par rapport à MCP1.8, en plus du fait que des modes supérieurs ont eu plus de temps pour parcourir la distance qui sépare cette bande froide du talus dans notre modélisation.

Sur le plateau, les vitesses Est-Ouest maximales sont de l'ordre de 0.1 m.s^{-1} pour la configuration SSHOM3.0, contre le double pour MCP1.8. Cet écart doit être lié à une différence majeure entre les deux modélisations : dans notre cas il n'y a pas de couche éponge sur le plateau et les ondes internes peuvent s'y propager librement, ce qui n'est pas le cas de la modélisation MCP1.8.

Comparaison pour la section S

Les coupes verticales le long de la section S sont présentées sur les figures 10.40.a et b pour les vitesses longitudinales à la coupe et c et d pour les amplitudes de la marée interne ou déplacement vertical des isopycnes.

Sur les cartes des vitesses, les positions des maxima positifs et négatifs sont globalement les mêmes, comme l'atteste la position des points A et B sur les deux cartes des figures a et b. Les extrêmes sont situés au-dessus du bas de la pycnocline permanente, dans la zone stratifiée et dans les 200 premiers mètres les vitesses horizontales le long de la section atteignent plus de 20 cm.s^{-1} au-dessus de la plaine. C'est au niveau du haut du talus dans les régions de génération qu'elles sont maximales. A la résolution du modèle MICOM (1.8 km), nous pouvons constater la présence d'accidents bathymétriques (figure 10.40.b) qui n'existent pas dans notre modélisation à 3 km (figure 10.40.a). L'augmentation de la résolution pourrait faire apparaître des zones de génération nouvelles car de forts gradients bathymétriques sont associés à cette topographie "étagée". Sur la figure 10.40.b la vitesse atteint des valeurs importantes vers 1200 m le long de la topographie, caractérisées par l'empilement d'isocontours. Mais un maximum est aussi visible pour la simulation SSHOM3.0 vers 1300 m de profondeur, et une carte des phases (non montrée ici) permet de voir qu'il s'agit là-aussi d'un lieu de génération. Toutefois, il n'est pas associé à une irrégularité topographique mais il est situé à la limite basse de la pycnocline permanente, qui, en cet instant, se trouve à $100\text{-}200 \text{ m}$ plus bas que son niveau d'équilibre près du talus. Les deux cellules caractéristiques de vitesses de l'ordre de $0.1\text{-}0.15 \text{ m.s}^{-1}$ en valeur absolue, centrées respectivement à 270 et 285 km , sont situées à 1000 m de profondeur dans la modélisation SSHOM3.0 contre 750 m pour MCP1.8. De manière générale, les isocontours sont cantonnés aux profondeurs inférieures à 1000 m au-dessus de la plaine dans la modélisation MCP1.8, alors que la rupture est moins nette dans la modélisation SSHOM3.0, probablement à cause de l'utilisation de coordonnées

verticales différentes (sigmas généralisées v.s. isopycnales).

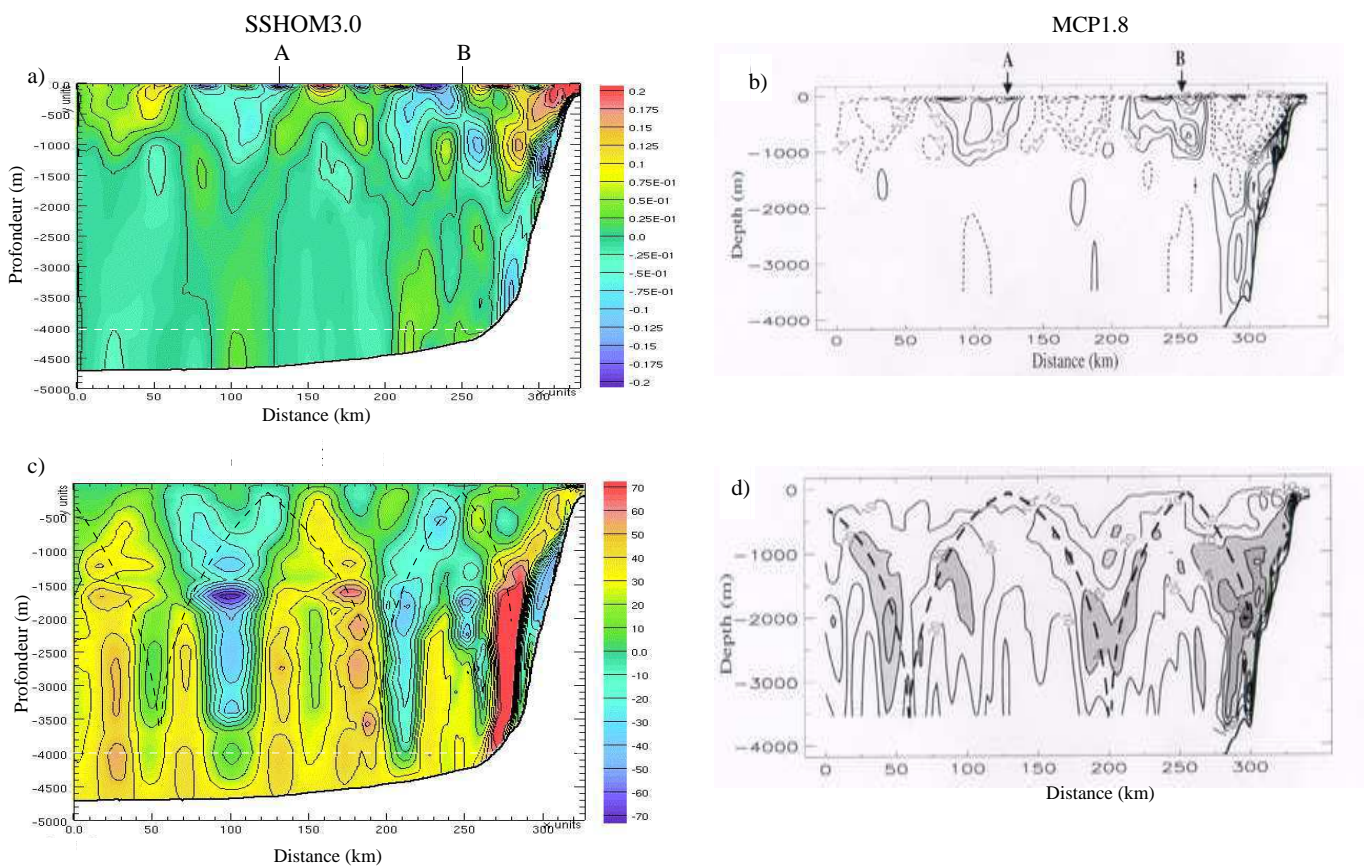


FIG. 10.40 – Comparaison des vitesses horizontales longitudinales à la section *S* et de l'amplitude de la marée le long de la section *S* pour les modélisations SSHOM3.0 et MCP1.8 le 9 septembre 1994 à 19 h. a) Vitesse horizontale ($m.s^{-1}$) perpendiculaire au talus (dont l'angle par rapport au Nord est de 25°) le long de la section *S* pour SSHOM3.0, b) même coupe pour la modélisation MCP1.8 ($m.s^{-1}$), c) déplacement vertical (m) des isopycnes pour la simulation SSHOM3.0 sur *S* et d) amplitude de l'onde interne (m) de marée pour la modélisation MCP1.8 obtenue à partir du coefficient de Fourier à la fréquence moyenne des 4 ondes semi-diurnes, calculé sur 5 cycles de marée. Les points A et B de a) et b) sont ceux de la figure 10.39 et sont situés à 125 et 250 km du début de la section. Les lignes pointillées en noir suivent les rayons de propagation. Source des figures b) et d) : Pichon et Correard (2006)

Les figures d'amplitude et de marnage 10.40.c et d ne donnent pas lieu à une comparaison poussée. Dans un cas il s'agit du déplacement des isopycnes à la fréquence semi-diurne à un instant donné et dans l'autre cas à une moyenne sur 4 cycles de marée semi-diurnes (valeur absolue). Ces coupes permettent néanmoins de suivre le trajet des rayons, qui est sensiblement le même près de la zone de génération mais qui est plus difficile à voir sur une carte de déplacement instantané des isopycnes. Le rayon caractéristique est réfléchi au fond deux fois, une première fois vers 200 km et une deuxième fois vers 50 km. De plus, un maximum d'amplitude apparaît aux profondeurs supérieures à 1500 m pour SSHOM3.0. Sa position haute correspond à la profondeur inférieure de la pycnocline permanente, lorsque les oscillations des isopycnes deviennent libres de se développer sur la verticale, la stratification variant peu. Il n'apparaît que vers 2000-2500 m sur l'amplitude de l'onde interne MCP1.8

de la figure d.

Comparaison pour la section S1

La comparaison entre les deux modélisations de la section S1 est présentée en figure 10.41 à la date du 9 septembre 1994 à 19 h. La topographie suit la même tendance pour les deux modélisations avec une remontée vers 100 km qui est sur le bord de la Terrasse de Mériadzek. Par contre, la comparaison des figures a et b ou c et d indique que nous sommes de nouveau face à une sous-représentation topographique dans le cas de SSHOM3.0.

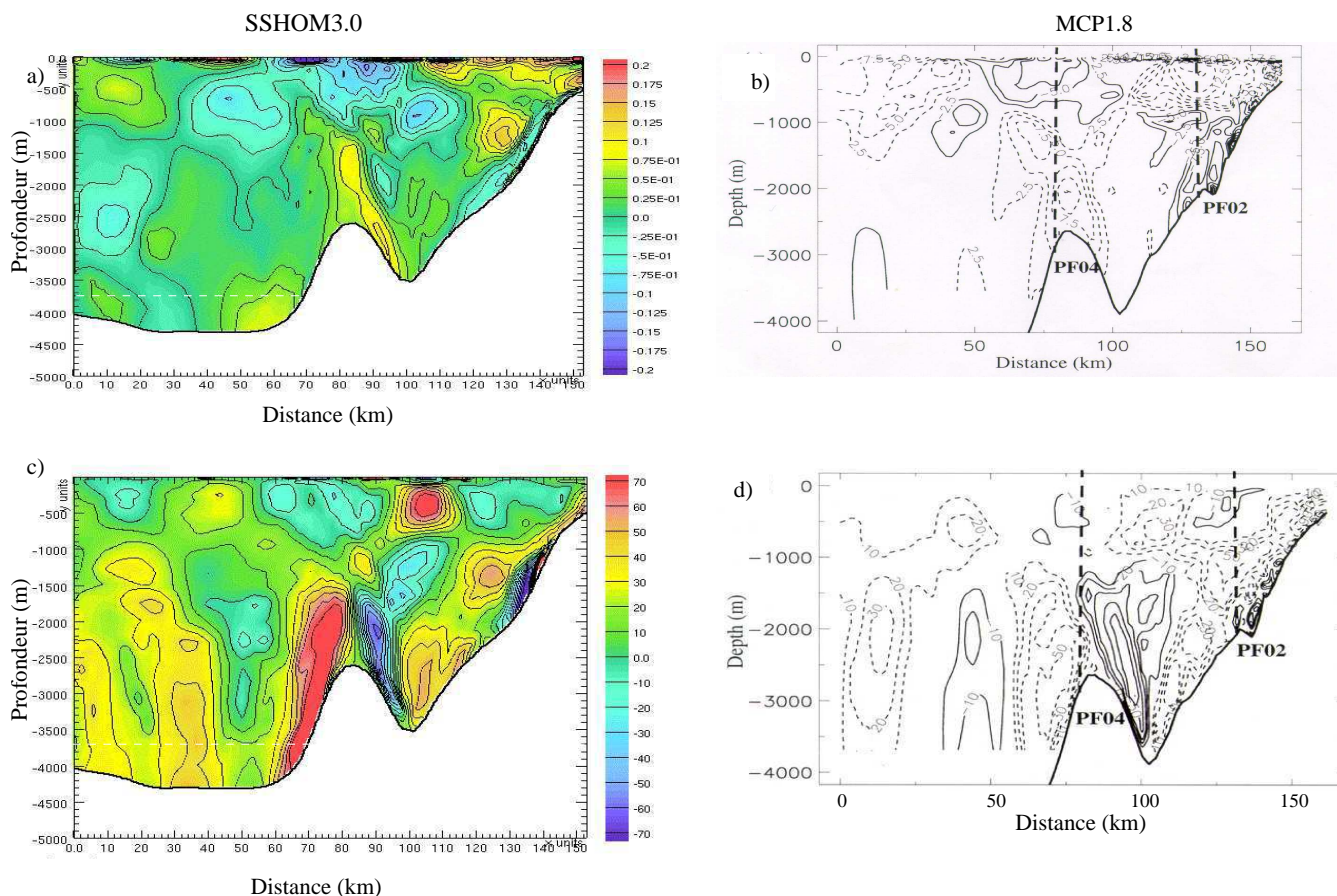


FIG. 10.41 – Comparaison des vitesses horizontales longitudinales et de l'amplitude de la marée le long de la section S1 pour les modélisations SSHOM3.0 et MCP1.8 le 9 septembre 1994 à 19 h. a) Vitesse horizontale ($m.s^{-1}$) perpendiculaire au talus (dont l'angle par rapport au Nord est de 30°) le long de la section S1 pour SSHOM3.0, b) même coupe pour la modélisation MCP1.8 ($cm.s^{-1}$), c) déplacement vertical (m) des isopycnés pour la simulation SSHOM3.0 sur S1 et d) Même chose pour MCP1.8. Les pointillés correspondent aux isocontours positifs.

Source des figures b) et d) : Pichon et Correard (2006)

A partir du haut du talus, des **vitesses horizontales** de plus de $10 cm.s^{-1}$ sont présentes pour SSHOM3.0 et MCP1.8 (figures 10.41.a et b). Dans la couche de l'océan située entre 0 et 700 m, les positions des maxima positifs et négatifs sont similaires dans les deux modélisations. Le premier bourrelet positif rejoint la surface à 50 km et le bourrelet négatif suivant est situé entre 50 et 100 km environ. Les vitesses positives au-dessus de la remontée

de la Terrasse de Mériadzek sont représentées par SSHOM3.0, mais l'isocontour 7.5 cm.s^{-1} est décalé vers le talus. Le décalage est en partie lié à la présence des marées semi-diurnes et quart-diurnes dans le forçage du modèle. En effet, la vitesse horizontale perpendiculaire au talus reconstruite à la fréquence semi-diurne présente un maximum au-dessus de la remontée (figure 10.18) comme dans le cas de la figure b pour MCP1.8, même si celui-ci est situé 500 m plus bas. Il y a également un décalage près du talus entre 700 et 2000 m de profondeur, puisque les vitesses positives de la figure 10.41.a situées vers 130 km (cellule jaune) pour SSHOM3.0 sont en déphasage avec les vitesses négatives de MCP1.8 modélisées vers 125 km à la même profondeur par MICOM. Le profil vertical de vitesse au point PF02 (figure 10.41.b) présente un cisaillement vertical de courant mais que l'on retrouve pour SSHOM3.0 décalé sur la verticale de 500 m environ. Cette fois, la remontée bathymétrique située à 2000 m de fond pour MCP1.8 est un lieu de réflexion du rayon issu du haut du talus. L'absence de cet accident bathymétrique induit un décalage de la position de réflexion dans le cas de SSHOM3.0, ce qui provoque un décalage en chaîne de la position des rayons sur le reste de la section.

Les figures 10.41.c et d représentent les **déplacements verticaux des isopycnes** à la date considérée pour SSHOM3.0 et MCP1.8, respectivement. Dans le premier cas les amplitudes maximales atteignent plus de 70 m, par exemple sur le flanc Sud de la Terrasse de Mériadzek. A cet endroit, le déplacement est de 50 m seulement pour MCP1.8. Globalement, la modélisation SSHOM3.0 surestime les amplitudes des marées internes d'au moins 10 m par rapport à MCP1.8, cette valeur pouvant atteindre plus de 40 m d'après le maximum situé vers 100 km au-dessus de la pycnocline permanente.

Les amplitudes de la marée interne des figures 10.41.c et d présentent donc une répartition différente entre les deux modélisations, en particulier au talus. Les amplitudes négatives (en bleu sur c) sont légèrement supérieures pour SSHOM3.0, qui leur confère une extension géographique plus grande, même si elles sont localisées à la même profondeur (entre 1000 et 2000 m) que dans la cas de MCP1.8. Dans le dernier cas, les accidents topographiques situés à 1500 et 2000 m de profondeur empêchent les isopycnes de descendre au-delà du lieu de réflexion, et donc contiennent les valeurs négatives de déplacement sur une hauteur réduite au-dessus du lieu de réflexion. A cela, nous pouvons ajouter une différence au niveau du talus qui concerne une très petite zone de la figure 10.41.c localisée entre 1100 et 1300 m. En rouge sur la figure, le long du talus, les isopycnes montent dans notre modélisation SSHOM3.0, avec un déplacement de plus de 70 m, alors que rien de tel n'est présent sur la figure de droite pour MCP1.8.

D'après cette comparaison, même si la modélisation SSHOM3.0 représente des déplacements des isopycnes en accord avec les résultats présentés par *Pichon et Correard* (2006), le manque de résolution semble être à la base de différences importantes dès lors que la topographie du fond est très irrégulière.

Comparaison pour la section S2

La même comparaison entre les deux modélisations est réalisée pour la section S2. Les résultats sont présentés en figure 10.42.

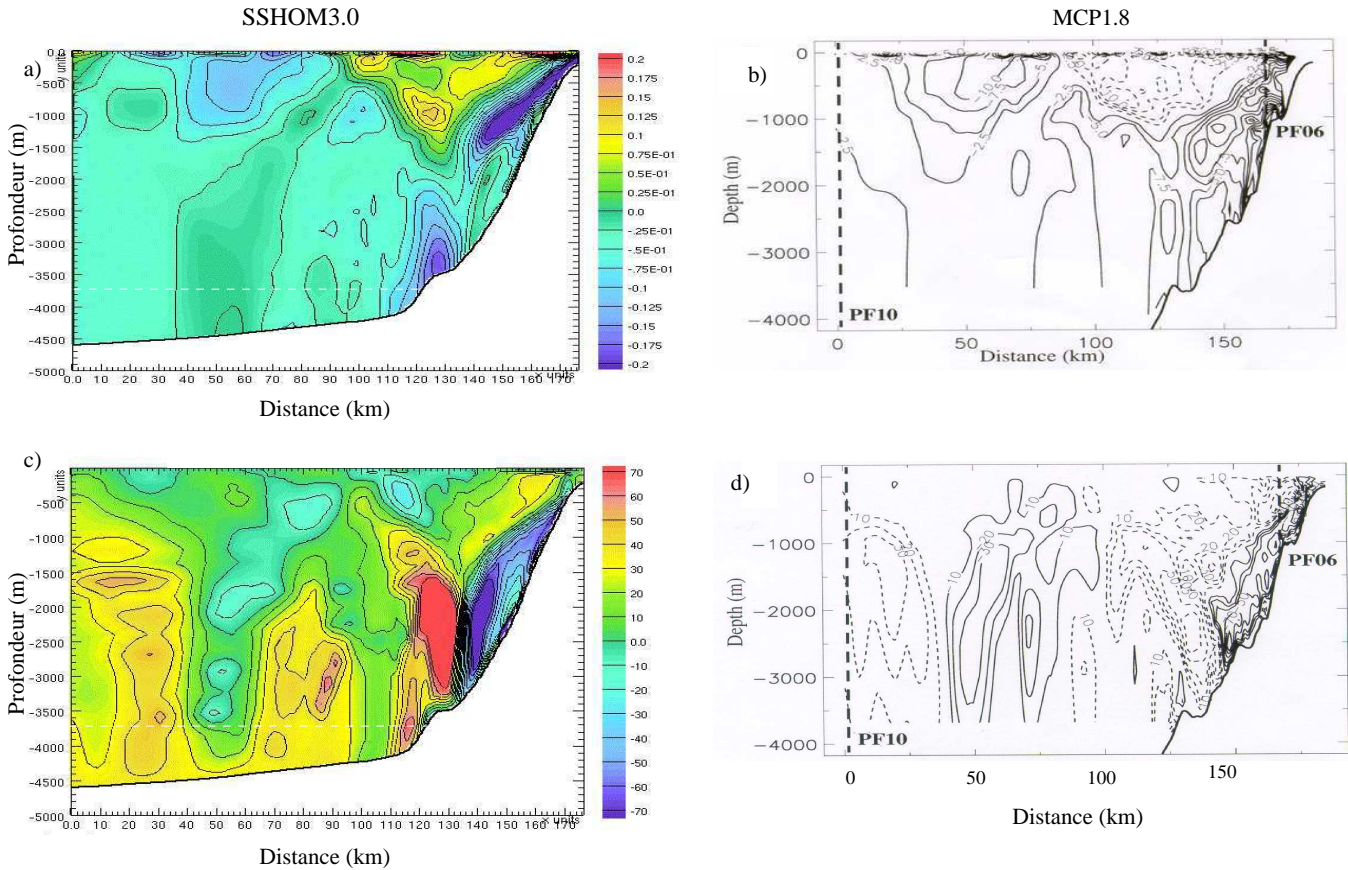


FIG. 10.42 – Comparaison des vitesses horizontales longitudinales et de l'amplitude de la marée interne le long de la section S2 pour les modélisations SSHOM3.0 et MCP1.8 le 9 septembre 1994 à 21 h. a) Vitesse horizontale ($m.s^{-1}$) perpendiculaire au talus (dont l'angle par rapport au Nord est de 25°) le long de la section S2 modélisée pour SSHOM3.0, b) même coupe pour la modélisation MCP1.8, c) déplacement vertical (m) des isopycnés pour la simulation SSHOM3.0 sur S2 et d) Même chose pour MCP1.8.

Source des figures b) et d) : Pichon et Correard (2006)

Dans la couche de maximum de vitesse, on passe d'un bourrelet de vitesses perpendiculaires au talus négatives à des vitesses positives vers 90 km sur la section S2 (figures 10.42.a et b). Par contre, il existe un bourrelet positif dans le cas de la modélisation SSHOM3.0 à l'extrémité de la section côté plaine qui est absent de la modélisation MCP1.8.

Au niveau de la propagation avant réflexion, la figure 10.42.a montre que nous sommes dans le cas sur-critique, avec une réflexion au fond vers 3500 m de profondeur. Les vitesses y atteignent une valeur de $-17.5 m.s^{-1}$. A l'inverse, le rayon issu du haut du talus pour MCP1.8 est bien réfléchi en grande partie à la même profondeur mais le maximum de vitesse de l'ordre de $10 cm.s^{-1}$ est localisé à une profondeur inférieure entre 2200 et 3000 m. Encore une fois la différence de bathymétrie est à mettre en cause, avec dans la modélisation à

meilleure résolution des zones de réflexion ou/et de génération supplémentaires.

La comparaison des déplacements verticaux des isopycnes (figures 10.42.c et d) indique que la position de montée et de descente est respectée, donc les ondes internes suivent à peu près la même propagation. Par contre, les amplitudes sont encore une fois surévaluée dans la modélisation SSHOM3.0 par rapport à la modélisation MCP1.8.

c Conclusion

D'après ces comparaisons, nous avons pu valider dans un premier temps la modélisation des marées internes réalisée à l'aide du modèle SYMPHONIE (configuration SSHOM3.0) par comparaison avec les résultats d'une modélisation précédente de *Pichon et Correard* (2006). Les structures des vitesses et des déplacements verticaux des isopycnes sont essentiellement similaires, mais la différence du forçage barotrope (forçage par 9 ondes au lieu de 4, à l'aide des solutions récentes) et la résolution dégradée de SSHOM3.0, qui a en outre la possibilité de mélanger les couches, contribuent à expliquer les différences, en particulier au niveau du talus.

10.3.2 Comparaison aux observations de la campagne MINT94

Pour valider la modélisation de la campagne MINT94 du mois de septembre 1994 (configuration SSHOM3.0), nous disposons de la description des données courantométriques et hydrologiques aux points PF2, PF4 et PF6 présentés dans le tableau 3.1 et sur la figure 3.2.

L'évolution temporelle des profils verticaux de courant et de densité modélisés est comparée aux observations. Les profils verticaux de courant sont donnés pour sa composante barocline, après filtrage de la composante barotrope du courant dans les observations. Le critère retenu pour localiser le point de comparaison dans le modèle est la profondeur du fond au lieu d'observation.

a Point PF2

Ce point est situé sur la radiale S1, au niveau de la zone du talus.

L'évolution de la vitesse barocline en PF2 est présentée en figure 10.43. Les données sont disponibles sur presque toute la colonne d'eau, de 0 à 2300 m, sur un fond de 2460m.

La variation temporelle de vitesse est presque en phase entre la modélisation SSHOM3.0 (figure 10.43.a) et l'observation (figure 10.43.b). Les maxima positifs dans la couche profonde sont situés vers 21 h le 3 septembre et vers 9h30 le lendemain matin, soit un peu plus de 12 heures plus tard. La vitesse barocline suit donc le cycle de marée. Le cisaillement vertical de courant associé à la propagation verticale de la marée interne est correctement représenté par la modélisation SSHOM3.0, bien que situé à une profondeur de 1200 m environ contre 1400 m dans les observations. L'absence de l'accident topographique vers 2000 m présent à plus haute résolution (figure 10.41.b) perturbe la propagation et la génération des marées internes proche du point PF2. Dans la modélisation SSHOM3.0, le point PF2 peut être décalé de 3 à 9 km du lieu de génération par rapport à l'observation, en raison des incertitudes sur la topographie. Mais il est probable que ce soit la mauvaise représentation de la stratification locale par le profil moyen calculé qui modifie l'inclinaison des rayons et par conséquent la position du cisaillement vertical.

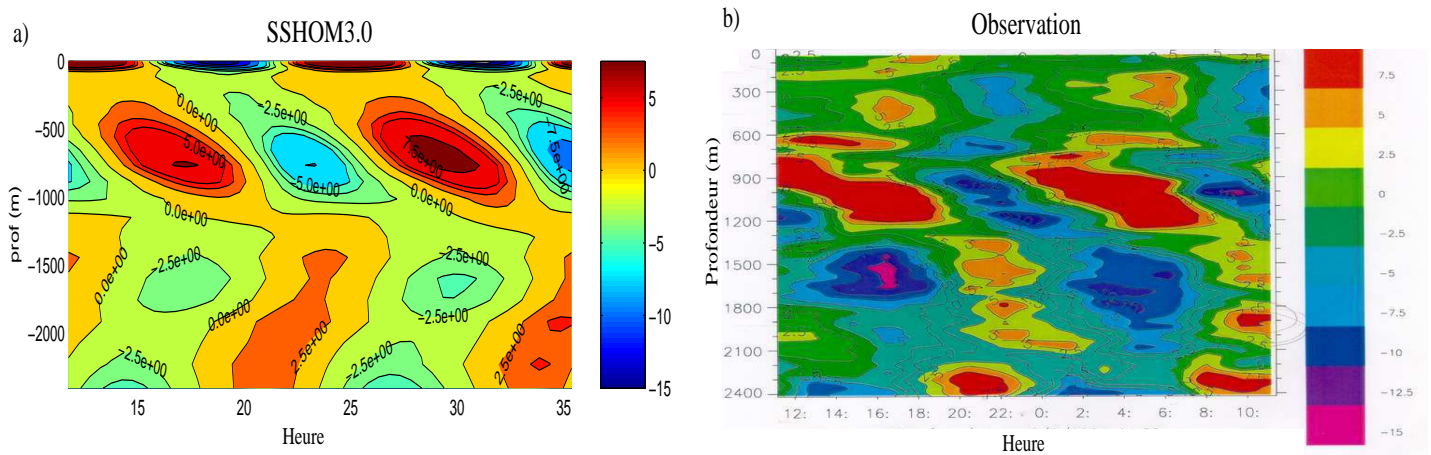


FIG. 10.43 – Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud v' (cm.s^{-1}) au point PF2 : a) pour la modélisation SSHOM3.0 et b) pour l'observation (ADCP), sur deux cycles de marée. L'axe temporel indique l'heure à partir du 3 septembre 1994 à 11 h. Source de la figure b) : Pichon et Correard (2006)

La position des maxima situés entre 500 et 900 m pour SSHOM3.0 est en accord avec les observations. Les maxima négatifs situés entre 1400 et 1800 m de profondeur sur la figure 10.43.a pour la modélisation correspondent à ce qui a été observé au point PF2 (figure 10.43.b). Par contre, les maxima au fond ne sont pas bien représentés par le modèle dans la configuration SSHOM3.0. Celle-ci ne permet pas non plus de reproduire la propagation dans la couche située entre 300 et 600 m de profondeur (les isocontours à 5 cm.s^{-1} sont en phase avec la surface vers 16 h et 5 h dans les observations alors que cette couche n'est pas représentée par SSHOM3.0). L'absence ou la mauvaise représentation de certains rayons d'énergie surviennent à cause du manque de résolution. Il apparaît donc indispensable de refaire une modélisation à plus haute résolution.

Le maximum de vitesse barocline modélisé est de 16 cm.s^{-1} , contre 12 cm.s^{-1} au plus observés. Cependant, ces valeurs restent localisées dans la couche de surface pour la modélisation SSHOM3.0, elles sont inférieures à 9 cm.s^{-1} au-delà de 100 m de profondeur. Ces valeurs plus faibles que dans les observations peuvent avoir une origine numérique (viscosité trop élevée), mais il pourrait s'agir également d'une perturbation de la propagation induite par une différence de stratification par rapport à la moyenne calculée sur la zone (avec une stratification trop forte dans les régions où la modélisation SSHOM3.0 sous-évalue la vitesse). De plus, l'absence de l'accident topographique vers 2000 m présent à plus haute résolution perturbe la propagation et la génération des marées internes proche du point PF2.

b Point PF4

Le point PF4 est situé plus au large que le point PF2, sur le flanc Ouest de la remontée topographique de la Terrasse de Méridzek (figure 10.41.b). La profondeur du fond au point de mesure est de 2850 m.

L'évolution temporelle des vitesses baroclines Nord-Sud est donnée par la figure 10.44 pour la modélisation SSHOM3.0 (a) et pour les observations (b).

Les courants baroclines suivent le cycle de marée, comme l'indique l'alternance de vi-

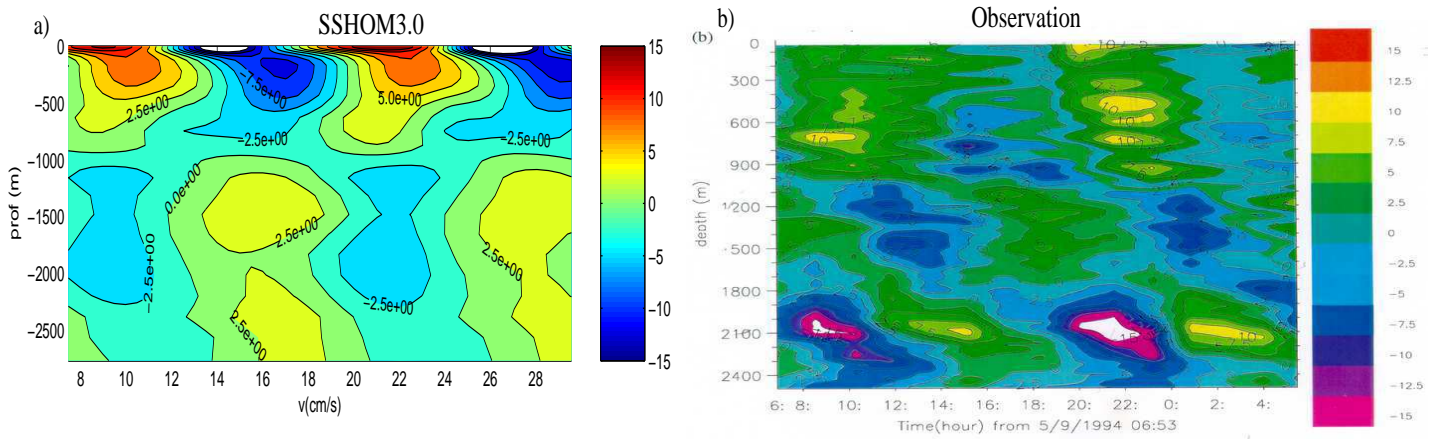


FIG. 10.44 – Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud v' ($cm.s^{-1}$) au point PF_4 : a) pour la modélisation SSHOM3.0 et b) pour l'observation (ADCP), sur deux cycles de marée. L'axe temporel indique l'heure à partir du 5 septembre 1994 à 6h53. Source de la figures b) : Pichon et Correard (2006)

tesses positives et négatives dans toutes les couches avec une périodicité de 12 h environ. Cette fois, les observations sont plus hétérogènes et il est difficile de distinguer la physique représentée aux faibles profondeurs. La vitesse modélisée est de $18 cm.s^{-1}$ au maximum, vers la surface. Les valeurs pour des profondeurs inférieures à 1000 m ne dépassent pas $3.6 cm.s^{-1}$. Les vitesses sont donc largement sous-estimées par rapport aux observations, dans lesquelles on observe un maximum de $-15 cm.s^{-1}$ vers 2100 m (près du lieu de génération des marées internes). Ces régions de vitesses baroclines très grandes ne sont pas représentées par la modélisation SSHOM3.0 d'après la figure 10.41.a. Néanmoins, l'ajout d'isocontours supplémentaires permet de distinguer un maximum de $-4.4 cm.s^{-1}$ entre 22 et 23 h à 2000 m de profondeur, ainsi que des maxima près du fond. Cependant, les valeurs sont en général plus faibles sur la colonne d'eau (à part en surface). La cause probable est un décalage bathymétrique dans la modélisation par rapport à la réalité du terrain, qui oblige à s'éloigner du haut de la remontée, où les vitesses sont les plus élevées (figure 10.41.a), afin de trouver la bonne profondeur de fond pour la comparaison. Mais surtout, la position du lieu de génération est située plus près du talus pour SSHOM3.0 que pour MCP1.8, donc plus loin du point PF_4 , et la modélisation à plus haute résolution doit être plus près de la réalité. Par contre, le maximum négatif de vitesse barocline (en bleu) situé entre 1000 et 1500 m dans les observations est présent dans la modélisation.

Enfin, la configuration SSHOM3.0 permet la représentation d'un cisaillement de vitesse localisé vers 1000 m de profondeur, que l'on retrouve dans les observations, entre 20 et 24 h environ.

La comparaison au point PF_4 laisse donc penser qu'il y a une influence forte de la bathymétrie sur les caractéristiques des marées internes et du courant barocline modélisés. D'ailleurs, un défaut d'inclinaison de la pente topographique peut très bien être à la base d'une répartition différente de la vitesse barocline le long des axes Nord-Sud et Est-Ouest par exemple.

Sur la figure 10.45, l'évolution temporelle de la profondeur des isopycnes est représentée

pour la modélisation SSHOM3.0 (a) et pour les observations (b).

Les surfaces isopycnes sont très resserrées en surface puis vers 900 m de profondeur, au niveau de la pycnocline permanente. Les amplitudes de déplacement les plus importantes sont situées au fond, au-delà de 1500 m de profondeur. Cette description est vraie pour la modélisation et les observations. Près du fond, d'après la figure 10.41.c, les amplitudes modélisées atteignent plus de 70 m, en accord avec la présente observation. Par contre, il subsiste un déphasage d'environ 3.6 heures entre la modélisation SSHOM3.0 et les données. Celui-ci a été observé dans la modélisation de *Pichon et Correard* (2006), il est donc possible qu'il soit dû aux incertitudes sur la densité initiale, seul forçage commun aux deux modélisations, mais également à la bathymétrie dans cette zone de forte variabilité spatiale. De plus, l'isopycne 27.8 kg.m^{-3} est située 400 m plus haut dans la modélisation (à 1600 m de profondeur pour SSHOM3.0 et 2000 m pour les données). Initialement, sa position était la même, il n'est donc pas étonnant de la retrouver à la même profondeur par la suite et le défaut provient de l'initialisation de la stratification.

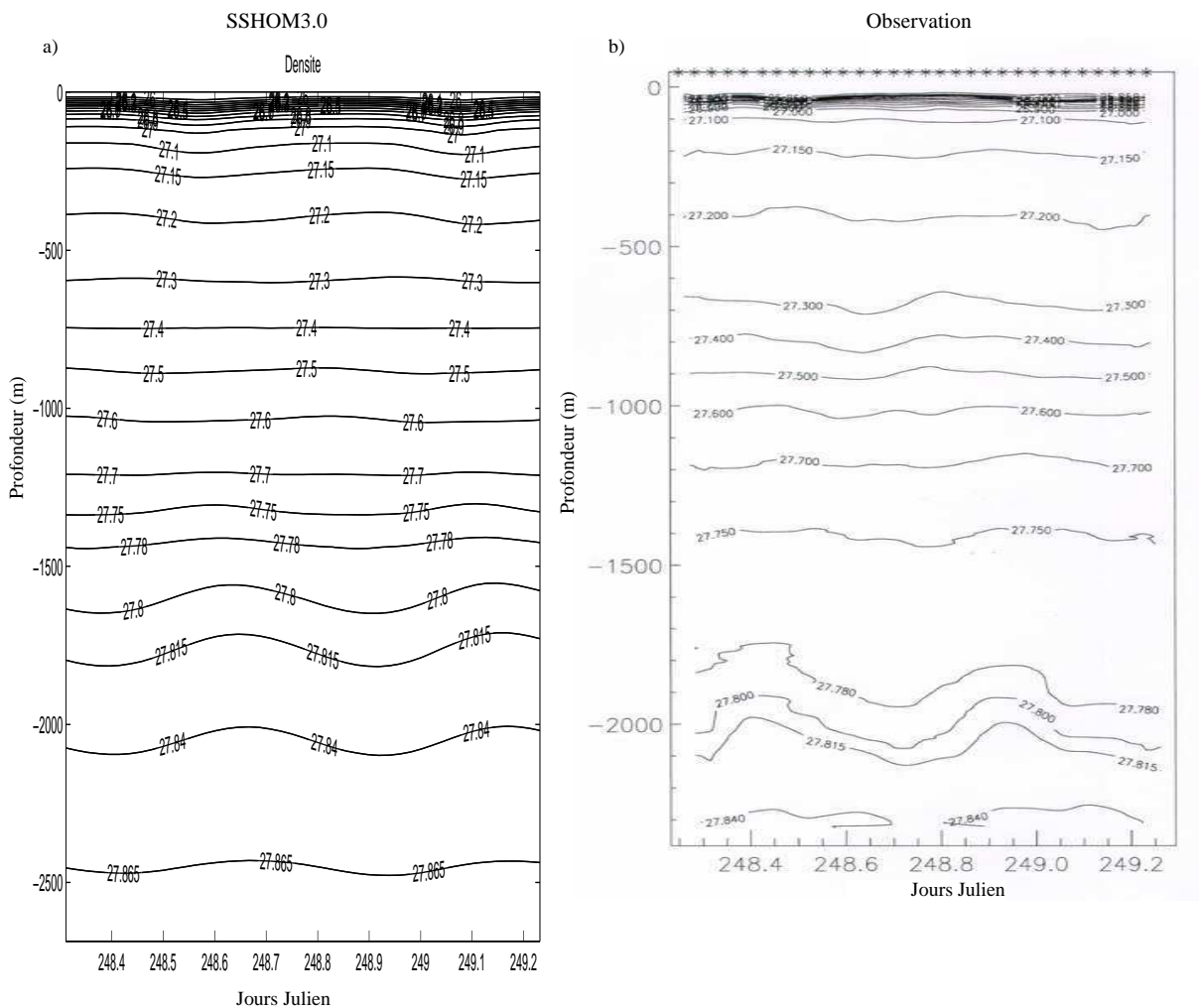


FIG. 10.45 – Comparaison de l'évolution temporelle de la profondeur des isopycnes (kg.m^{-3}) au point PF4, en jours Julien, entre 0 et 2300 m : a) pour modélisation SSHOM3.0 et b) pour l'observation (CTD), sur deux cycles de marée.

Source de la figure b) : *Pichon et Correard* (2006)

c Point PF6

Ce point est situé au-dessus du talus continental dans une région très énergétique de génération de marées internes (figure 10.42.a), sur un fond de 1100 m.

Les composantes Nord-Sud et Est-Ouest de la **vitesse** sont présentées sur la figure 10.46 pour la modélisation SSHOM3.0 (a et b) et les observations (c et d).

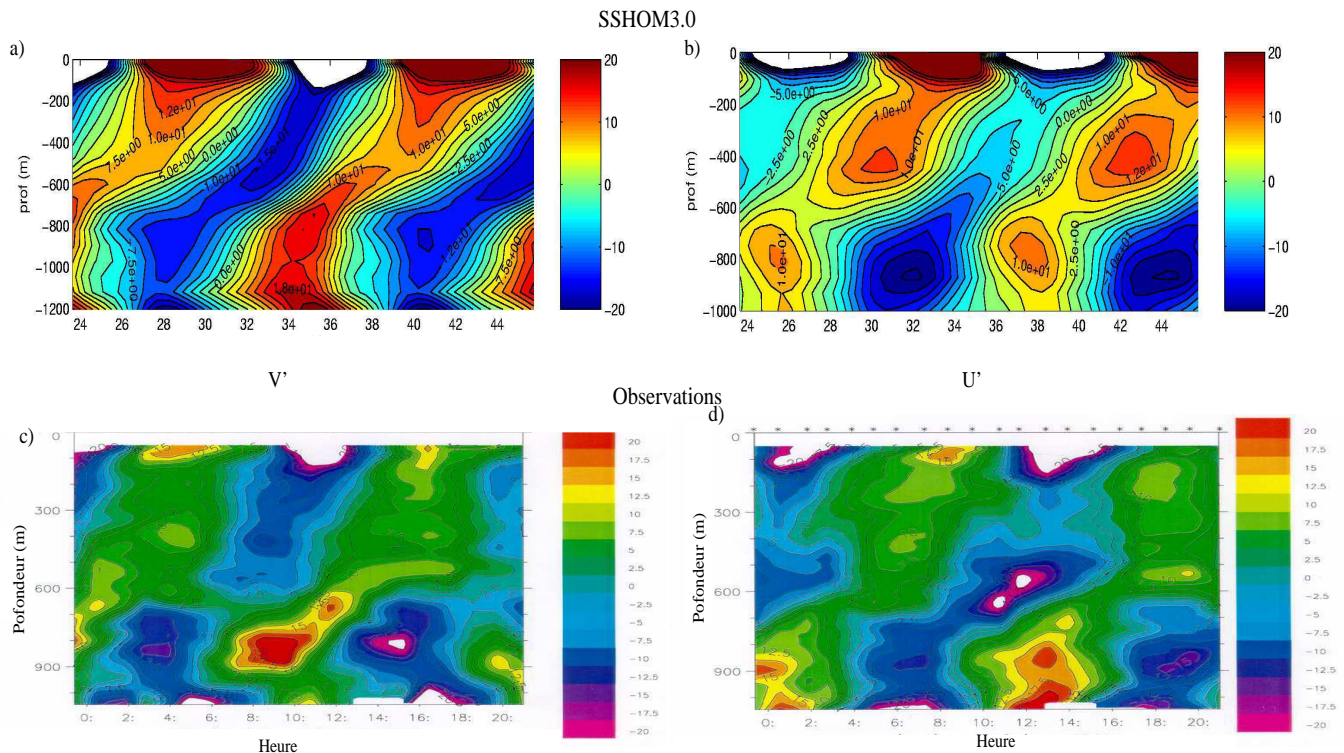


FIG. 10.46 – Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline ($cm.s^{-1}$) au point PF6 : a) composante Nord-Sud pour la modélisation SSHOM3.0, b) composante Est-Ouest pour la modélisation SSHOM3.0, c) composante Nord-Sud pour l'observation (ADCP) et d) composante Est-Ouest pour l'observation, sur deux cycles de marée. L'axe temporel indique l'heure à partir du 6 septembre 1994 à 23h20.

Source des figures c) et d) : Pichon et Correard (2006)

Comme pour les points PF2 et PF4, les vitesses baroclines sont en phase toutes les 12h-12h30 environ, elles suivent le cycle de marée. Le cisaillement vertical de courant présent dans les observations confirme ce qui pouvait être observé sur la figure 10.42.a.

La comparaison des vitesses baroclines Nord-Sud est réalisée à partir des graphiques 10.46.a et 10.46.c. Le maximum de vitesse dépasse $20 cm.s^{-1}$ en surface et atteint cette valeur au fond. Ceci confirme l'importance du processus de marées internes dans cette région.

La modélisation SSHOM3.0 reproduit des vitesses en phase avec les observations, en surface et au fond. En particulier, les maxima en surface au début de la série temporelle et entre 10 et 14 h sont particulièrement bien reproduits par la modélisation. Par contre pour la couche située entre 200 et 500 m de profondeur les isocontours sont plus inclinés pour la

modélisation. Il en résulte que le cisaillement vertical est moins marqué que dans la donnée mesurée.

Vers le fond, les fortes valeurs observées entre 800 et 900 m de profondeur sont présentes dans la modélisation mais déphasées d'une heure environ et décalées d'une centaine de mètres verticalement. Cette dernière différence peut être expliquée par les 100 m de fond supplémentaires au point de comparaison du modèle par rapport à la donnée. Au fond, le premier maximum est en déphasage entre modélisation et observation, entre 0 et 2 h. A cet endroit, la résolution verticale du modèle est de 60 m, et ne permet probablement pas de rendre compte de ce maximum moins énergétique présent dans l'observation.

Pour la composante Est-Ouest du courant (figures 10.46.b et d), les vitesses de la couche de fond sont en avance de phase par rapport à la surface. Le cisaillement vertical du courant observé est présent dans la donnée. Les trajectoires verticales des isocontours montrent un bon accord entre la modélisation et l'observation au niveau global. Il subsiste des différences sur la répartition verticale des maxima. En particulier, ils sont situés au-dessus du fond dans la modélisation. L'absence de la remontée le long du talus qui est observée dans la topographie de la modélisation MCP1.8 est sans doute responsable de cette différence, les rayons des marées internes ne longent pas parfaitement le talus au point PF6, il est moins incliné dans notre cas (voir figure 10.42.a).

L'évolution temporelle de la **profondeur des isopycnes** est représentée sur la figure 10.47 le long de la colonne d'eau pour la modélisation SSHOM3.0 (a) et pour l'observation (b), avec un zoom sur les 150 premiers mètres (c et d).

Le déplacement vertical des isopycnes est bien reproduit par la modélisation SSHOM3.0 (figures 10.47.a et b). Vers la surface, il est de 15 m environ, au-dessus de 200 m. Les plus grandes amplitudes sont de l'ordre de 50 m, entre 500 et 800 m de profondeur. Par contre, au-delà de 800 m la modélisation présente encore une forte variation de la profondeur des surfaces isopycnales, alors qu'elle est amortie dans les données. D'ailleurs, la première couche au fond elle-même est concernée. L'isopycne 27.6 kg.m^{-3} qui apparaît et disparaît au cours de la simulation indique que les processus d'advection jouent un rôle important dans cette région.

Le déphasage entre la surface et le fond décrit pour les vitesses baroclines est confirmé, avec une avance de phase du fond par rapport à la surface de 0.15 jours soit 3.6 heures pour la modélisation, que l'on retrouve dans l'observation.

La profondeur des isopycnes dans la couche 300-1000 m est particulièrement réaliste dans la modélisation. Par contre, une dérive des isopycnes est constatée aux profondeurs inférieures.

Les figures 10.47.c et d montrent la comparaison dans la couche de 0 à 150 m. Si les variations des isopycnes sont relativement bien représentées par la modélisation dans la configuration SSHOM3.0, avec un approfondissement des isopycnes centré autour du jour 250.5, la profondeur moyenne de chaque surface isopycne a varié au cours de la simulation. L'isopycne 27 kg.m^{-3} située initialement vers 100 m de profondeur se trouve 20 m plus bas le 7 septembre. Le maximum de dérive concerne l'isopycne 27.1 kg.m^{-3} pour la simulation SSHOM3.0. Sa position passe de 140 m au début de la modélisation à 180 m en 11 jours.

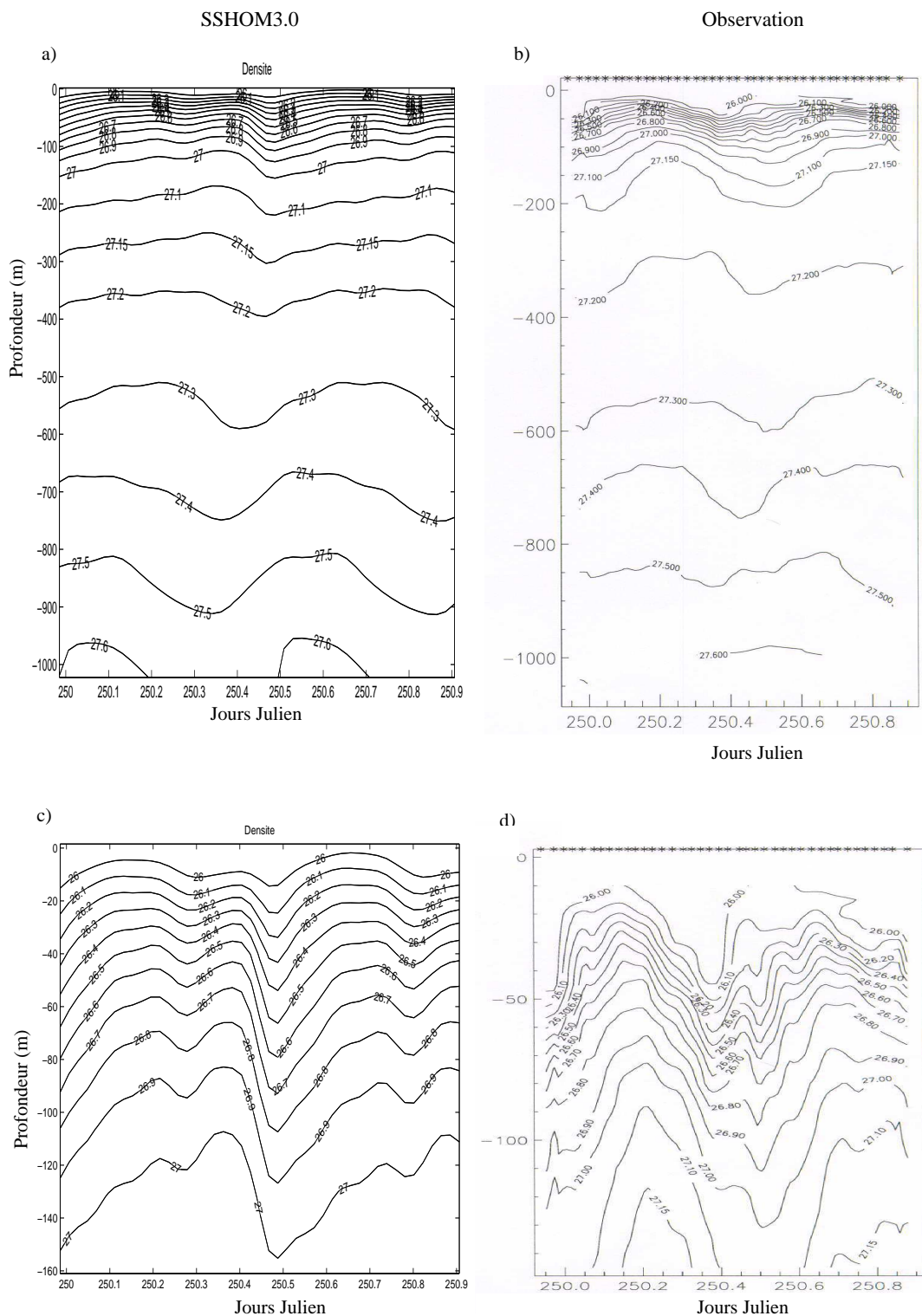


FIG. 10.47 – Comparaison de l'évolution temporelle de la profondeur des isopycnes (kg.m^{-3}) au point PF6, en jours Julien : a) pour la modélisation SSHOM3.0 entre 0 et 1100 m et b) pour l'observation (CTD) entre 0 et 1100 m, c) pour la modélisation SSHOM3.0 entre 0 et 150 m et d) pour l'observation (CTD) entre 0 et 150 m, sur deux cycles de marée. Source des figures c) et d) : Pichon et Correard (2006)

Les processus d'advection et de mélange sont sans doute à l'origine de cette dérive.

10.3.3 Bilan de la comparaison à la modélisation et aux observations

La modélisation SSHOM3.0 a montré la capacité du modèle SYMPHONIE à représenter les marées internes de façon correcte, les lieux de génération et les directions de propagation sont bien reproduits, avec une restriction dans la zone de génération de marées internes la plus énergétique de la radiale S2, pour laquelle une dérive des isopycnes a été constatée.

Les différences par rapport à la modélisation MCP1.8 et aux observations proviennent du manque de résolution horizontale et verticale de notre modélisation, qui a tendance à déplacer ou gommer certaines zones de génération, ce qui perturbe la position des rayons (section S1). Une autre source de différences est l'insuffisante représentativité du profil de densité moyen, qui explique les différences de densité au fond pour le point PF4, tandis que les paramétrisations et le calcul de l'advection et du mélange dans le modèle sont responsables de la dérive des isopycnes au point PF6.

Dans ce qui suit, des études de sensibilité sont présentées pour évaluer l'impact de l'amélioration de la résolution sur les figures de propagation. Une étude est réalisée pour mettre en évidence l'importance de la paramétrisation de la diffusion horizontale et verticale dans le modèle. Puis, une étude de la sensibilité à la stratification initiale est présentée dans le cadre d'une modélisation d'ensemble.

10.4 Sensibilité aux caractéristiques de la simulation

10.4.1 Sensibilité à la résolution horizontale et verticale

Lors de la comparaison de la modélisation SSHOM3.0 des marées internes de la campagne MINT94 aux observations et au résultat de la modélisation MCP1.8, il est apparu que la résolution du modèle à 3km pouvait être une source d'inconsistances physiques. La génération des ondes internes au-dessus du talus est très sensible aux gradients de topographie. Des lieux de génération peuvent apparaître à plus haute résolution et modifier en profondeur la propagation localement, avant que ces différences ne soient exportées au cours de la propagation.

Afin de réduire les coûts numériques, la stratégie est menée en deux étapes. Dans un premier temps, des simulations à plus hautes résolutions sont effectuées au niveau des régions étudiées uniquement, par imbrication de modèles (zoom).

Toutefois, l'étude de la simulation de référence SSHOM3.0 à 3 km a montré que les ondes issues de différentes régions du talus pouvaient interagir, et cette première étape ne permet d'étudier que la génération des ondes et leur propagation dans une zone d'extension spatiale réduite. Aussi, une modélisation à plus haute résolution est présentée sur le domaine d'étude entier.

a Modélisation de petite emprise à haute résolution

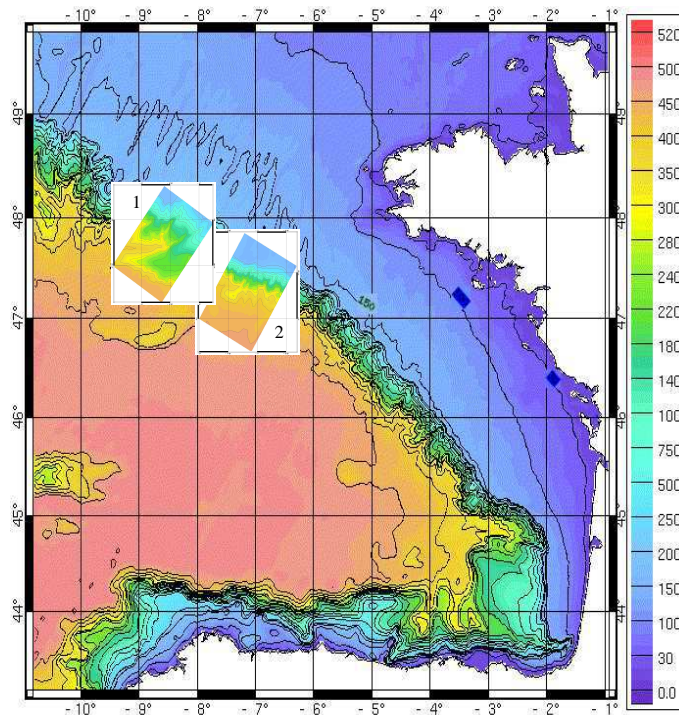


FIG. 10.48 – Position des grilles des simulations imbriquées à haute résolution (configuration SSHOM1.0).

Afin de pouvoir comparer les résultats du modèle imbriqué à plus haute résolution aux observations des points PF2, PF4 et PF6, deux zones d'étude sont choisies (figure 10.48). La première inclut les points PF2 et PF4 de la section S1, tandis que la seconde permet une comparaison au point PF6 appartenant à la section S2. Elles sont modélisées à la résolution kilométrique (80×120 points) sur 50 niveaux. Le calcul du potentiel de marée est conservé. Les simulations débutent le 25 août 1994 à 0 h et se terminent le 12 septembre à 0 h, après 19 jours.

Le pas de temps barocline est de 33.3 s pour la simulation englobant la section S1 et 22.5 s pour l'autre (1.5 s pour le mode externe). Le coefficient de viscosité horizontale turbulente est de $K_H = 5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, avec une diffusion verticale tel que $K_V < 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ dans les équations de température et salinité.

Ces simulations sont initialisées et forcées aux limites ouvertes par les champs du modèle à basse résolution (3 km, 31 niveaux verticaux) dans la configuration SSHOM3.0, pour une modélisation réalisée avec la même paramétrisation de la diffusion et sur la même période temporelle. La zone éponge des simulations à plus haute résolution est de 20 km (20 points). La configuration du modèle imbriqué est appelée SSHOM1.0 dans la suite.

Comparaisons pour la simulation à haute résolution SSHOM1.0 : section S1

Section 1

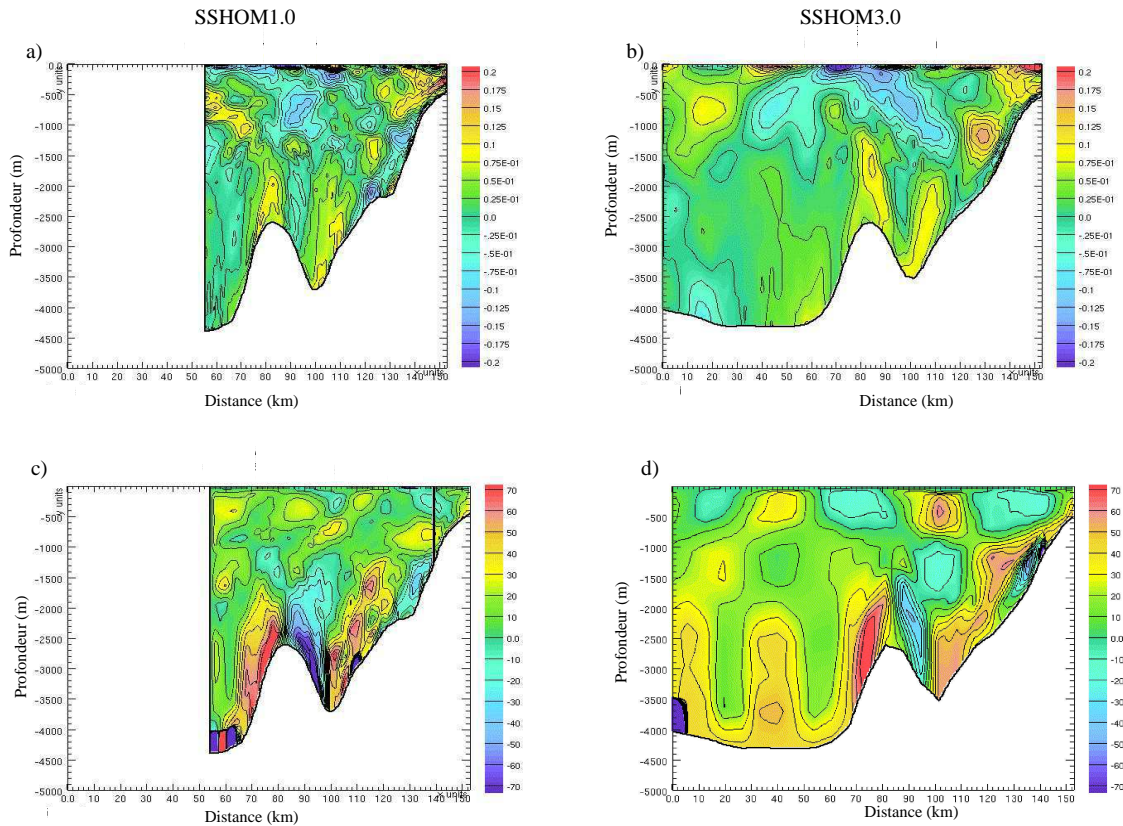


FIG. 10.49 – Comparaison des vitesses horizontales longitudinales pour la section S1 et de l'amplitude de la marée le long de la section S1 le 9 septembre 1994 à 19 h. a) Vitesse horizontale ($m.s^{-1}$) longitudinale le long de la section S1 pour la modélisation SSHOM1.0, b) même coupe pour la modélisation SSHOM3.0, c) déplacement vertical (m) des isopycnas pour la modélisation SSHOM1.0 1 à la fréquence semi-diurne et d) même chose pour la simulation SSHOM3.0. Le calcul du déplacement vertical est effectué un point sur deux.

La comparaison des vitesses et des déplacements verticaux des isopycnas le long de la section S1 est présentée en figure 10.49. Le modèle imbriqué a une résolution horizontale 3 fois plus fine que le modèle à basse résolution, et 19 niveaux verticaux de plus.

Les détails bathymétriques y sont mieux représentés. En particulier, la figure 10.49.a indique la présence d'une petite terrasse vers 130 km sur la section S1 absente de la simulation à basse résolution et présente dans la modélisation MCP1.8 (figure 10.42). Par contre, la topographie est toujours moins escarpée que pour cette dernière. Mais l'apport de l'augmentation de la résolution n'est pas limité à une bonne représentation de la topographie. C'est aussi une nécessité pour localiser précisément la position des rayons, les lieux de réflexion et les maxima d'énergie.

La comparaison des vitesses baroclines le long de la section montre que le changement de résolution modifie la figure de propagation des ondes internes. Les vitesses sont plus

importantes en haut du talus avec une grille plus fine. Elles atteignent plus de 0.2 m.s^{-1} (figure 10.42.a), contre 0.15 m.s^{-1} pour la modélisation SSHOM3.0 (figure 10.42.b). Les rayons sont plus fins, donc mieux localisés. En outre, les maxima de vitesse en surface ont une extension verticale réduite. La pente est plus inclinée et permet la génération des marées internes vers 250 m de profondeur. Le rayon qui se propage depuis le talus caractérisé par des vitesses négatives (en bleu) prend naissance à moins de 300 m pour la simulation imbriquée. Il est pas ou peu représenté à cette date dans la simulation à 3 km. Le rebord du promontoir à 130 km est un lieu de réflexion beaucoup plus marquée. De plus, la génération depuis la Terrasse de Mériadzek ressemble plus à celle de MCP1.8 avec des vitesses positives intenses au Sud de la remontée qui interceptent un rayon venant du Nord vers 2000 m de profondeur, tandis que la propagation se poursuit le long du rayon en jaune depuis ce lieu de rencontre. On distingue très bien les deux zones de génération depuis les flancs Nord (en bleu) et Sud (en jaune).

L'influence de la résolution se fait sentir également sur les amplitudes des marées internes générées à la fréquence semi-diurne. En particulier, les maxima de déplacements verticaux des isopycnes sont localisés dans des régions restreintes, et au niveau de la remontée bathymétrique ils sont localisés en deçà de 2000 m de profondeur à haute résolution soit 500 m plus bas, et les maxima sont collés à la bathymétrie.

Point PF2

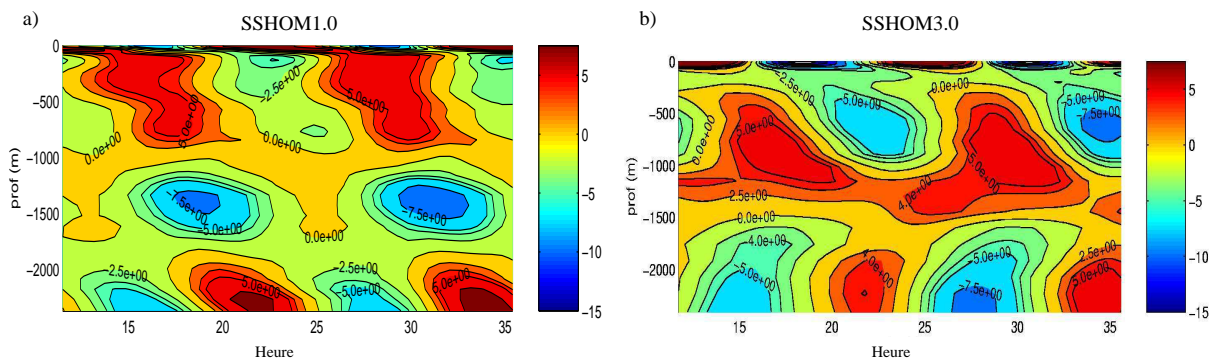


FIG. 10.50 – Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud (cm.s^{-1}) au point PF2 : a) pour la simulations SSHOM1.0 et b) pour la simulation SSHOM3.0, sur deux cycles de marée. L'axe temporel indique l'heure à partir du 3 septembre 1994 à 11h09.

La composante Nord-Sud de la vitesse barocline au point PF2 situé vers le haut du talus est représentée sur la figure 10.50 pour les deux modélisations. Elle confirme la localisation des maxima de vitesse sur une zone d'extension verticale réduite vers la surface pour la modélisation SSHOM1.0. La différence de trajectoire des rayons est mise en évidence dès le haut du talus avec ici une zone de maximum négatif de la vitesse présente pour la modélisation imbriquée mais absente de la modélisation de départ vers 1500 m de profondeur. Ces maxima sont observés entre 1500 et 1700 m dans les données, mais avec deux heures de déphasage (ici, ils sont en retard, d'après la figure 10.43). Les maxima au fond sont aussi plus réalistes que pour la simulation à 3km, avec des vitesses de 7.5 cm.s^{-1} localisés entre 21 et 23 h le 3 septembre et 9 heures le lendemain. Par contre, la simulation SSHOM3.0 représente mieux la position du maximum de vitesse entre 600 et 1100 m en rouge sur la

figure 10.50.b, malgré une valeur inférieure de 2.5 cm.s^{-1} aux données. Mais globalement, si l'on considère les profondeurs inférieures à 1000 m, la simulation SSHOM1.0 décrit mieux la répartition des valeurs de vitesse positives sur la verticale.

La comparaison au point PF2 est donc meilleure dans la configuration SSHOM1.0 que dans la configuration SSHOM3.0.

Point PF4

Au point PF4 (figure 10.51), l'utilisation de la modélisation imbriquée apporte une amélioration plus spectaculaire (en comparaison aux figures 10.44 et 10.45 correspondant aux champs observés). Bien qu'il y ait un déphasage de deux heures environ pour le maximum de la figure 10.51.a vers 1200 m de profondeur par rapport à sa position observée, celui-ci est tout simplement absent à basse résolution. Il correspond au rayon que l'on peut suivre depuis la zone au-dessus de la remontée bathymétrique et qui se propage vers le Sud-Ouest. En outre, la présence de maxima près du fond est elle aussi introduite par l'augmentation de la résolution à la fois horizontale et verticale. Ces maxima correspondent toutefois à des valeurs plus faibles de la vitesse barocline Nord-Sud, avec 7.5 cm.s^{-1} , soit deux fois moins que pour les vitesses observées, et le modèle les place vers 2500 m au lieu de 2100 m. Ceci est peut-être lié à une insuffisance bathymétrique au niveau du modèle, entre le minimum de lissage nécessaire pour assurer sa stabilité et la résolution initiale des données bathymétriques (1.7 km).

Le déplacement vertical des isopycnes (figures 10.51.c et d) est plus en phase avec l'observation entre 1500 et 2000 m dans le cas de l'utilisation du modèle imbriqué, avec un déphasage de l'ordre de 4.8 h, contre 6.5 h environ à basse résolution pour l'isopycne 27.84 kg.m^{-3} .

Même si l'utilisation d'une modélisation imbriquée ne permet pas de réduire tous les écarts à la réalité, ce qui est normal ne serait-ce que de par notre utilisation d'une stratification homogène sur l'horizontale, l'utilisation d'une modélisation imbriquée à plus haute résolution permet de mettre en évidence de nouvelles directions privilégiées de propagation et des accélérations au fond qui sont relativement fidèles aux observations effectuées durant la campagne MINT94 le long de la section S1.

Comparaisons pour la simulation à haute résolution SSHOM1.0 : section S2

La deuxième zone d'implémentation de la modélisation SSHOM1.0 est située au Sud-Est de la première. Elle permet de représenter la propagation des marées internes le long de la section S2. L'une des raisons de l'imbrication dans cette région est motivée par le désir de mieux représenter les caractéristiques des marées internes au point PF6 et de vérifier que la dérive des isopycnes constatée dans la modélisation à basse résolution n'est pas induite par des processus numériques associés à un fort gradient de densité sur un petit nombre de niveaux verticaux.

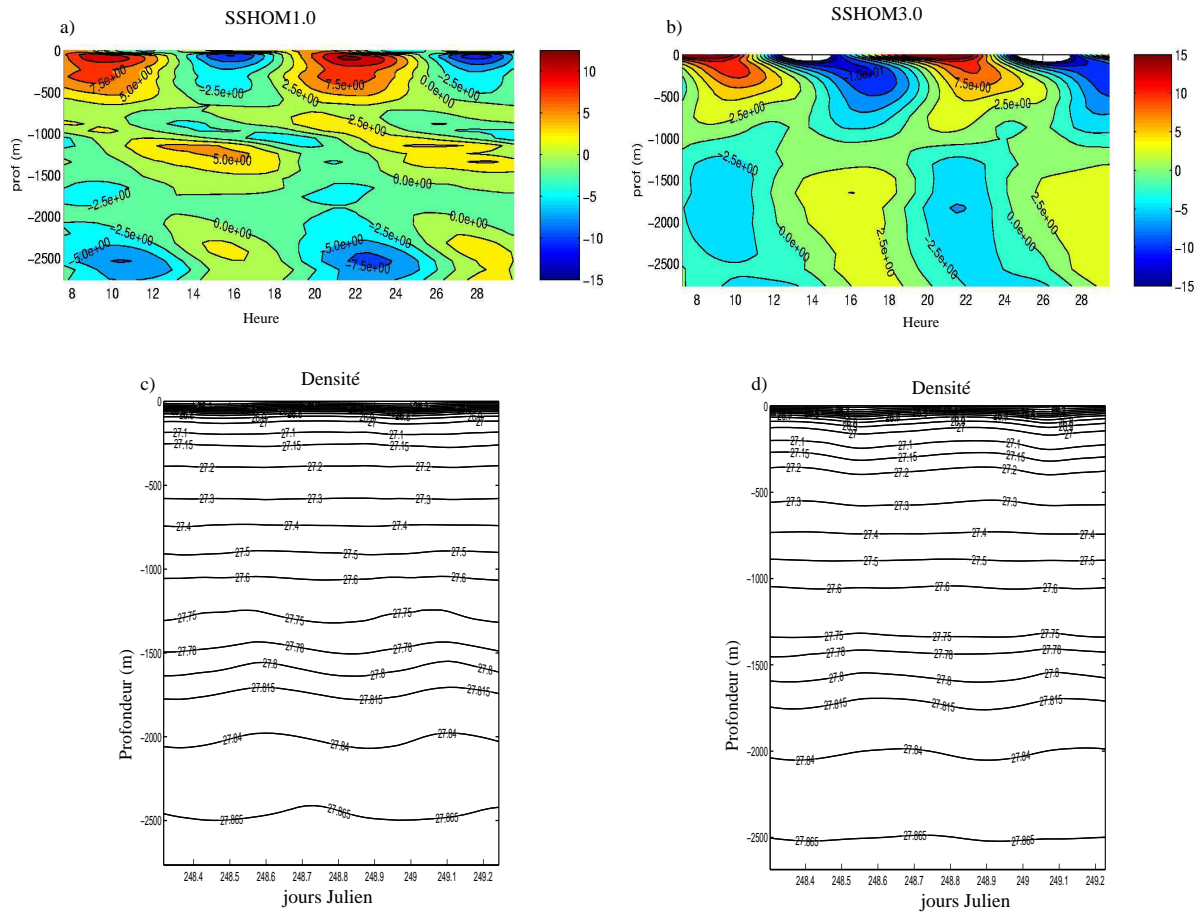


FIG. 10.51 – Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud v' ($cm.s^{-1}$) et de la profondeur des isopycnés au point PF4 : a) évolution temporelle de la vitesse Nord-Sud pour la simulation SSHOM1.0, b) même chose pour la simulation SSHOM3.0, sur deux cycles de marée, c) évolution temporelle de la profondeur des isopycnés pour la modélisation SSHOM1.0 et d) même chose pour la simulation SSHOM3.0. L'axe temporel indique l'heure à partir du 5 septembre 1994 à 6h53.

Section S2

D'après la figure 10.52, les vitesses baroclines et surtout les déplacements verticaux des isopycnés ne sont pas représentés de la même façon selon la résolution du modèle.

La bathymétrie du modèle imbriqué présente trois "marches" localisées à 900, 2400 et 3600 m de profondeur au talus, qui apparaissent comme autant de lieux de génération potentiels absents ou mal représentés par la modélisation à basse résolution. En effet, sur la figure 10.52.b, seule l'irrégularité bathymétrique la plus profonde est présente. A la date du 9 septembre à 21 h, cela se traduit par une différence majeure entre 2000 et 3000 m vers 125 km depuis l'origine de la radiale : des maxima négatifs de vitesse supérieurs à $20 cm.s^{-1}$ apparaissent à 1 km de résolution. Tandis que le rayon issu du haut du talus est réfléchi à la première marche en partant du fond dans le cas du modèle forçant, la comparaison à plus haute résolution dans la configuration SSHOM1.0 met en évidence la réflexion et la génération des ondes internes au niveau des trois marches (zones de génération très distinctes vers le début de la simulation). Or, à la date de la figure, une onde issue du talus vers 3300-

3600 m de profondeur interfère avec celle qui est issue du haut du talus. C'est ce qui crée le maximum de vitesses négatives observé.

De plus, les courants sont intensifiés en surface, parfois deux fois plus forts pour la simulation imbriquée (20 cm.s^{-1} au-dessus du talus), grâce à une meilleure représentation de la thermocline et l'effet de guide d'onde renforcé qui s'accompagne d'une accélération des courants horizontaux.

Le caractère plus complexe de la propagation associé à une meilleure définition de la topographie et à une meilleure résolution horizontale et verticale apparaît aussi sur les cartes du déplacement vertical des isopycnes (figures 10.52.c et d). Les amplitudes dépassent 70 m et traduisent la présence d'ondes issues du haut et du bas du talus pour la modélisation SSHOM1.0.

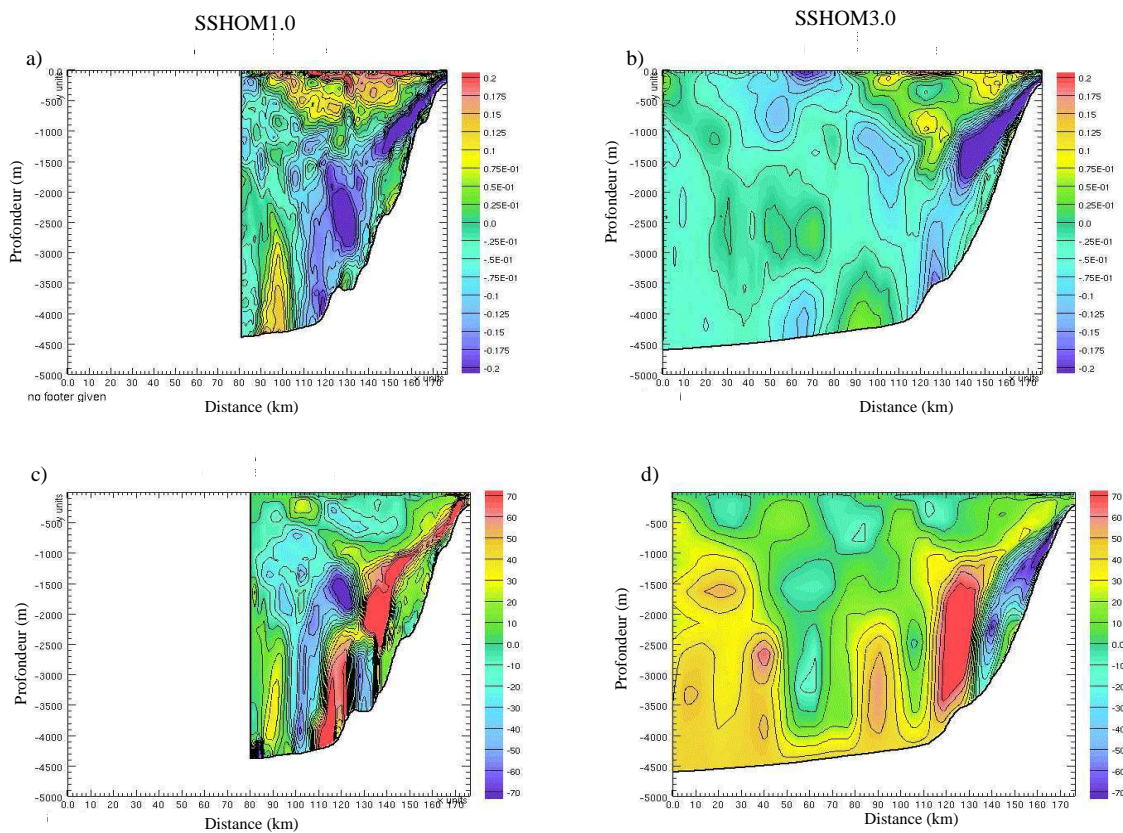


FIG. 10.52 – Comparaison des vitesses horizontales longitudinales pour la section *S2* et de l'amplitude de la marée le long de la section *S2* le 9 septembre 1994 à 21 h. a) Vitesse horizontale (m.s^{-1}) longitudinale le long de la section *S2* pour la modélisation SSHOM1.0 2, b) même coupe pour la modélisation SSHOM3.0, c) déplacement vertical (m) des isopycnes pour la simulation SSHOM1.0 à la fréquence semi-diurne et d) même chose pour la simulation SSHOM3.0

Point PF6

Afin de conforter le réalisme des ondes apparues dans la simulation à haute résolution, nous comparons les vitesses horizontales baroclines et les déplacements verticaux des isopycnes aux observations (figure 10.53).

Dans un premier temps, les cartes a et b indiquent qu'il n'y a pas de déphasage de la vitesse barocline entre les deux modélisations. Par contre, il y a une différence d'intensité des courants assez nette. Ils sont accélérés dans le cas de la simulation SSHOM1.0, en surface pour la composante Est-Ouest et au fond pour les deux composantes. En accord avec les observations (figure 10.46), les vitesses baroclines aux extrémités de la colonne d'eau dépassent 20 cm.s^{-1} pour la modélisation imbriquée. De plus, les cisaillements de courant verticaux sont mieux définis et les maxima au fond bien représentés par cette nouvelle simulation (en blanc sur la figure a). Par contre, la zone de profondeur intermédiaire ne bénéficie pas vraiment d'améliorations, mise à part la bonne profondeur de cisaillement des courants, située vers 600 m pour la composante Nord-Sud du courant barocline, beaucoup plus évidente à localiser dans le cas de la simulation imbriquée (figure 10.53.a) que dans la simulation à basse résolution (figure 10.53.b).

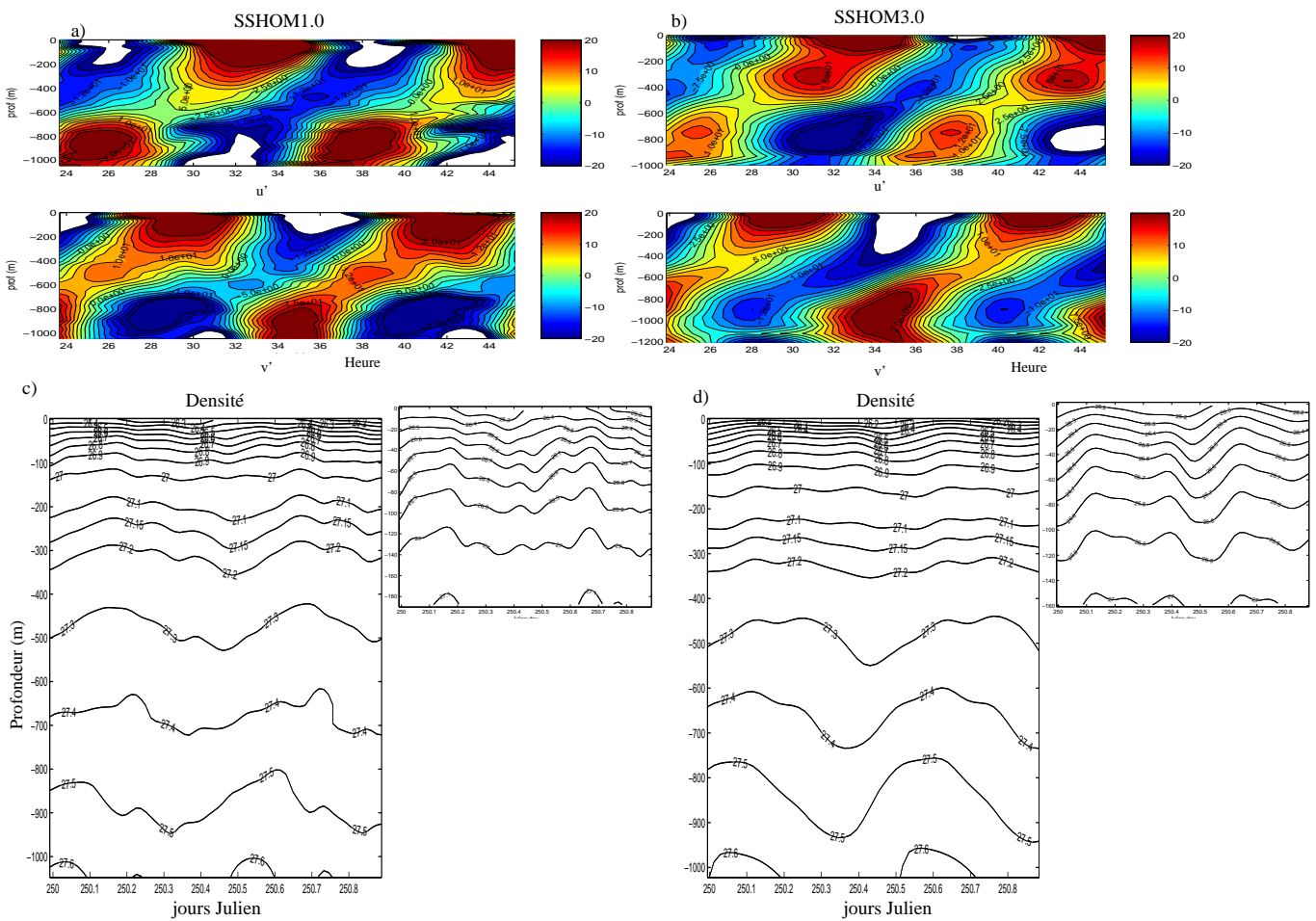


FIG. 10.53 – Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline (cm.s^{-1}) et de la profondeur des isopycnes au point PF6 : a) évolution temporelle de la vitesse pour la modélisation SSHOM1.0, b) même chose pour la simulation SSHOM3.0, sur deux cycles de marée, c) évolution temporelle de la profondeur des isopycnes pour la modélisation SSHOM1.0 et d) même chose pour la simulation SSHOM3.0. L'axe temporel indique l'heure à partir du 6 septembre 1994 à 23h20.

Le problème de dérive des isopycnes constaté lors de l'étude de la simulation de référence des marées internes persiste pour la modélisation imbriquée (figure 10.53.c). Il semble donc

qu'il ne soit pas associé qu'à un manque de résolution verticale, puisque les masses d'eau de densité 27 kg.m^{-3} sont déplacées de plus de 20 m vers le fond par rapport à leur position initiale (100 m environ).

Egalement, l'isopycne 26.2 kg.m^{-3} de la zone de surface a presque entièrement disparu par rapport à l'observation et à la situation initiale, probablement advectée ou diffusée horizontalement. Alors que la position des isopycnes en surface est moins bonne pour la modélisation à plus haute résolution, elle est meilleure au fond pour cette même simulation. Il n'y a donc pas de réelle amélioration avec l'utilisation d'un nombre accru de niveaux sur la verticale. Les creux des isopycnes, qui traduisent le déphasage du fond par rapport à la surface, sont moins marqués pour le profil de densité à plus haute résolution, les amplitudes sont de l'ordre de 50 m contre 125 m pour la modélisation SSHOM3.0. Ce résultat semble plus en accord avec les observations (figure 10.47). Mais le ressaut hydraulique de la zone proche du talus n'apparaît pas au point PF6 dans la simulation imbriquée à la date considérée. Il est pourtant modélisé, mais le point de comparaison choisi doit être un peu décalé par rapport à la réalité et la modélisation raffinée localise les pics de densité de façon plus précise sur la section, donc un décalage temporel du passage du maximum du pic au point PF6 est plus perceptible dans la modélisation SSHOM1.0. De plus, les frontières (et les zones éponges) sont proches et amortissent le mouvement vertical des isopycnes.

Bilan intermédiaire de l'apport de la modélisation imbriquée

La modélisation imbriquée apporte de précieuses informations pour un coût de calcul réduit sur les zones de génération et sur la propagation des marées internes. En particulier, l'augmentation de la résolution horizontale permet de mettre en évidence de nouvelles zones de génération pour les deux sections. Les régions de la surface et du fond sont très bien représentées par les modèles imbriqués, sans doute du fait que l'augmentation de la résolution verticale est concentrée dans ces zones. Enfin, l'augmentation conjointe des deux résolutions a permis de préciser les zones de maxima de courant et de marnage interne, avec une meilleure représentation de la propagation des ondes internes sur la verticale.

Enfin, si elle permet de représenter plus précisément la génération et la propagation des marées internes sur des zones peu étendues proches du talus, la modélisation imbriquée ne permet pas de répondre à certaines questions comme les interactions entre les ondes issues de chaque talus (ibérique et français) au niveau du milieu du golfe par exemple.

b Modélisation du golfe de Gascogne à haute résolution

Les simulations présentées dans ce paragraphe sont réalisées à plusieurs résolutions, afin d'effectuer des comparaisons le long de la radiale S2, ainsi qu'aux points PF2, PF4 et PF6. La durée simulée pour chacune va du 27 août (0h) au 12 septembre 1994. Elles ne comportent pas de modification du schéma de diffusion.

La première, qui relève d'une amélioration de la résolution verticale par rapport à la modélisation de référence SSHOM3.0, est réalisée à l'aide d'un maillage à 3 km (251×245 points) sur 65 niveaux verticaux. Le pas de temps interne est de 65 s et le coefficient de viscosité horizontale turbulente est de $K_H = 30 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Elle est appelée SSHOM.V65 dans la suite.

La deuxième configuration du modèle utilisée est à 1.5 km de résolution sur l'horizontale

(502×490 points) sur 31 niveaux verticaux. Elle est intégrée avec un pas de temps interne de 43 s et un coefficient de viscosité horizontale turbulente de $K_H = 15 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Elle est appelée SSHOM1.5.

Quant à la dernière configuration, elle cumule une haute résolution spatiale (1.5 km) avec un nombre de niveaux verticaux élevé (46). C'est la modélisation à plus haute résolution qu'il est possible d'effectuer à l'aide du modèle SYMPHONIE forcé par les 9 ondes de marées sur cette zone du golfe de Gascogne à l'heure actuelle. Elle est rendue possible par la mise à disposition de la communauté scientifique d'ordinateurs de plus en plus puissants, ici un bi-processeur (Opteron) dernière génération (2005). Dans la suite, nous appelons cette configuration SSHOM1.5.V.

Apport de la résolution horizontale au point PF2

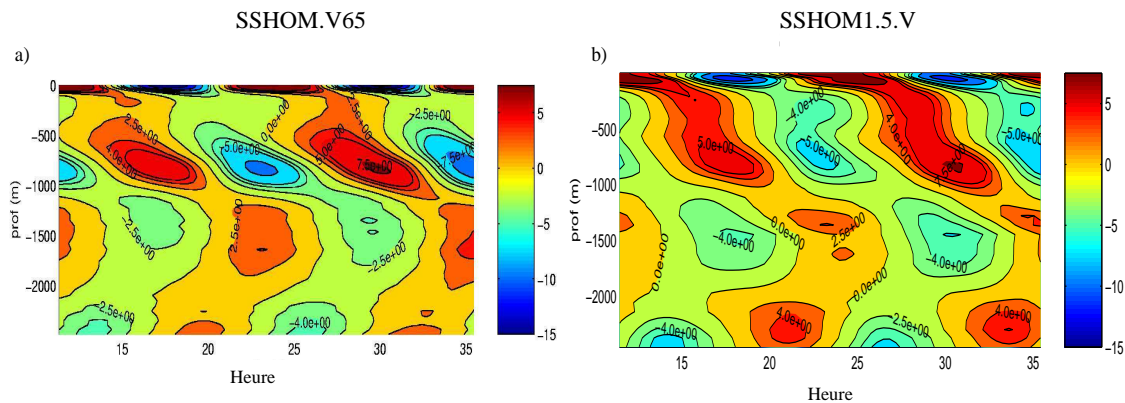


FIG. 10.54 – Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud v' ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$) au point PF2 : a) pour la simulation SSHOM.V65 et b) pour la modélisation SSHOM1.5.V. L'axe temporel indique l'heure à partir du 3 septembre 1994 à 11h09.

L'évolution temporelle de la composante Nord-Sud de la vitesse barocline est comparée pour la configuration à haute résolution verticale SSHOM.V65 et la configuration à hautes résolutions verticale et horizontale SSHOM1.5.V au point PF2 (figure 10.54).

Par rapport à la modélisation SSHOM3.0 et aux observations de la figure 10.43, il est possible de faire un bilan de l'apport de chaque modélisation nouvelle.

L'augmentation de la résolution verticale pour la simulation SSHOM.V65 (figure 10.54.a) permet une meilleure représentation des processus sur la verticale, avec des maxima plus marqués, notamment celui à $-7.5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ vers 22 h, en phase avec l'observation. Les vitesses sont toujours sous-estimées au fond et vers 1500 m de profondeur (avec respectivement $-4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $-2.5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ entre 14 et 18 h, contre $-7.5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $-15 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour l'observation). Mais la position des vitesses positives sur la verticale pour des profondeurs de moins de 1000 m, vers 15 et 27 h, est très bien représentée.

La simulation SSHOM1.5.V (figure 10.54.b) est déphasée de deux heures environ par rapport à l'observation et d'une heure par rapport à SSHOM.V65. Par contre, les maxima du fond et à la profondeur de 1500 m sont très bien positionnés sur la verticale (mais toujours sous-estimés). Il s'agit d'une propriété que l'on retrouve dans la modélisation SSHOM1.5,

et qui confirme (d'après la section S2 également), que la prise en compte des fortes variabilités de topographie aux échelles kilométriques (ou de 1.5 km) joue un rôle prépondérant près des zones de génération des marées internes. Une modification de la pente du talus, même locale, peut entraîner en effet une modification de la courbure des rayons énergétiques ou encore leur piégeage à la topographie. Par contre, la propagation sur la verticale est une composante essentielle des marées internes, de même que la décomposition modale nécessite une résolution accrue pour prendre en compte un nombre maximum de modes. Comme la modélisation SSHOM.V65 possède 19 niveaux de plus sur la verticale, cela pourrait expliquer la concentration des maxima vers 900 m de profondeur.

Apport de la résolution horizontale et verticale au point PF4

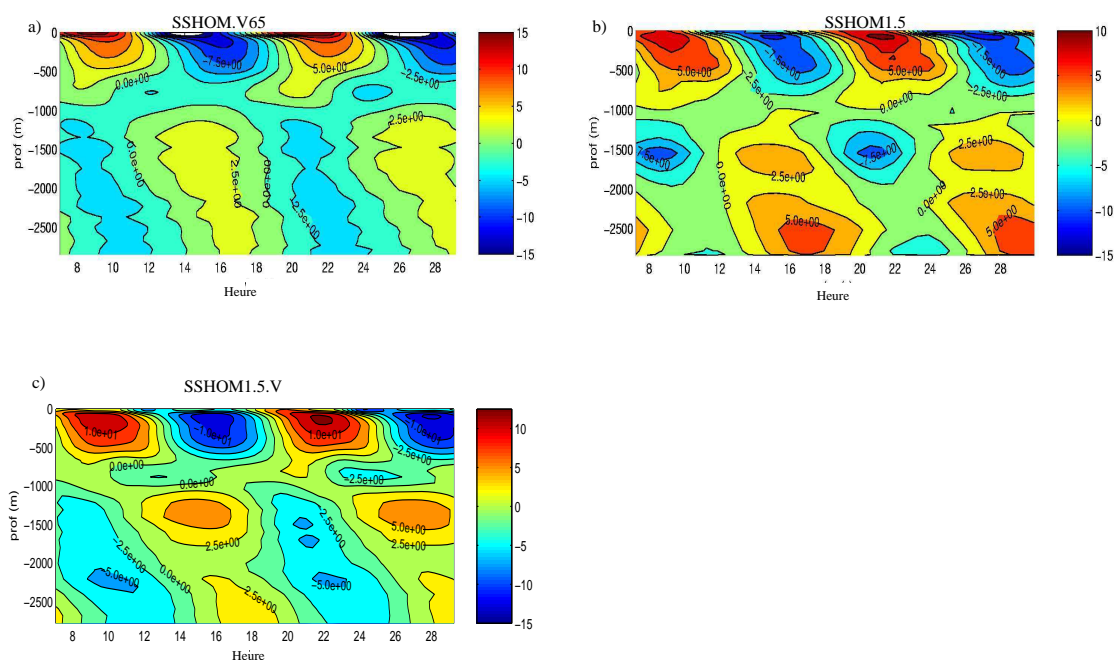


FIG. 10.55 – Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud v' ($\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$) au point PF4 : a) pour la simulation SSHOM.V65, b) pour la simulation SSHOM1.5 et c) pour la simulation SSHOM1.5.V. L'axe temporel indique l'heure à partir du 5 septembre 1994 à 6h53.

La composante Nord-Sud de la vitesse barocline est présentée pour les trois cas à haute résolution sur la figure 10.55. Elle est à comparer avec l'observation de la figure 10.44.b.

Pour la modélisation SSHOM.V65, les maxima localisés à plus de 1000 m de profondeur sont gommés (a), comme pour la simulation SSHOM3.0. Ils apparaissent dès qu'on augmente la résolution horizontale (b), mais la position de l'isocontour $5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ vers le fond est trop basse (plus de 2500 m contre 2100 m dans les données).

Le cas de la simulation SSHOM1.5.V est intéressant. En effet, la figure ressemble en partie à chaque graphique précédent (extension verticale de l'isocontour $2.5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ depuis le fond de la figure a et localisation des maxima de la figure b). Cette modélisation a l'avantage de reproduire fidèlement la profondeur des maxima de vitesse négative au fond, vers 2100 m, signe de la bonne localisation de la position du rayon caractéristique. De plus, elle

représente les maxima secondaires localisés vers 600 à 800 m. Ainsi, le cisaillement vertical de vitesse est remarquablement bien reproduit pour ce point situé pourtant dans une zone difficile à modéliser (au Sud sur la remontée bathymétrique de Mériadzek, au niveau d'un lieu de génération).

Comparaisons le long de la section S2

La figure 10.56 présente la vitesse longitudinales le long de la section S2 pour les différentes modélisations.

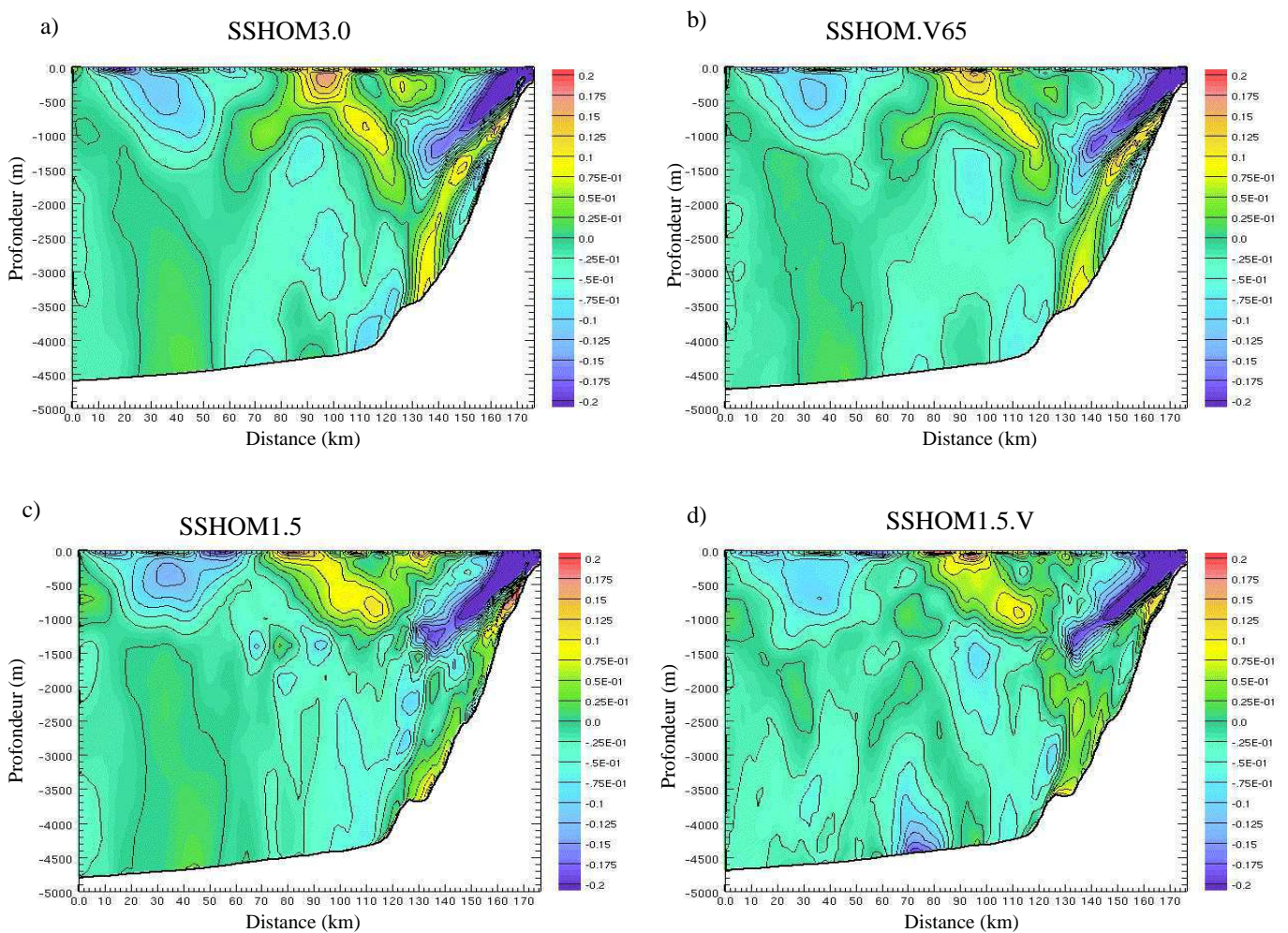


FIG. 10.56 – Comparaison des vitesses horizontales ($m.s^{-1}$) longitudinales sur la section S2 le 10 septembre 1994 à 0 h. a) pour la modélisation SSHOM3.0, b) pour la modélisation SSHOM.V65, c) pour la modélisation SSHOM1.5 et d) pour la modélisation SSHOM1.5.V.

Sur les sections du haut (a et b), les modélisations SSHOM3.0 et SSHOM.V65 présentent à peu près les mêmes maxima. La différence entre ces deux simulations en terme de vitesse réside surtout dans la finesse accrue des rayons quand on augmente le nombre de niveaux sur la verticale. Par contre, l'augmentation de la résolution spatiale joue un rôle prépondérant dans la bonne représentation du processus, avec pour les deux modélisations des figures c et

d (SSHOM1.5 et SSHOM1.5.V) la concentration des vitesses positives les plus élevées vers 500-1000 m de profondeur. Le rayon qui arrive à 90-100 km vers la thermocline (en jaune) provient d'une région du talus moins profonde (2500 m), il est moins incliné avec une maille à 3 km. Le long de la radiale S2, la représentation de la bathymétrie est un critère plus important qu'une meilleure résolution verticale pour l'aspect général de la figure de propagation. La résolution verticale, comme précédemment, permet une meilleure localisation des directions privilégiées de propagation des ondes (particulièrement flagrante le long de la section S). Enfin, un maximum de vitesse horizontale est localisé au fond près du talus dans la modélisation SSHOM1.5.V, lié à l'adjonction d'une meilleure résolution horizontale et verticale (présent aussi pour S). Son origine n'a pour l'instant pas été étudiée plus en détails.

Le point PF6 est situé près de la fin de la section S2. Une brève comparaison des vitesses baroclines et des profondeurs des isopycnes est décrite entre la modélisation SSHOM1.5.V des figures 10.57.b et d, les observations (figure 10.46) et la modélisation SSHOM1.5 (figures 10.57.a et c).

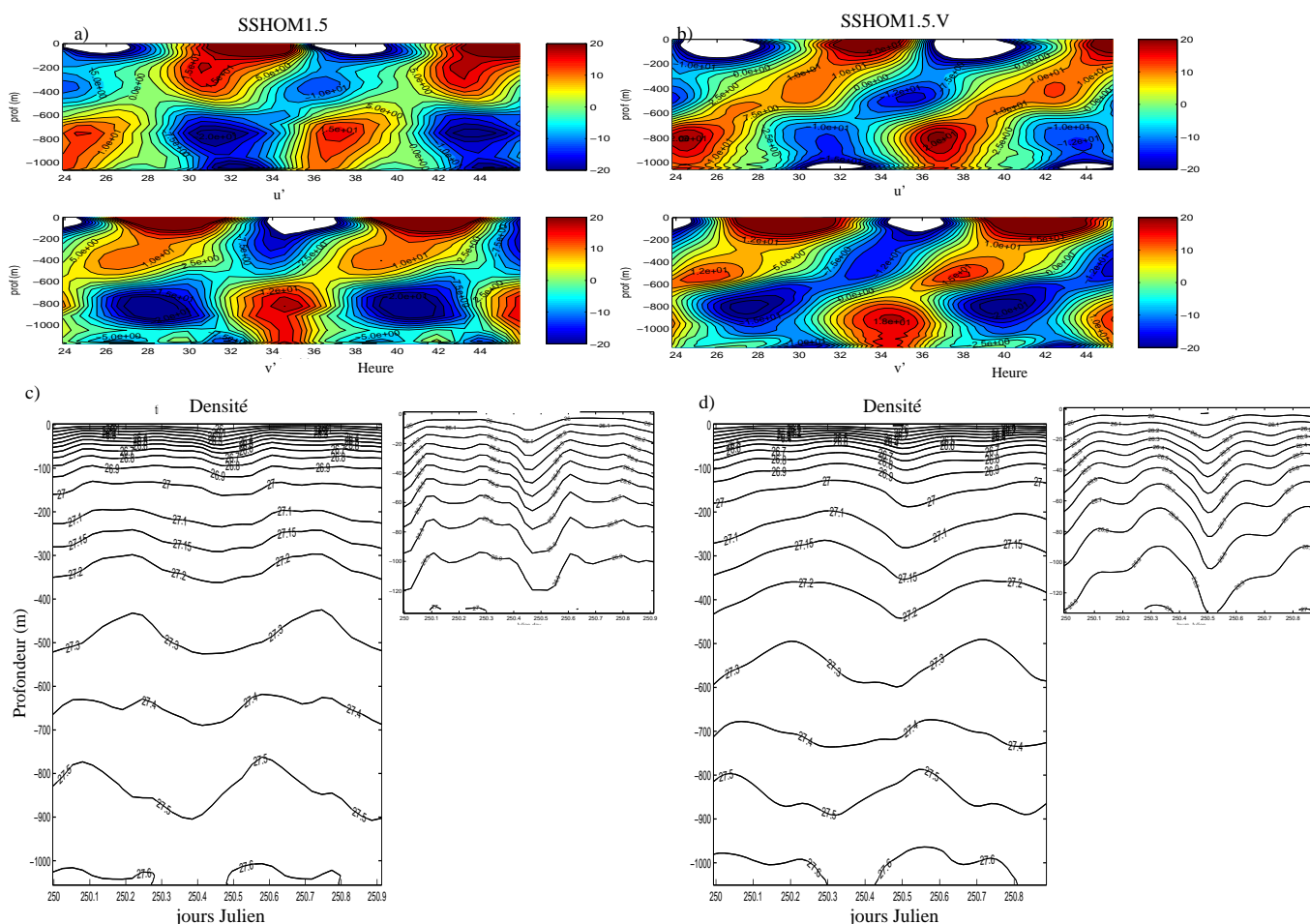


FIG. 10.57 – Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline (cm.s^{-1}) et de la profondeur des isopycnes au point PF6 : a) évolution temporelle de la vitesse pour la simulation SSHOM1.5, b) pour la simulation SSHOM1.5.V, c) évolution temporelle de la profondeur des isopycnes pour la simulation SSHOM1.5 et d) même chose pour SSHOM1.5.V. L'axe temporel indique l'heure à partir du 6 septembre 1994 à 23h20.

La comparaison des évolutions temporelles des vitesses baroclines horizontales confirme les résultats déduits de l'étude au point PF4. L'augmentation de la résolution horizontale et verticale permet de modéliser des rayons secondaires qui existent dans les observations. C'est le cas de celui de la composante Est-Ouest localisé vers 600 m de profondeur et qui n'est présent que sur la figure b (simulation SSHOM1.5.V).

Une des caractéristiques hydrologiques en ce point est la dérive verticale des isopycnes (figure 10.57.c et d), qui comme nous l'avons vu pour la modélisation SSHOM1.0 n'est pas résolue par une augmentation de la résolution. La signature du ressaut hydraulique en surface est par contre beaucoup plus nette pour la résolution verticale la plus fine, dans les niveaux de surface. La configuration SSHOM1.5.V se comporte mieux que le modèle imbriqué, malgré une résolution verticale légèrement dégradée. Pour remédier à ce problème dans la simulation imbriquée, il faudrait sans doute considérer une zone plus grande éloignée des éponges, mais cela augmenterait les coûts de calcul.

c Bilan partiel des modèles à haute résolution

D'après toutes les comparaisons présentées, la configuration du modèle capable de reproduire les observations le plus fidèlement possible est celle à haute résolution horizontale et verticale SSHOM1.5.V. Horizontale, parce que les zones de génération sont conditionnées par les gradients bathymétriques, et verticale, parce que la localisation des rayons de propagation doit être précise, d'autant plus que les erreurs peuvent être accumulées au cours de la propagation (réflexions et interactions).

Les simulations imbriquées ont cependant donné de bons résultats, et avec un coût de calcul très faible, elles permettent déjà de réaliser de bons diagnostics. Toutefois, leurs domaines doivent être élargis pour prendre en compte certains processus tel que les interactions le long de la radiale reliant le talus Armoricaïn au talus Ibérique.

Par contre, les modèles à haute résolution n'ont pas permis de mettre en évidence un mode de propagation supérieur dans chaque couche. La domination du mode 3 dans la pycnocline saisonnière située au-dessus de la pycnocline permanente est donc confirmée.

10.4.2 Paramétrisation de la diffusion dans le modèle

Nous avons vu lors des comparaisons des différentes modélisations au point PF6 que le mélange était sur-représenté par les différentes configurations du modèle choisies dans cette région de marnages internes de grandes amplitudes.

Après avoir écarté l'hypothèse qui pouvait relier les problèmes de stratification à un manque de résolution, nous présentons une étude sur la sensibilité de la dérive des isopycnes caractéristique du mélange à la diffusion et à l'advection dans le modèle.

a Influence de la diffusion verticale sur la profondeur des isopycnes

La première paramétrisation du mélange sur la verticale est introduite par les termes de diffusivité verticale du modèle. L'influence de la valeur de la diffusion verticale K_V dans les équations de température et de salinité sur la dérive des isopycnes du point PF6 est explorée à l'aide d'une modélisation à 3 km de résolution horizontale sur 31 niveaux. Le forçage est toujours constitué de 9 ondes de marée, du 1 au 11 septembre à 0h (figure10.58).

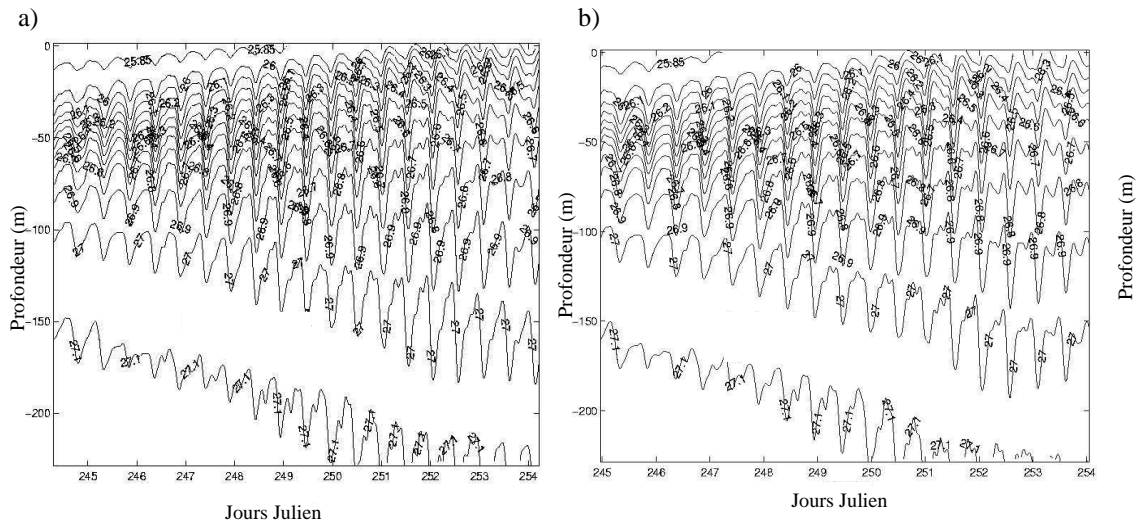


FIG. 10.58 – Evolution temporelle (jours Julien) de la profondeur des isopycnes au point PF6 en fonction de la diffusion verticale dans les équations de température et de salinité : a) pour K_V calculé normalement par le modèle et b) pour $K_V = 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Le 245^{ème} jour Julien correspond au 2 septembre 1994.

Les figures 10.58.a et b ne mettent pas en évidence la réduction de la dérive des isopycnes par le choix d'une diffusion verticale faible ($K_V = 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ dans les équations de température et de salinité) dans les premiers jours de simulation. Ce n'est qu'à partir du dixième jour de modélisation que la tendance change, avec une remontée de l'isopycne de densité $27 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. En diminuant encore cette valeur, nous n'atteignons jamais un état satisfaisant pour la stratification à l'issue d'une dizaine de jours de simulation.

Pourtant, une étude précédente réalisée pour une modélisation de la marée interne forcée par l'onde M2 uniquement sur 10 jours pour le mois de septembre 1994 indique que les tâches d'eaux froides ont tendance à disparaître lorsque l'on abaisse la valeur de K_V dans les équations de température et de salinité (figure 10.59). La réduction de ce coefficient a donc une influence globale qui tend à réduire les processus de mélange qui amènent les eaux froides en surface, mais cela n'est plus suffisant au niveau du point PF6 qui est une zone très énergétique, dans notre modélisation forcée par 9 ondes de marée.

Une étude de sensibilité est donc réalisée sur la paramétrisation de la diffusion qui agit comme un effet compensatoire pour corriger l'advection dans le modèle (voir page 111).

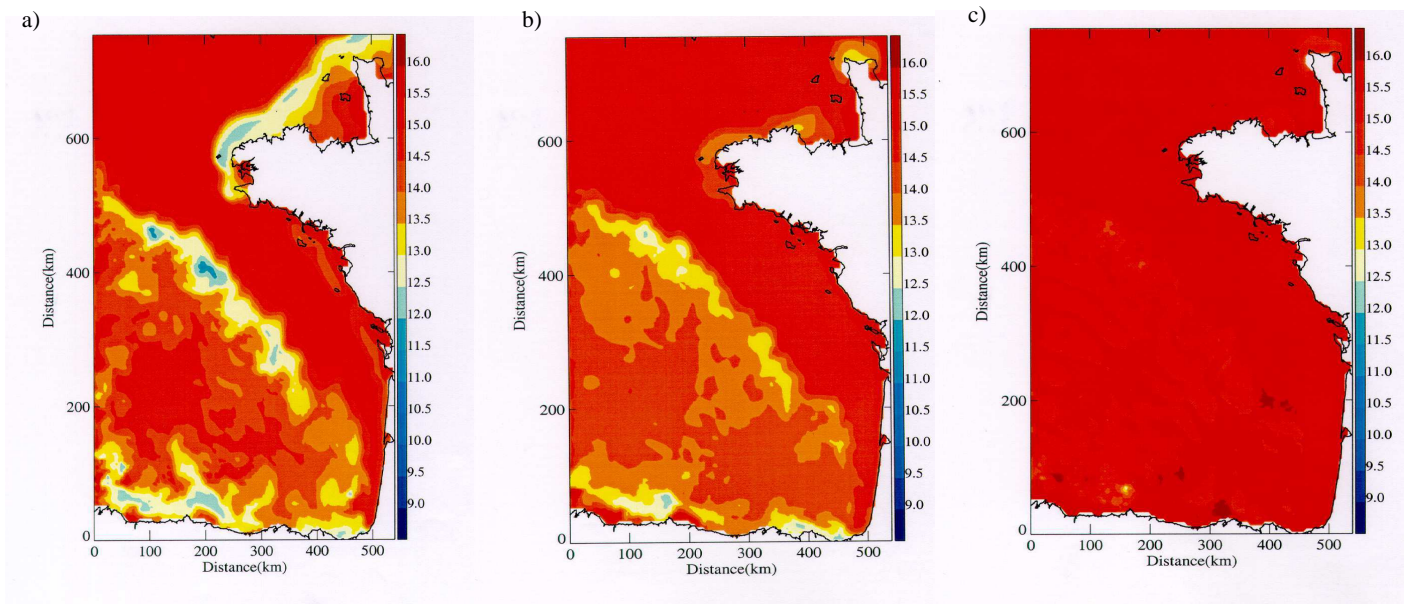


FIG. 10.59 – Comparaison de la température en surface ($^{\circ}\text{C}$) à l'issue de 10 jours de simulation pour un forçage par M2 en fonction de la diffusion verticale dans les équations de température et de salinité : a) simulation sans modification de K_V , b) $K_V = 10^{-4} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ et c) $K_V = 0 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Cette simulation est réalisée du 1 au 10 septembre 1994, avec initialisation du profil de densité par la climatologie MINT94 pour le mois de septembre. La résolution est de 5 km, avec 26 niveaux sur la verticale.

b Influence de la paramétrisation de la diffusion liée au schéma d'advection du modèle

Les termes de diffusion horizontale et verticale liés au schéma d'advection du modèle (voir partie 7.6) sont modifiés pour tester la sensibilité du champ de densité à cette paramétrisation le long de la section S2 (figure 10.60). Pour ce faire, la diffusion verticale K_V est fixée à une valeur de $10^{-10} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ dans les équations de température et de salinité.

Dans la colonne d'eau entre 300 et 4500 m de profondeur, la comparaison est effectuée entre les figures 10.60.a, b et c. Les figures d, e et f présentent l'influence de la paramétrisation dans la couche peu profonde inférieure à 300 m.

Par rapport à la simulation de base pour laquelle rien n'est modifié, une réduction à 50% puis 25 % de la valeur initiale de la composante horizontale et verticale du terme de diffusion supplémentaire ajouté à la diffusivité turbulente dans les équations de température et de salinité n'entraîne pas ou peu de changements de la position des isopycnes en profondeur (figures 10.60 a,b, c). Les caractéristiques initiales de la stratification MINT94 sont conservées.

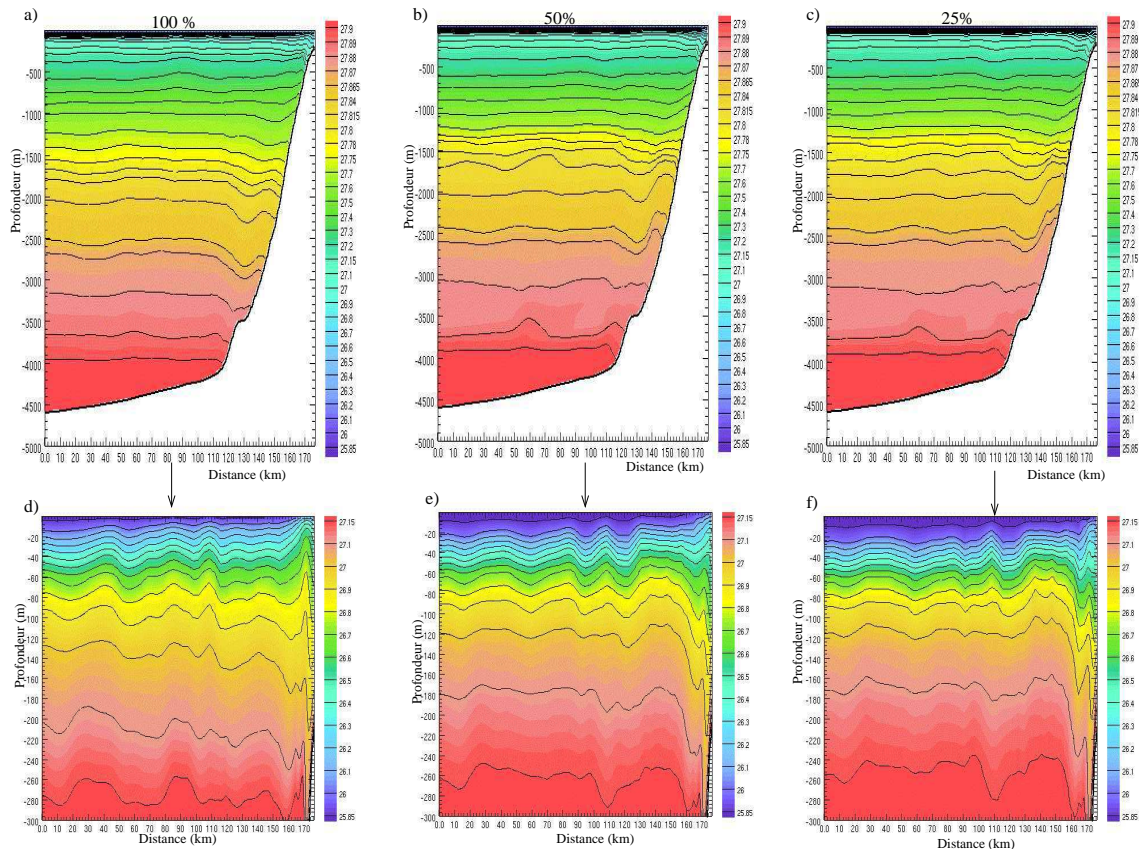


FIG. 10.60 – Comparaison des sections verticales de densité le long de la radiale S2 en fonction de la paramétrisation de la diffusion verticale et horizontale liée au schéma d'advection du modèle dans les équations de température et de salinité (voir la description du modèle p.111). Présentation des résultats le 10 septembre 1994 à 0 h après 14 jours. a) et d) : pour une simulation sans modification ; b) et e) : pour une simulation où ce terme est atténué de 50 % ; c) et f) : pour une simulation dans laquelle on a réduit ce terme à 25 % de sa valeur. Les graphiques d, e et f correspondent à des zooms de a,b,c dans les 300 premiers mètres de profondeur.

En surface, la simulation de base (figure 10.60.a) met bien en évidence la dérive à l'issue de quatorze jours de simulation. L'isopycne à 27.15 kg.m^{-3} est située à une profondeur de 270 m environ le long de la radiale S2, alors que sa position initiale était de 240 m environ, ce qui correspond à un approfondissement de 30 m en 14 jours. L'isopycne 27 kg.m^{-3} est elle aussi abaissée, passée d'une profondeur de 100 à 130 m. Pour des profondeurs inférieures à 50 m, les masses d'eau sont remontées vers la surface. Les isopycnes 25.85 kg.m^{-3} et 26 kg.m^{-3} disparaissent en surface près du talus.

La situation de seuillage du terme de diffusion supplémentaire à 50% de sa valeur est assez remarquable puisque la première surface isopycne à 27.15 kg.m^{-3} ne s'est plus déplacée que de 20 m, soit un tiers de moins, de même que pour l'isopycne 27 kg.m^{-3} . En surface, les eaux sont moins brassées, et l'isopycne 25.85 kg.m^{-3} ne rencontre plus la surface qu'à 10 km du bord de la radiale, au-dessus du talus, sur un fond de 1000 m de profondeur.

Enfin, le déplacement minimum est obtenu pour une paramétrisation à 25% de l'effet diffusif compensatoire. L'isopycne précédente intercepte la surface sur un fond de moins de

400 m soit très près du talus et dans une zone normale de mélange. Les densités de 27 kg.m^{-3} sont rencontrées 10 à 15 m plus bas que leur position d'origine et celles de 27.15 kg.m^{-3} sont situées 10 m plus bas que le 27 août, à 250 m de profondeur.

c Bilan intermédiaire de la paramétrisation de la diffusion et de l'advection dans le modèle

La diffusion verticale joue un rôle important dans les processus de mélange. Nous pouvons lui attribuer les tâches d'eaux froides en surface liées au mélange par le processus d'ondes internes. Les tests de sensibilité montrent une forte influence de la température de surface à ce paramètre. Par contre, le réduire ne suffit pas à enrayer la dérive des isopycne modélisée par SYMPHONIE au point PF6. L'étude réalisée sur les effets diffusifs horizontaux et verticaux supplémentaires associés à l'imperfection du schéma d'advection, susceptible de générer du bruit en présence de panaches fluviaux, de tourbillons et de structures frontales révèle une forte sensibilité du processus de dérive des isopycnes à sa paramétrisation. Ce phénomène est donc associé aux processus de mélange par diffusion verticale et horizontale, et également à un processus d'avection des masses d'eau.

10.4.3 Conditions aux limites

Afin de tester les conditions aux limites du modèle, une simulation a été réalisée de façon analogue à la configuration SSHOM3.0, en déplaçant la frontière Ouest de 1° environ vers l'Est. La frontière est située à 9.6°O au lieu de 10.6°O .

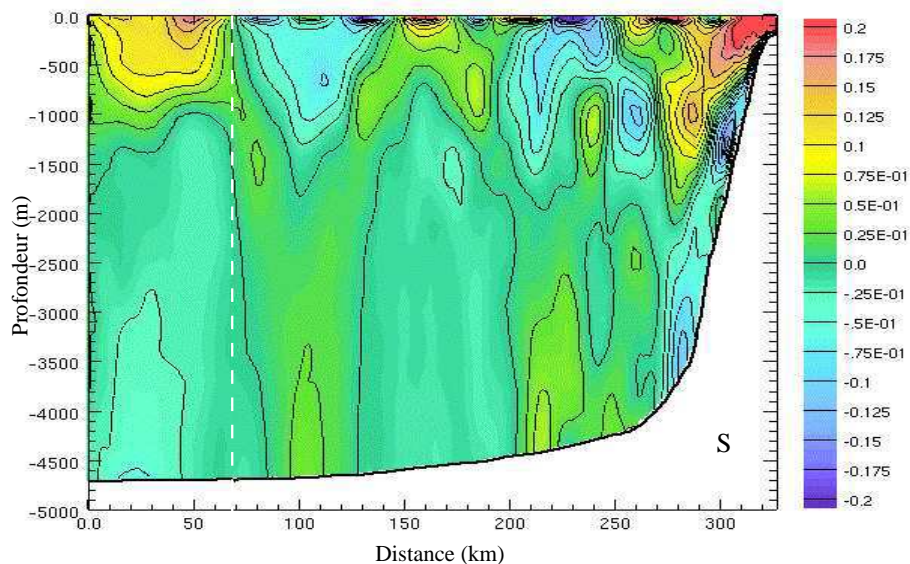


FIG. 10.61 – Vitesse horizontale (m.s^{-1}) longitudinale le long de la section S le 9 septembre 1994 à 19 h, pour un domaine d'extension réduite vers l'Ouest. La frontière Ouest est située à 9.6°O au lieu de 10.6°O . La couche éponge concerne les 60 premiers kilomètres, dont la fin est incluse dans la section S pour cette nouvelle configuration du modèle. La zone d'influence de la couche éponge est repérée par les traits blancs pointillés. Les vitesses sont seuillées entre -0.2 et 0.2 m.s^{-1} .

La figure 10.61 représente la vitesse longitudinale le long de la section S lorsque la frontière Ouest est décalée. La trajectoire des rayons définie à partir des vitesses horizontales est identique à celle obtenue pour la configuration SSHOM3.0 (figure 10.9). Les maxima sont localisés aux mêmes endroits et l'intensité des courants est très proche, sauf pour les points situés dans la région d'influence de la zone éponge.

Le long des radiales S1 et S2 (non montrées ici), la comparaison entre cette configuration et la configuration SSHOM3.0 montre un très bon accord entre les vitesses horizontales modélisées dans les deux cas.

De plus, la configuration SSHOM1.0 des simulations imbriquées représentait correctement la propagation des ondes internes en terme de vitesse longitudinale le long des radiales S1 et S2 (partie 10.4.1.a) par rapport aux configurations SSHOM3.0 et MCP1.8.

D'après ces expériences, les conditions aux limites sont donc adaptées à notre étude et n'induisent pas ou peu de réflexions perturbant la propagation des marées internes.

10.5 Sensibilité à la stratification

La modélisation de la campagne MINT94 est relativement fidèle aux observations recueillies dans le golfe de Gascogne lors des mesures effectuées en septembre et octobre 1994, du point de vue qualitatif. Les déplacements verticaux des isopycnes sont bien représentés dans l'ensemble. Par contre, les courants baroclines sont souvent surestimés vers la surface et sous-estimés au fond. Ces différences sont réduites grâce à une meilleure représentation de la bathymétrie et une augmentation de la résolution du modèle (horizontale et verticale).

La stratification utilisée pour modéliser la campagne est homogène sur l'horizontale (2D), alors que dans la nature elle varie selon les trois dimensions de l'espace. La température et la salinité (donc la densité) sont modifiées en fonction de la présence de processus comme l'entrée de la veine d'eau Méditerranéenne par le Sud du domaine, les upwellings côtiers, les débits fluviaux et le réchauffement solaire en été.

Afin de vérifier et d'apprécier la dépendance de la génération et de la propagation des marées internes à la stratification initiale, nous présentons une comparaison entre différentes modélisations pour les mois d'été et d'hiver. Le forçage par la marée est prescrit dans toutes ces expériences pour les 15 premiers jours de janvier ou août 2003.

Dans un premier temps, nous présentons une comparaison des ondes internes générées en janvier et août 2003 lorsque le modèle est initialisé à partir de la climatologie LEVITUS94. Puis, nous abordons l'aspect tri-dimensionnel de la variabilité de la stratification estivale grâce à une initialisation et un forçage par les champs climatologiques calculés pour la modélisation POP.

Enfin, une modélisation d'ensemble est réalisée afin de mieux quantifier l'impact des incertitudes liées à la stratification initiale sur les caractéristiques de la marée interne. Deux ensembles sont réalisés, le premier pour la stratification 3D précédente, et le second pour la modélisation imbriquée MINT94 comportant la section S2 et le point PF6.

10.5.1 Comparaison de la marée interne générée en conditions climatologiques hivernale et estivale

Deux modélisations similaires sont réalisées pour les mois de janvier et août 2003. Le modèle est utilisé dans la configuration de référence (maillage de 251×245 points avec une résolution de 3km sur 31 niveaux verticaux, $K_H = 30 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $K_V = 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ dans les équations de température et de salinité et couche éponge sur 20 points à la frontière).

Les différences concernent la période modélisée (marée) et la stratification. Les climatologies utilisées proviennent de la base LEVITUS94 pour les deux mois (voir page 156 et figures 1.1 et 8.3).

Mois d'août

Par rapport à la stratification MINT94 pour le mois de septembre 1994, le bas de la pycnocline permanente est plus profond pour cette climatologie d'été, la densité devient quasiment constante vers environ 2500 m de profondeur contre 1500 m dans le cas précédent.

La figure 10.62 représente les vitesses verticales près du fond après un jour de simulation. Elle permet donc de localiser les régions de génération les plus énergétiques, associées sur cette figure à des vitesses verticales de plus de $\pm 0.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Les deux zones principales sont situées le long du talus Armoricain au-delà de 47°N , particulièrement au niveau de la Terrasse de Mériadzek et autour de 47.1°N , ainsi que le long du talus Ibérique de 7 à 9.5°O .

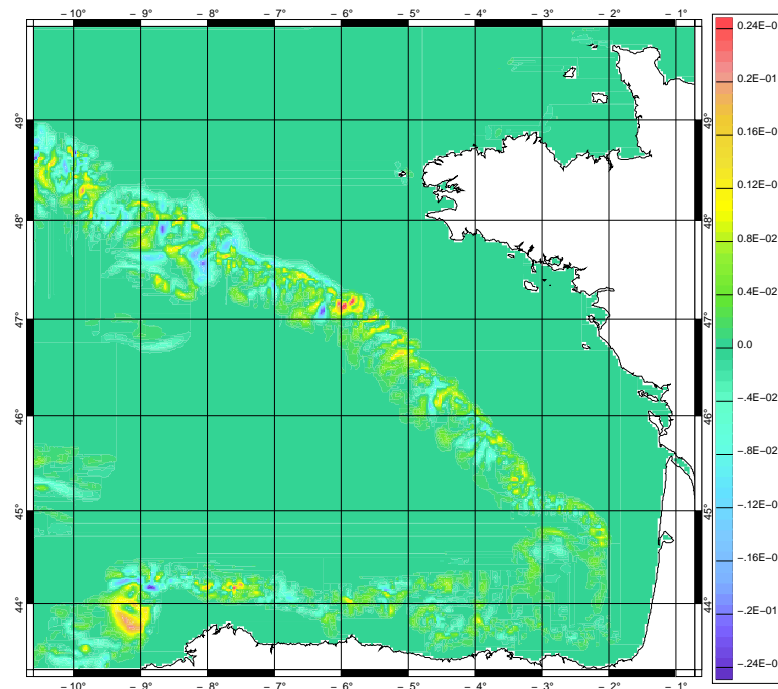


FIG. 10.62 – Vitesse verticale ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) au premier niveau pour la modélisation LEVITUS94 le 2 août 2003 à 0 h. Les maxima correspondent aux zones de génération des marées internes les plus énergétiques.

La figure 10.63 confirme la propagation des ondes internes depuis ces régions sur une carte de la vitesse verticale à 70 m de profondeur. Elles se propagent à la fois vers la plaine et vers le plateau, et la radiale S' semble correspondre ici aussi aux ondes internes de plus grandes amplitudes. Par rapport à la modélisation MINT94 du mois de septembre, les ondes internes générées au niveau du talus Ibérique sont plus énergétiques et la propagation depuis la Terrasse de Mériadzek est bruitée, à cause des diverses interactions (linéaires et non-linéaires) des ondes générées à la fois au talus et sur le rebord de la Terrasse.

La longueur d'ondes horizontale associée à la propagation dans cette couche est de $\lambda_H = 56 \pm 10$ km sur la plaine et de $\lambda_{Hplat} = 37 \pm 4$ km sur le plateau. D'après la théorie, les valeurs pour le premier mode sont respectivement de $\lambda_{H1,th} = 192.7$ km sur la plaine ($N = 1.95 \times 10^{-2} s^{-1}$) et de $\lambda_{Hplat,1th} \simeq 38.5$ km sur le plateau ($N = 1.4 \times 10^{-2} s^{-1}$). Les ondes internes se propagent donc selon un mode proche du troisième mode barocline au-dessus la plaine ($\lambda_{H3,th} = 64.2$ km) le long de la thermocline saisonnière. Au-dessus du plateau, les longueurs d'ondes sont proches de la valeur théorique pour le premier mode barocline.

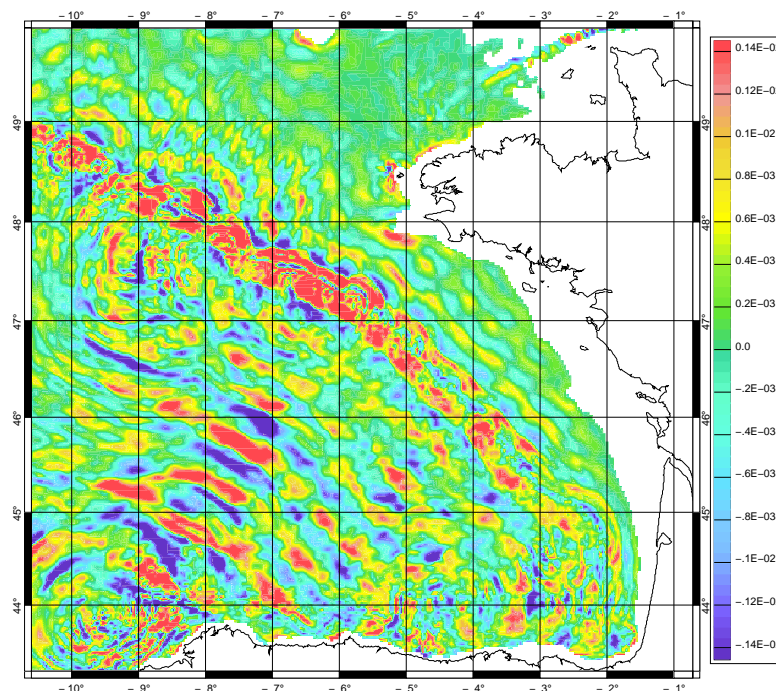


FIG. 10.63 – Coupe de la vitesse verticale ($m.s^{-1}$) à 70 m de profondeur pour la modélisation LEVITUS94 le 10 août 2003 à 0 h.

Les vitesses verticales les plus élevées se trouvent à environ 160-180 km du lieu de génération. A partir des figures 10.64.a et b, ces valeurs élevées s'expliquent par la résurgence des rayons d'énergie vers la surface (après leur réflexion au fond) vers 180 km du lieu de génération le long de la section S (185 km le long de la section S'). De plus, la longueur d'onde est estimée à $\lambda_H = 192.5 \pm 5$ km en profondeur et à $\lambda_H = 60 \pm 4$ dans la thermocline saisonnière le long des deux sections. Les modes modélisés sont donc similaires à ceux trouvés lors de l'étude de la campagne MINT94 avec une dominance du mode 3 barocline le long de la thermocline saisonnière et du premier mode barocline dans les couches inférieures. Toutefois, le milieu est plus stratifié et les longueurs d'ondes sont plus grandes. L'approfondissement du

point bas de la pycnocline permanente permet aux rayons de se propager sans être déformés jusqu'à une profondeur de 1500 m environ. Leur inclinaison est de $\alpha = 0.049 \pm 0.01$ (le long de la section S, figure 10.64.a), en accord avec la théorie qui prévoit une valeur de 0.047.

Le long de la section P, sur le plateau, la longueur d'onde mesurée à partir de la coupe de la vitesse verticale de la figure 10.64.c permet de conforter le résultat obtenu à partir de la coupe horizontale à 70 m, puisque la valeur est ici de $\lambda_{H_{plat}} = 37.5 \pm 2.5$ km pour les ondes issues du talus, proche de la valeur théorique $\lambda_{H_{plat,1th}} \simeq 38.5$ km.

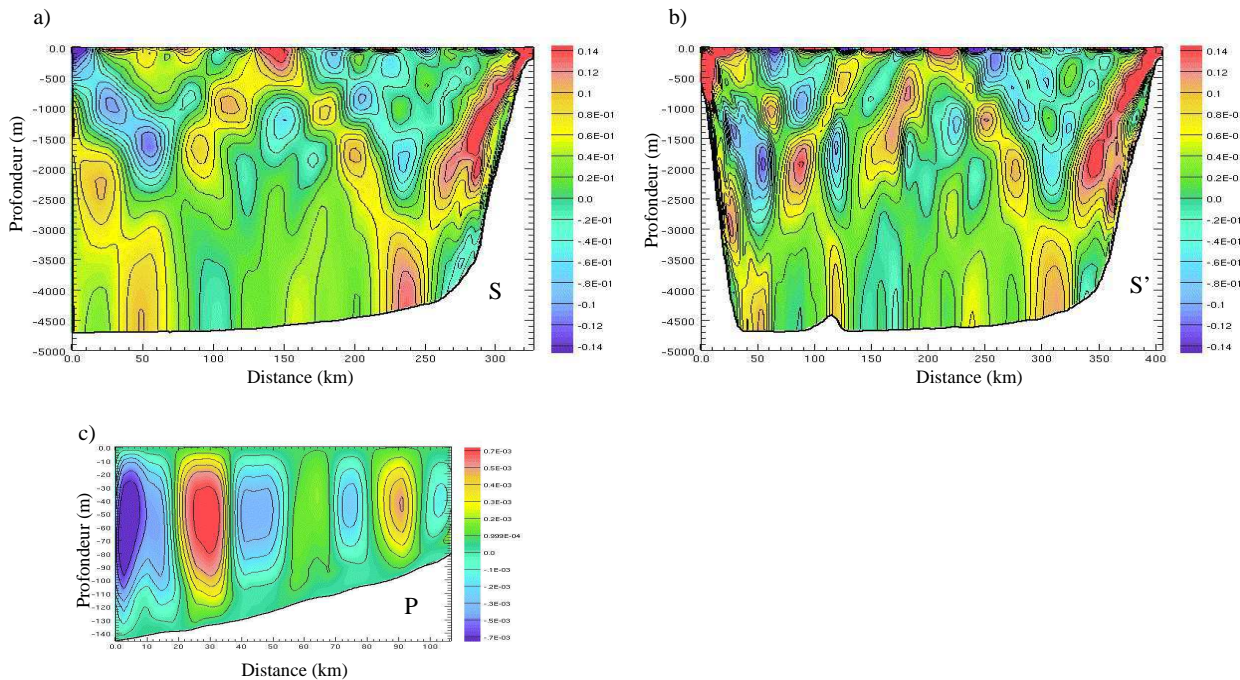


FIG. 10.64 – a) Vitesse horizontale ($m.s^{-1}$) longitudinale à la section S (définie pour la modélisation MINT94) pour la simulation LEVITUS94 le 10 août 2003 à 0 h, b) même chose pour la section S' et c) vitesse verticale le long de la section P à la même date.

D'après cette expérience, les différences de stratification sur la verticale modifient donc sensiblement les caractéristiques de la marée interne générée, mais les zones privilégiées de propagation ne varient pas beaucoup entre l'utilisation de la climatologie LEVITUS94 et MINT94.

Dans ce qui suit, nous présentons les ondes internes générées en conditions de stratification hivernales, lorsque la couche de mélange en surface est bien développée, au mois de janvier.

Mois de janvier

La figure 10.65 illustre la génération des ondes internes de marée depuis le talus. Les vitesses verticales au voisinage du fond font apparaître des régions de générations importantes le long du talus Armoricaïn dès $45.5^{\circ}N$ en hiver, soit une portion du talus supplémentaire vers le Sud par rapport au mois d'août. Les valeurs les plus élevées de la vitesse verticale se situent au Nord de $47^{\circ}N$, principalement à la frontière Ouest, à la Terrasse de Mériadzek et

au niveau du banc de La Chapelle. Le talus Ibérique est lui aussi une région privilégiée, avec un maximum de génération vers 9°O .

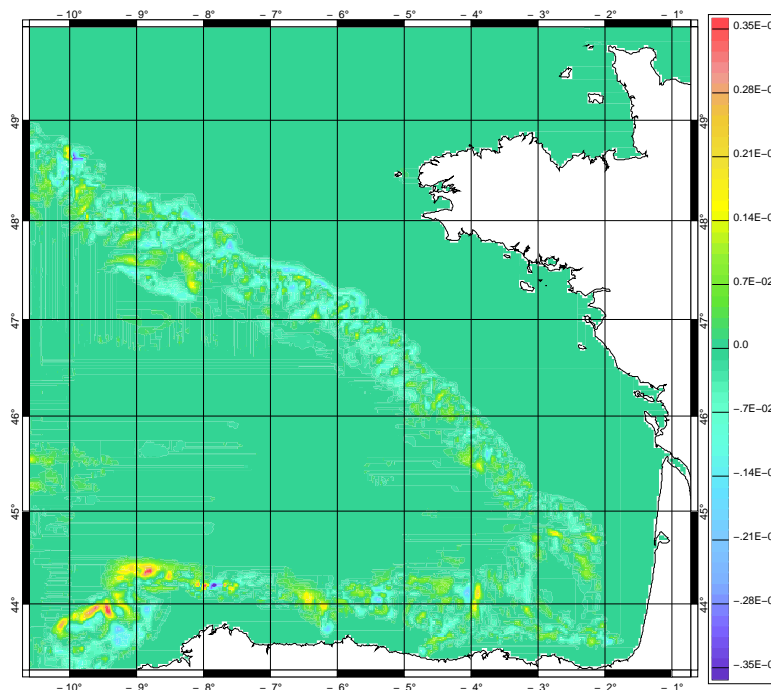


FIG. 10.65 – *Vitesse verticale ($m.s^{-1}$) au premier niveau pour la modélisation LEVITUS94 le 2 janvier 2003 à 1 h.*

A l'issue de 9 jours de simulation, la coupe de la vitesse verticale de la figure 10.66 réalisée à 70 m de profondeur comme dans le cas d'été présente des différences majeures par rapport à celle-ci. D'abord, il n'y a pas de propagation sur le plateau du golfe de Gascogne. Les vitesses verticales y sont presque nulles et on ne distingue pas d'alternance de maxima positifs et négatifs (voir figure 10.63 en comparaison). En fait, la densité passe de 27.24 à 27.25 kg.m^{-3} de la surface à 120 m, profondeur moyenne du plateau. L'océan est donc très peu stratifié, ce qui se traduit par l'absence quasi-totale de propagation depuis le talus vers la côte.

Ensuite, les maxima de vitesses verticales ne sont pas localisés aux mêmes endroits que dans le cas d'été. La radiale S' n'est plus aussi énergétique à cette profondeur, mais il subsiste une signature des ondes internes qui se propagent au-dessus de la plaine, bien que cette dernière ne soit pas un lieu de propagation spécifique contrairement à la thermocline saisonnière dans le cas d'été. On ne distingue cette fois que ce qui est réfléchi vers la surface.

Dans la couche stratifiée de l'océan, la longueur d'onde est de $\lambda_H = 198 \pm 5 \text{ km}$ d'après les positions de réflexion des rayons sur le fond le long des sections S et S' (figures 10.67.a et b). C'est une valeur proche de ce qui est obtenu dans le cas d'été pour le mois d'août, en accord avec le peu de variations de la stratification au cours de l'année dans les zones profondes.

D'après cette expérience de comparaison, la stratification sur la verticale joue donc sans surprise un rôle primordiale dans le processus de marée interne, notamment dans les zones proches de la surface. Dans ce qui suit, nous étudions de la même manière les variations de génération et de propagation des marées internes en fonction des variations

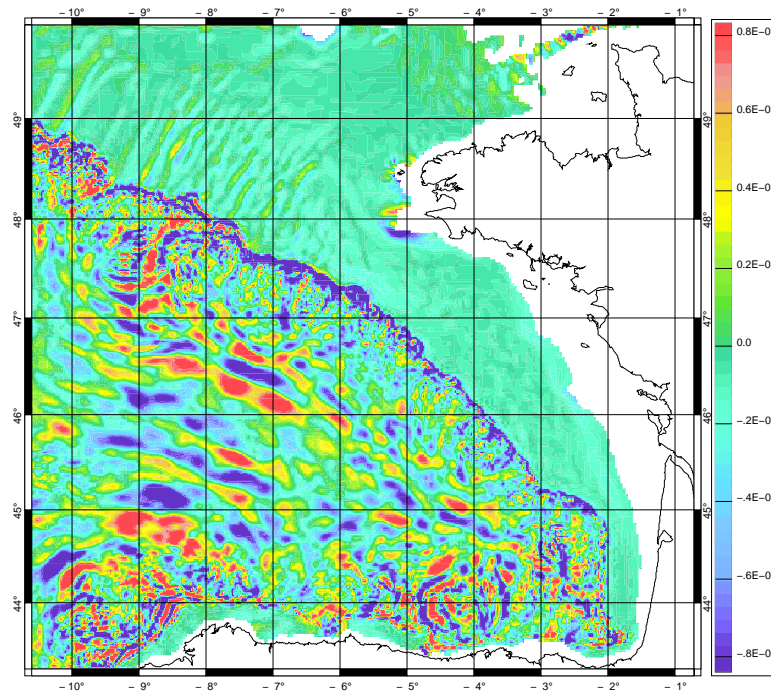


FIG. 10.66 – Coupe de la vitesse verticale ($m.s^{-1}$) à 70 m de profondeur pour la modélisation LEVITUS94 le 10 janvier 2003 à 0 h.

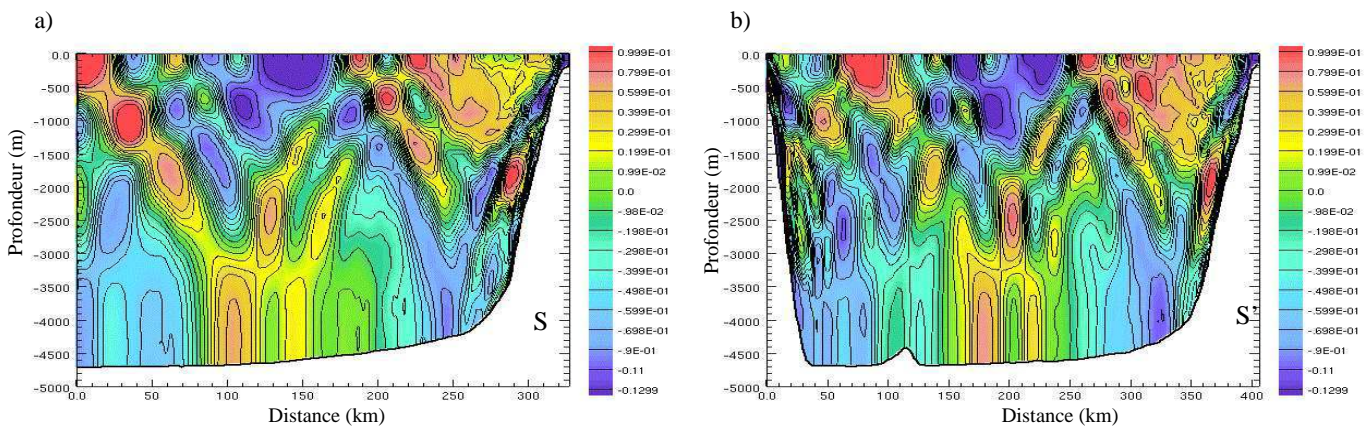


FIG. 10.67 – a) Vitesse horizontale ($m.s^{-1}$) longitudinale à la section S (définie pour la modélisation MINT94) pour la simulation LEVITUS94 le 10 janvier 2003 à 0 h et b) même chose pour la section S'.

tri-dimensionnelles de stratification à l'aide de la climatologie POP (voir page 160 pour une description de la méthode d'initialisation).

10.5.2 Conséquences de la variabilité horizontale de la stratification

La modélisation initialisée et forcée aux frontières par les champs issus du modèle POP vise à identifier l'apport d'une climatologie tri-dimensionnelle sur la marée interne modélisée. La période de simulation concerne les 15 premiers jours du mois d'août. La configuration du modèle utilisée est comparable à celle de la simulation LEVITUS94 présentée au paragraphe précédent mais la couche éponge ne concerne que 10 points à la frontière et la diffusivité verticale n'est pas seuillée.

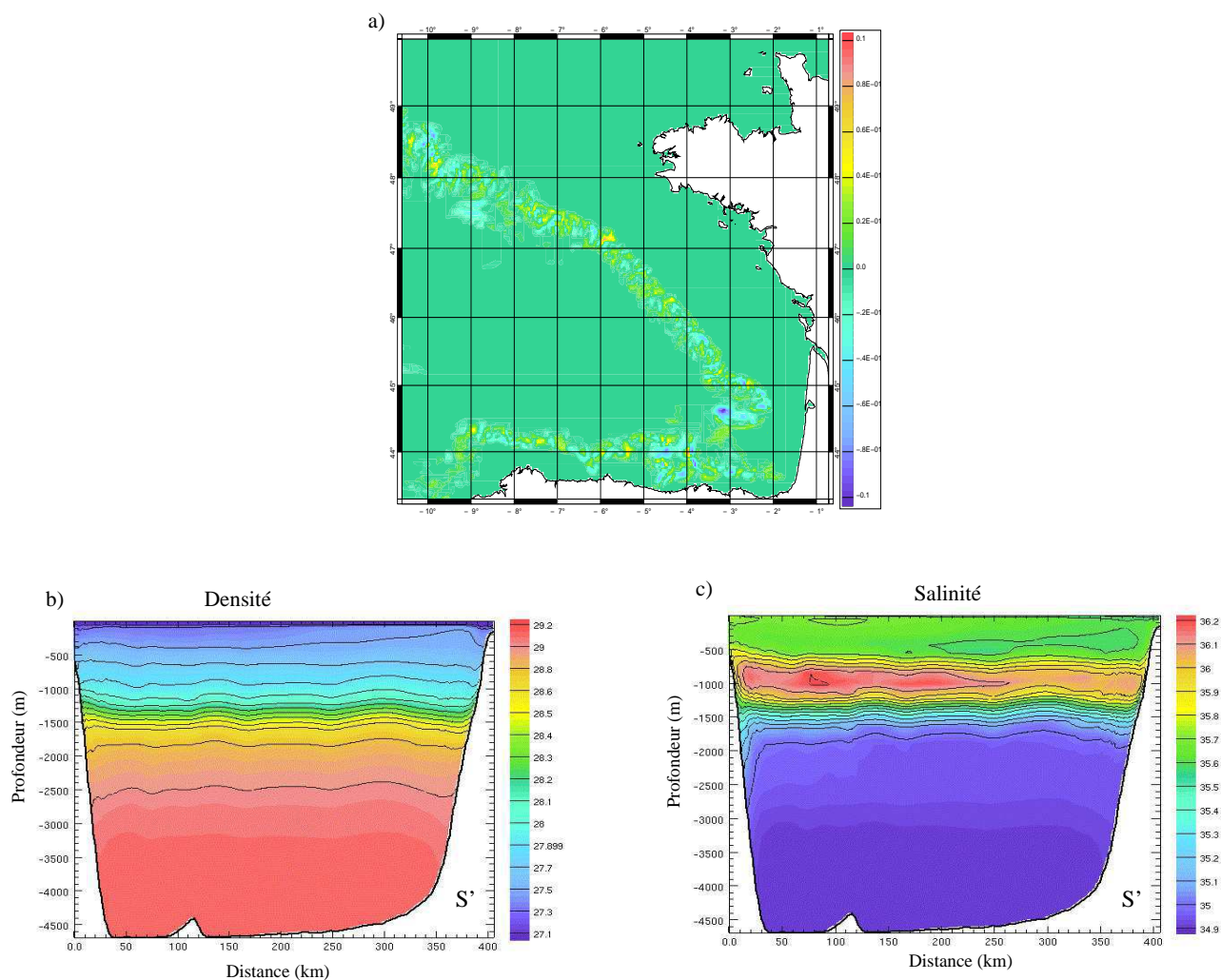


FIG. 10.68 – Etat du modèle le 1 août à 12 h après 0.5 jours de simulation initialisée et forcée par la climatologie POP : a) vitesse verticale ($m.s^{-1}$) au premier niveau, b) densité ($kg.m^{-3}$) le long de la section S' (définie pour l'expérience MINT94) et c) salinité (psu) le long de la section S'.

Génération

L'état du modèle après 0.5 jours de simulation est présenté en figure 10.68. La vitesse verticale (figure 10.68.a) indique que la génération est localisée au niveau du talus mais de façon plus uniforme que pour la climatologie LEVITUS94, avec toujours une région plus énergétique au-delà de 47°N et une génération importante au talus Ibérique. Elle est également favorisée dans la zone du canyon du cap Ferret et au niveau du mont sous-marin tout proche.

La densité suivant une coupe verticale le long de la radiale reliant les deux talus indique que la densité présente des gradients horizontaux plus importants à l'approche des talus. En effet, d'après la figure 10.68.b, l'isopycne 27.1 kg.m^{-3} est déplacée de 300 m du Sud-Ouest au Nord-Est de la coupe après 0.5 jours de simulation. En profondeur, les isopycnes ont tendance à être situées plus bas sur les 50 premiers kilomètres de la radiale. Les variations de densité au niveau du talus Ibérique sont dûes au processus d'upwelling estival vers la surface et surtout à la veine d'eau Méditerranéenne arrivée depuis le Sud et caractérisée par sa forte teneur en sel (figure 10.68.c).

Caractéristiques de propagation

Les caractéristiques de la marée interne modélisée à l'issue de 9.5 jours de simulation sont présentées en figure 10.69.

Les maxima de vitesse verticale associés à la propagation des ondes internes ne présentent pas la même structure que pour la climatologie LEVITUS94 dans la thermocline saisonnière (voir figure 10.63). En effet, il est beaucoup plus difficile dans le cas présent de déterminer les directions privilégiées mais plusieurs différences avec la modélisation en conditions de stratification 2D ressortent des deux graphiques (figures 10.69.a et 10.63). Premièrement, la radiale perpendiculaire au talus au niveau de la Terrasse de Mériadzek ne correspond plus à une direction privilégiée de propagation, pas plus que la radiale interceptant les deux talus issue de 46°N. Ensuite, et c'est sans doute le plus important, les directions de propagation à partir du talus Armoricaïn et du talus Ibérique ont changé. Pour ce dernier, les ondes se propagent désormais préférentiellement vers le Nord et plus vers le Nord-Est, ce qui entraîne une modification des interactions avec les ondes issues du talus opposé. Pour preuve, les ondes qui se propagent depuis le talus Armoricaïn (vers 47.1°N environ) émergent à la thermocline saisonnière à 170 km du talus (soit 10 km avant le rayon de la section S' pour LEVITUS94), mais ensuite elles sont rapidement amorties. D'après la figure 10.69.b, la génération depuis le talus Armoricaïn entre en conflit avec les ondes générées au talus Ibérique et il n'est pas possible de suivre la propagation le long de toute la radiale. Par conséquent, les caractéristiques de la marée interne sont plus difficiles à mettre en évidence sur la plaine. Une analyse WEOF devrait permettre de lever une bonne partie des incertitudes liées aux caractéristiques de ces ondes. Nous avons déjà procédé à une analyse en ondelettes de cette modélisation et les résultats confirment une meilleure description de la physique des marées internes semi-diurnes et quart-diurnes en utilisant la méthode développée dans le cadre de cette thèse.

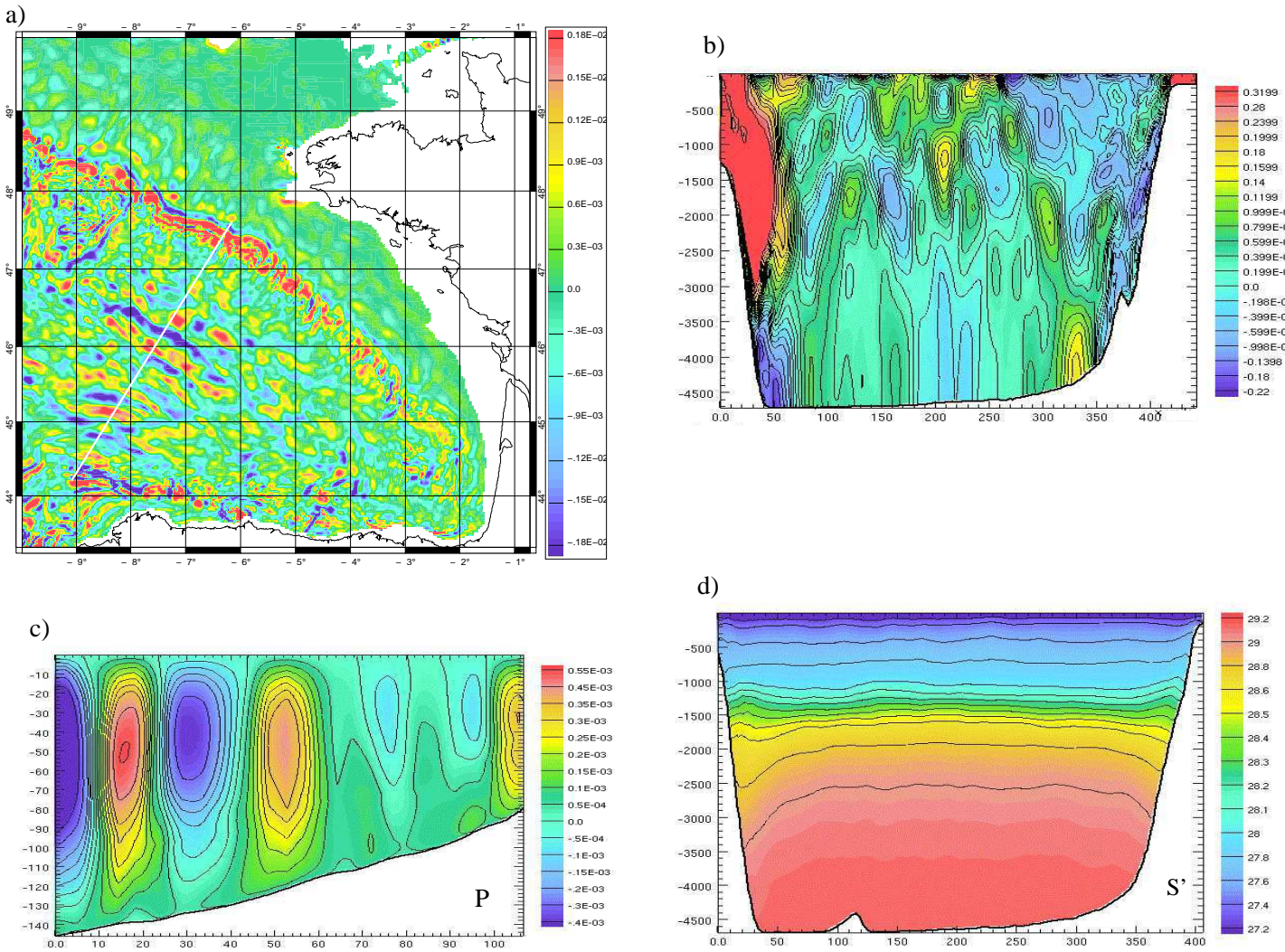


FIG. 10.69 – Etat du modèle le 10 août à 12 h après 9.5 jours de simulation initialisée et forcée par la climatologie POP : a) vitesse verticale ($m.s^{-1}$) à 70 m de profondeur, b) vitesse horizontale ($m.s^{-1}$) longitudinale à la coupe verticale le long de la radiale (en blanc) de la figure (a), c) vitesse verticale ($m.s^{-1}$) le long de la coupe P (définie pour l'expérience MINT94) sur le plateau et d) densité ($kg.m^{-3}$) le long de la section S'.

Sur le plateau les longueurs d'ondes sont de $\lambda_{Hplat} = 33 \pm 3$ km le long de la section P (figure 10.69.c), contre 37 km environ dans le cas de la climatologie LEVITUS94. Le plateau est donc lui aussi affecté par les variations de stratification entre les deux climatologies.

En outre, l'approfondissement des isopycnes dans les couches profondes de l'océan vers le Sud-Ouest de la radiale S' constaté au début de la simulation est renforcé par les mouvements horizontaux et verticaux associés à la propagation depuis le talus Ibérique (mis en évidence par les valeurs élevées de la vitesse des figures 10.69.a et b). Il est lié aux forts marnages présents au-dessus du talus Ibérique.

Conclusion

Le caractère de cette climatologie variable sur l'horizontale modifie donc de façon non

négligeable les marées internes dans le golfe de Gascogne.

Mais la stratification tri-dimensionnelle POP est au $1/10^{\circ}$ et donc les processus méso-échelles ne sont pas représentés par ce modèle, alors même que nous les représentons. Afin de prendre en compte ces incertitudes en lien directe avec la génération et la propagation de la marée interne, nous faisons appel à une méthode stochastique d'ensemble.

10.5.3 Influence de la stratification initiale sur les caractéristiques des marées internes : génération et propagation étudiées à l'aide de modélisations stochastiques d'ensemble

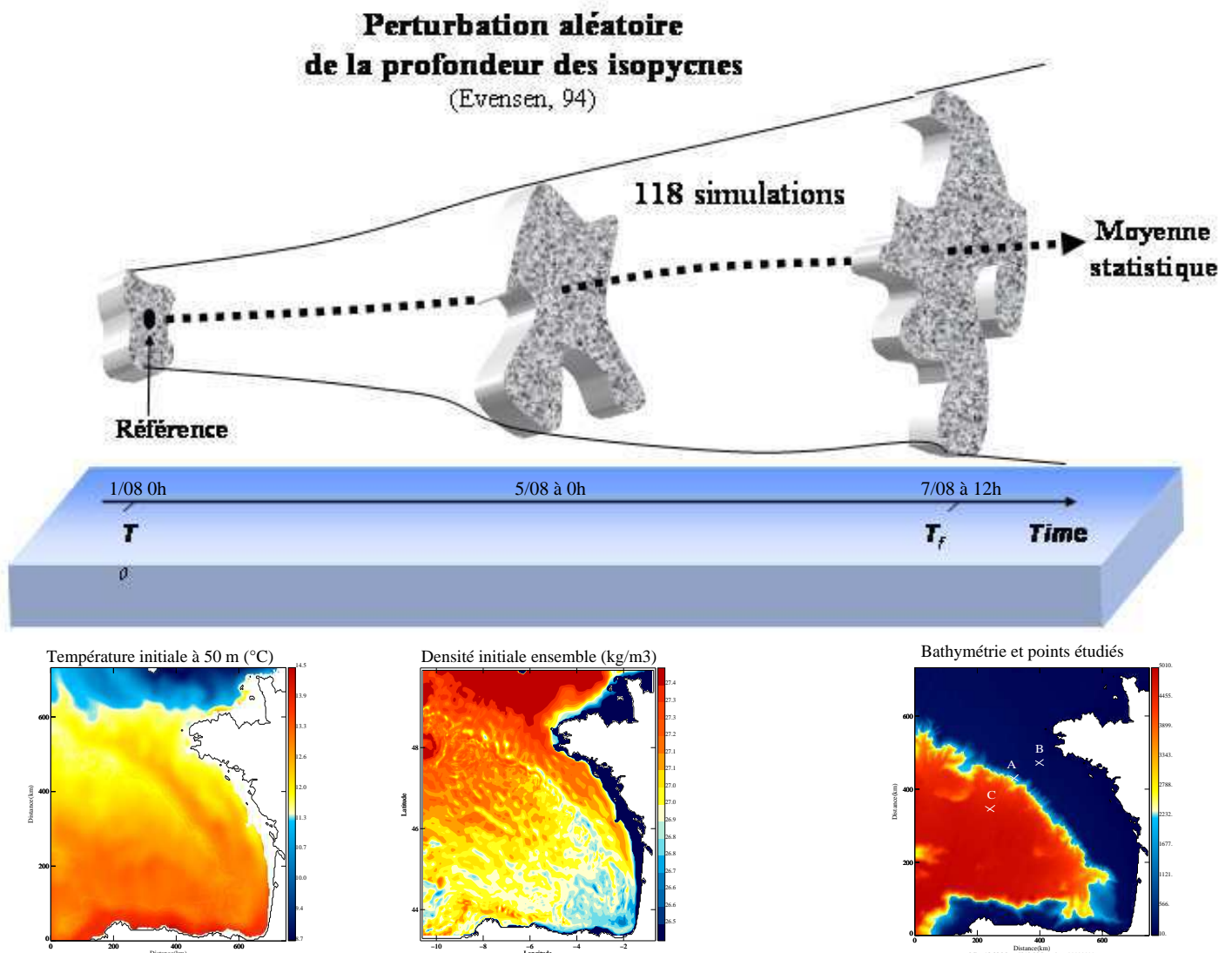


FIG. 10.70 – Méthodologie appliquée lors de la modélisation d'ensemble POP pour le mois d'août 2003. La simulation de référence est perturbée au bout de 4 jours et le modèle est redémarré à partir de 118 états initiaux différents créés à partir de l'état de la simulation de référence au 5 août par déplacement de la profondeur des isopycnes. Les statistiques d'ensemble portent ensuite sur la puissance des coefficients en ondelettes à la fréquence semi-diurne pour les 3 points A, B et C.

Pour représenter le sous-espace d'erreur du modèle associé aux incertitudes sur la stratification initiale, nous réalisons un ensemble de simulations dont la stratification est perturbée par rapport à la modélisation de référence du paragraphe précédent. Pour ce faire, cette dernière est interrompue au bout de 4 jours de simulation et l'état obtenu est perturbé pour générer un ensemble de 118 états initiaux. Le modèle est ensuite intégré pendant 2.5 jours à partir de ces 118 points de départ différents (la méthodologie est reprise sur la figure 10.70).

La réalisation de cette phase requiert des temps de calcul importants dans le cadre de la modélisation de la marée interne, et un cluster d'une vingtaine de PCs a permis de mener à bien ce travail.

Les perturbations sont générées d'après l'algorithme décrit par *Evenesen* (1994) en faisant appel à la méthode décrite dans la thèse de *Echevin* (1999) et par *Auclair et al.* (2003). Afin de ne pas modifier les masses d'eau, les températures et salinités initiales de l'ensemble sont modifiées de façon cohérente en déplaçant les surfaces isopycnales vers le haut et vers le bas selon un champ de déplacement aléatoire mais corrélé. Ce champ de perturbation est corrélé horizontalement (respectivement verticalement) avec un rayon de corrélation de 30 km (respectivement 100 m), et disparaît dans la couche de surface (on considère qu'elle a une épaisseur de 50 m). Ce type de perturbations n'est pas ajusté dynamiquement, le champ perturbé n'est pas une solution des équations du modèle. En fait, l'ajustement géostrophique des vitesses au champ de masse perturbé est réalisé dans les premières heures de simulation ($f^{-1} \simeq 2.6h$).

Les statistiques sont ensuite effectuées sur les coefficients en ondelettes de la vitesse verticale semi-diurne. Ce choix est motivé par la complexité du processus étudié et la nécessité de simplifier le problème au maximum dans un premier temps, pour ne se consacrer qu'aux marées internes semi-diurnes. Mais les statistiques auraient tout aussi bien pu porter sur le contenu fréquentiel des différents champs (pour étudier par exemple les transferts énergétiques non linéaires depuis les marées internes semi-diurnes vers les quart-diurnes), l'inclinaison des rayons, la longueur d'onde, le marnage...qui sont autant de caractéristiques de la marée interne.

Moyenne et écart-type de l'ensemble

Les résultats sont présentés en trois points du domaine : le point A situé au-dessus du talus, le point B situé au-dessus du plateau et le point C localisé sur la plaine abyssale (leur stratification initiale est présentée en figure 8.3).

La figure 10.71 donne les statistiques calculées sur la puissance des coefficients en ondelettes, moyennés sur 10 h, pour une analyse à la période semi-diurne.

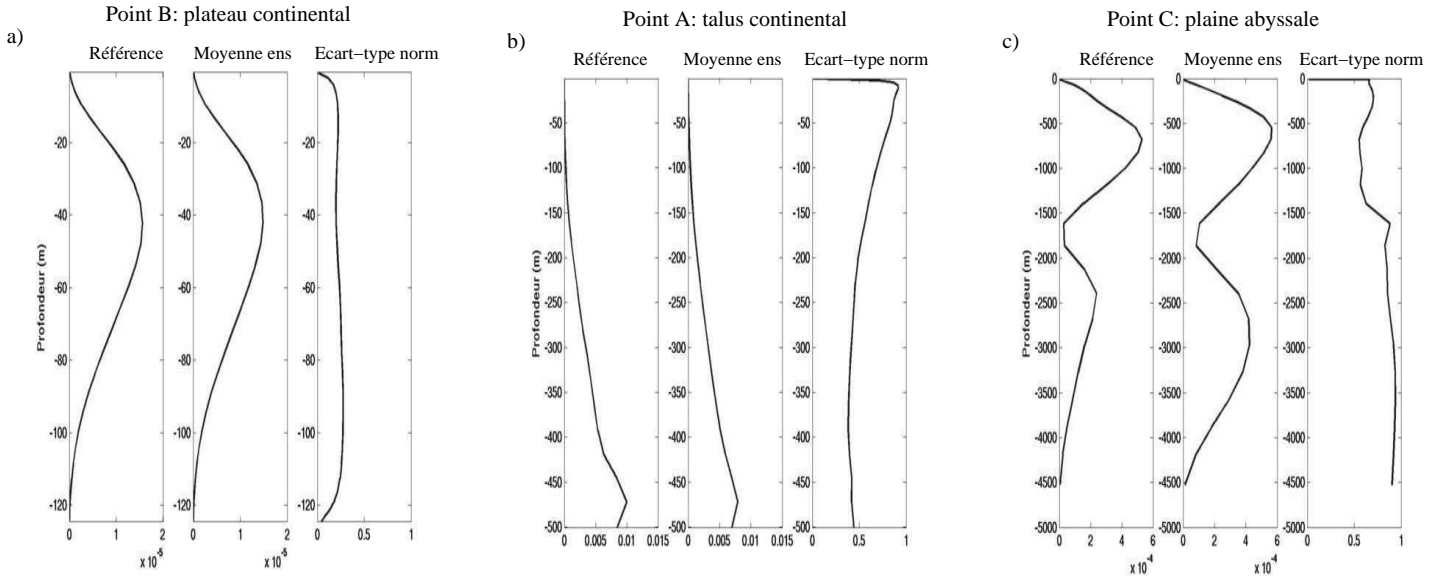


FIG. 10.71 – Statistiques obtenues sur la plaine, le talus et le plateau du golfe de Gascogne pour la modélisation d'ensemble POP du mois d'août 2003. La puissance des coefficients en ondelettes ($|Wf|^2$) est représentée à la période semi-diurne pour les points A, B et C de la figure 10.70 : a) puissance pour la simulation de référence, b) moyenne d'ensemble et c) écart-type normalisé. Les coefficients sont moyennés entre 1 h et 11 h le 6 août 2003.

L'écart-type normalisé qui donne les moments d'ordre deux est défini comme suit :

$$\sigma(z) = \frac{\sum_{i=1}^N (Wf_i - Wf_{moy})^2}{N-1} \times \frac{1}{Wf_{moy}^2} \quad (10.4)$$

avec $N = 118$ le nombre de membres de l'ensemble.

Le maximum d'énergie est situé au-dessus du talus (point A), vers 470 m de profondeur (figure 10.71.b). Il correspond à la propagation du rayon d'énergie issu d'une zone très proche du talus. Conformément aux résultats vus tout au long de cette étude, la marée interne semi-diurne est moins énergétique sur le plateau que sur la plaine, la puissance des coefficients en ondelettes y est donc inférieure. La propagation depuis le talus se fait suivant un rayon énergétique dirigé vers le plateau et deux rayons énergétiques au-dessus de la plaine, l'un d'eux étant dirigé vers le fond et l'autre vers la surface. La réflexion de ce dernier proche de la surface pourrait expliquer la présence de deux maxima sur la figure 10.71.c au-dessus de la plaine, qui représente la propagation suivant deux rayons d'énergie. D'ailleurs, conformément à ce qui est décrit par *Prinsenberget Rattray* (1975), le rayon inférieur est plus large car déformé.

Pour les trois points, le **moyenne d'ensemble** est proche de la simulation de contrôle (par comparaison des deux premiers graphiques des figures 10.71.a ,b et c). Les différences s'expliquent par la présence des processus non-linéaires (transferts non-linéaires d'énergie vers les marées internes quart-diurnes par exemple), qui tendent à faire s'écarter la distribution des statistiques d'erreur d'une gaussienne.

Aux trois points d'étude, les écarts à la moyenne sont plus importants dans les régions de maximum d'énergie, c'est pourquoi on normalise l'écart-type pour voir les zones les plus affectées par une variation de la stratification. L'écart-type normalisé permet d'interpréter les erreurs en terme de pourcentage par rapport à la moyenne d'ensemble.

La figure 10.71.a indique que les erreurs sont faibles sur le **plateau** comparé à la plaine et au talus (de l'ordre de 20 %). Ceci est cohérent avec les expériences menées précédemment, puisque mis à part dans le cas de formation d'une couche de mélange en surface (qui pourrait au passage expliquer en partie que la distribution des statistiques ne suit pas complètement une loi gaussienne en ce point), les ondes internes se propagent avec des longueurs d'ondes assez proches dans les cas climatologiques LEVITUS94 et POP.

Au-dessus du **talus** (figure 10.71.b), les erreurs atteignent 90 % dans les dix premiers mètres de profondeur, mais s'agissant d'une couche de faible signature des marées internes, cette valeur n'est pas significative. Par contre, l'erreur associée au rayon d'énergie proche du lieu de génération est de presque 50%. C'est l'endroit où l'écart-type à la moyenne est le plus important, ce qui signifie que les incertitudes associées à la stratification initiale peuvent avoir des conséquences très importantes sur les caractéristiques de propagation des marées internes. Bien que les maxima d'énergie des simulations perturbées restent localisés à peu près aux mêmes endroits que dans la simulation de contrôle, pour les trois points présentés (proches du lieu de génération), les vitesses verticales varient fortement en intensité. Des erreurs importantes de marnage et des composantes de la vitesse horizontale doivent y être associées. Il serait intéressant de les étudier et de les quantifier dans le cas d'un ensemble sur un modèle imbriqué dans le cadre de l'étude de la campagne MINT94 afin de quantifier les incertitudes sur les vitesses et les marnages modélisés.

Enfin, les erreurs les plus importantes par rapport à la moyenne d'ensemble sont localisées sur la **plaine** (point B, figure 10.71.c), où elles atteignent plus de 90%. Deux causes peuvent expliquer ces valeurs très importantes. La première réside dans la manière de perturber les champs de densité. En effet, les plus grands déplacements des isopycnes sont opérés au-dessus de la plaine abyssale. Mais ils ne peuvent à eux seuls expliquer les différences constatées. La perturbation, même moindre, de la position des rayons d'énergie au-dessus du talus peut revêtir une importance accrue loin du lieu de génération car tous les processus d'interactions et la position des lieux de réflexion s'en trouvent modifiés, en particulier au fond. La thermocline saisonnière apparaît de la même manière qu'au point A comme un lieu de modifications importantes des caractéristiques de la marée interne modélisée suite au déplacement vertical des masses d'eau.

Ensemble réalisé sur la simulation MINT94 imbriquée contenant le point PF6

Afin d'étudier l'influence des incertitudes associées à la stratification initiale sur les courants modélisés et comparés aux observations au point PF6 de la campagne MINT94, un ensemble de 115 membres est réalisé sur la simulation imbriquée contenant la radiale S2. La perturbation est introduite dès le départ de la simulation à l'intérieur du domaine, puis on suit l'évolution du modèle imbriqué du 1 au 9 septembre 1994 pour un ensemble composé de 115 états initiaux perturbés. L'utilisation de modèles imbriqués trouve ici tout son sens puisque les coûts de calcul sont considérablement réduits par rapport à une modélisation de plus grande emprise. Elle nous permet en plus de travailler à une résolution plus fine. Par contre, près des frontières, les champs (la stratification entre autre) sont rappelés vers ceux

du modèle de plus grande emprise et il ne faut donc pas considérer cette région dans les statistiques calculées.

Les statistiques portent sur la densité et les composantes horizontales de la vitesse, entre le 6 et le 9 septembre 1994, soit durant la vive-eau. D'après la figure 10.72, les champs moyens sont proches de la simulation de contrôle. Toutefois, le champ de vitesse est plus lisse dû à l'effet de moyenne. D'après la figure 10.72.a, les erreurs les plus importantes sont concentrées dans la thermocline saisonnière, là où les variations de densité sur la verticale sont les plus importantes, avec une périodicité de 12 h environ ce qui permet d'attribuer leur origine à la propagation des marées internes semi-diurnes.

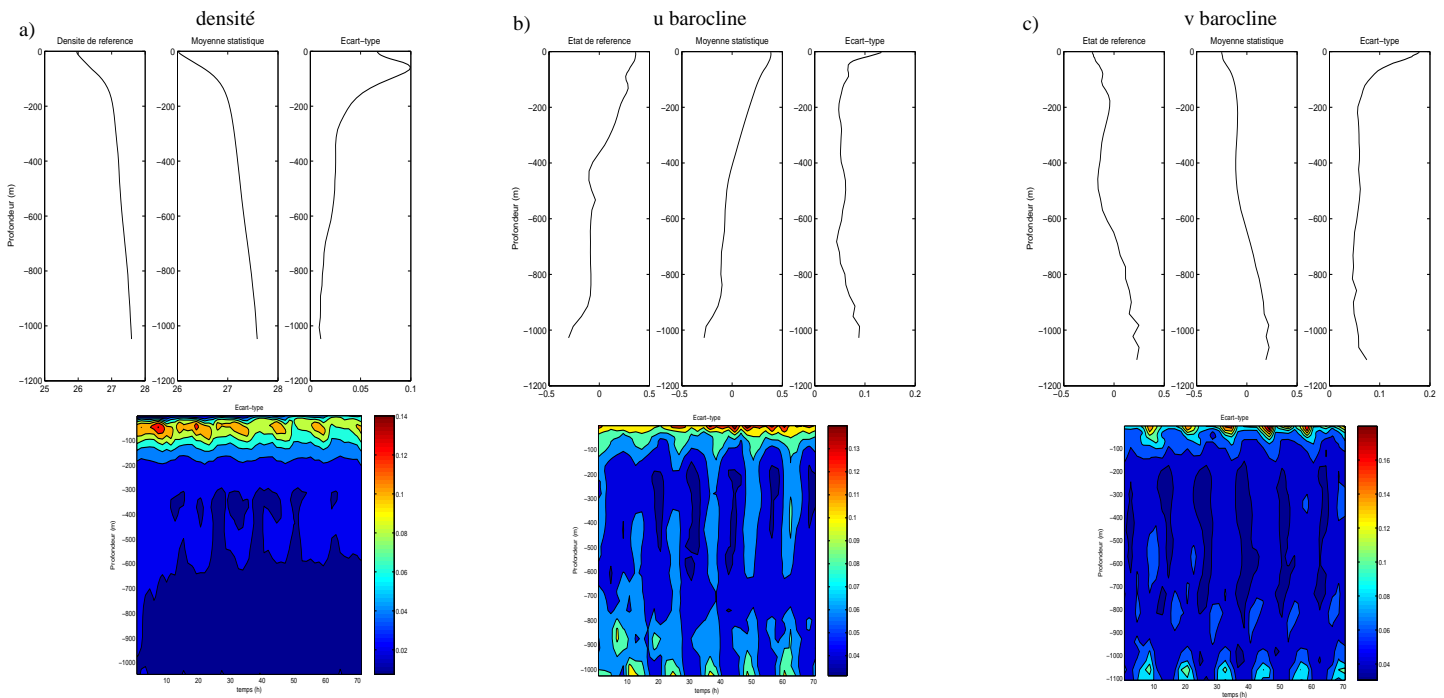


FIG. 10.72 – Statistiques obtenues au point PF6 pour la modélisation d'ensemble du modèle imbriqué MINT94 du 6 au 9 septembre 1994 à 0 h. Etat de référence de la simulation non perturbée, moyenne d'ensemble et écart-type pour trois champs : a) la densité (kg.m^{-3}), b) la composante Ouest-Est du courant barocline (m.s^{-1}), et c) la composante Nord-Sud du courant barocline (m.s^{-1}). Les graphiques du bas représentent l'évolution temporelle de l'écart-type.

Parallèlement, les courants baroclines des figures 10.72.b et c sont maximum en surface et au fond, avec un cisaillement de vitesse barocline à 400 m de profondeur pour la composante Ouest-Est et à 650 m pour la composante Nord-Sud. La tendance pour l'écart-type de ces deux variables est similaire avec un maximum en surface localisé au moment du passage des marées internes les plus énergétiques après la vive-eau et un deuxième maximum près du fond. Ce sont donc les régions privilégiées d'erreurs du modèle lors de la comparaison aux observations au point PF6, ce qui est en accord avec les valeurs trop faibles trouvées dans ces régions par rapport aux observations courantométriques de la campagne MINT94. L'écart-type atteint plus de 18 cm.s^{-1} pour la composante Nord-Sud (figure 10.72), ce qui correspond à des erreurs de plus de 80%. De plus, comme nous l'avons indiqué plus haut, la position des

isopycnes n'est pas modifiée dans les 50 premiers mètres, et le type de perturbation appliquée n'est pas directement responsable de ces maxima.

De plus, les écarts-type normalisés les plus importants (non montrés ici) apparaissent au niveau des profondeurs de cisaillement des vitesses, donc leur position est décalée par une modification de la stratification via une inclinaison des rayons modifiée.

Cette étude en est encore à ses débuts. Mais les premiers ensembles réalisés pour étudier les incertitudes liées à la stratification initiale sur les champs physiques associés à la propagation des marées internes indiquent clairement que ces incertitudes sont capables d'expliquer une bonne partie des erreurs trouvées lors de la comparaison aux observations. Moyennant la connaissance des incertitudes associées aux mesures, cette technique permettrait de faire des comparaisons aux courantomètres de manière quantitative et d'avoir une meilleure idée de notre capacité à modéliser le processus de marée interne de façon réaliste. En outre, le couplage des méthodes d'ensemble avec l'analyse WEOF pourrait permettre une investigation par gammes de fréquences et par types de processus (non-linéarités, interférences...).

10.6 Bilan de la modélisation des marées internes

Les ondes internes générées par l'interaction de la marée barotrope avec la topographie du fond se propagent aux fréquences semi-diurne (composante principale) et quart-diurne, mais la propagation des marées internes à la période diurne reste encore à étudier car elle n'est pas mise en évidence clairement par cette étude. La génération de la marée interne quart-diurne est due à la propagation de la marée barotrope à cette fréquence, mais des marées internes quart-diurnes sont également générées depuis les marées internes semi-diurnes par non-linéarité. Les caractéristiques de propagation des marées aux différentes fréquences sont en accord avec la théorie, et les marées internes semi-diurnes ont une longueur d'onde de l'ordre de 150 à 200 km pour le premier mode barocline en profondeur (45 à 70 km dans la pycnocline saisonnière, avec une dominance du mode 3), selon les conditions de stratification.

La signature des ondes internes en surface est particulièrement visible au-dessus de la plaine abyssale où la contribution à l'amplitude de l'élévation de surface peut atteindre 3 cm. Ce sont surtout les marées internes semi-diurnes qui mettent les masses d'eau de la surface en mouvement. La contribution quart-diurne est inférieure à 1 cm.

La comparaison des courants baroclines et des structures en densité modélisés aux observations de la campagne MINT94 ainsi qu'à la modélisation MICOM fait apparaître la nécessité d'une résolution horizontale mais également verticale accrue afin de bien représenter la position des zones de génération et des rayons de maxima d'énergie. Nous avons également rencontré un problème de surestimation du mélange induisant une dérive des isopycnes au niveau de la région de maximum de génération des ondes internes. Les tests de sensibilité effectués sur les différentes paramétrisations de la diffusion horizontale et verticale et de l'advection montrent le rôle prépondérant joué par ces dernières dans le processus de mélange et permettent de réduire notablement les problèmes.

Enfin, les caractéristiques de génération et de propagation de la marée interne sont fortement dépendantes de la stratification initiale. L'utilisation d'une stratification tri-dimensionnelle

modifie de façon importante les figures de propagation, notamment à partir du talus Ibérique. De plus, une modification de la profondeur des isopycnes (appliquée dans le cadre de modélisations d'ensemble) perturbe les profils de densité et de vitesse, avec des erreurs qui atteignent près de 50% non loin des zones de génération et encore plus au cours de la propagation. D'après les premiers résultats, il est donc primordiale de disposer d'une stratification la plus réaliste possible pour modéliser les marées internes. Ce travail doit cependant être poursuivi afin de relier les erreurs aux types de perturbations introduites.

Sixième partie
Conclusion et perspectives

10.7 Bilan de l'étude

Les objectifs de ce travail de thèse s'articulaient autour de deux grands axes : la volonté de se doter d'un outil d'analyse permettant une approche orientée "échelles" de processus, c'est-à-dire d'identifier les structures physiques cohérentes en fonction de leurs échelles spatiales et temporelles, et l'étude de la marée interne dans le golfe de Gascogne pour mettre en évidence la physique qui gouverne les processus associés. En particulier, il s'agissait de mettre en évidence les caractéristiques des différentes composantes du spectre de marée interne et de préciser l'influence de la stratification et de la bathymétrie sur la génération et la propagation des marées internes. Ces deux objectifs ont pu être atteints.

L'outil d'analyse WEof

La méthode d'analyse WEof a été testée dans un premier temps sur différentes configurations de génération et de propagation d'ondes externes et internes dans un océan à fond plat, sans rotation, et de stratification $N = \text{constante}$. Les résultats ont mis en évidence l'efficacité de la décomposition WEof à séparer les processus à des fréquences différentes ou bien à la même fréquence s'ils sont localisés dans le temps et dans l'espace. En particulier, la décomposition en composante principale a permis d'identifier la propagation des différents modes des ondes internes. Il est cependant nécessaire de prendre en compte certaines limitations, parmi lesquelles le respect du cône d'influence de l'ondelette, la prise en considération des boîtes d'Heisenberg en tant qu'atomes de base de l'analyse et la localisation précise des processus.

Dans le cadre de l'étude des marées internes semi-diurnes et quart-diurnes et de leur signature en surface, les WEofs nous ont permis de mettre en évidence des caractéristiques importantes de ces marées internes.

Les marées à la surface de l'océan

Une étude réalisée à l'aide d'une configuration bi-dimensionnelle du modèle SYMPHONIE forcé par la marée a permis dans un premier temps de comprendre la physique des marées à la surface de l'océan dans le golfe de Gascogne. Les ondes se propagent du Sud vers le Nord dans cette région. La marée semi-diurne M2 est la plus énergétique, et les amplitudes sont maximales à la côte et dans la baie du mont Saint-Michel. A la fréquence semi-diurne, le flux d'énergie est dirigé vers La Manche. Nous avons aussi étudié l'onde quart-diurne supérieure M4 qui résulte de l'interaction de l'onde semi-diurne M2 avec elle-même. Les amplitudes modélisées dépendent fortement des conditions appliquées aux frontières du modèle, et l'énergie pénètre dans le golfe de Gascogne depuis la Manche et surtout depuis le Sud du domaine à cette fréquence. Lors de cette étude, nous avons également pu constater la présence d'ondes piégées au-dessus du talus Armoricaïn et Ibérique à la fréquence de l'onde diurne K1.

La comparaison des solutions de marée modélisées par SYMPHONIE en terme d'élévation de surface et de courant aux solutions de forçage (fournies par MOG2D) et aux observations a montré la capacité de la configuration utilisée à représenter correctement la propagation des ondes de gravité en surface aux différentes fréquences. Les solutions de marée dépendent fortement de celles qui servent à initialiser et à forcer le modèle au-dessus de la plaine

abyssale, tandis qu'elles sont sensibles à la dynamique du modèle par petits fonds.

Lors du passage à une configuration tri-dimensionnelle, nous avons constaté que les amplitudes des marées modélisées étaient surestimées à la côte par rapport aux observations et à la solution de forçage, aux endroits de frottement maximum des courants sur le fond. Cette étude a également permis de mettre en évidence la signature des marées internes semi-diurnes et quart-diurnes en surface au-dessus de la plaine abyssale. Toutefois, la stratification est fortement perturbée à la fin de la simulation, et les ondes internes modélisées ne sont plus réalistes.

Une étude a donc été réalisée par analyse WEof de l'élévation de la surface. La contribution de la marée interne semi-diurne à l'élévation de la surface libre au-dessus de la plaine est de quelques centimètres et celle des ondes quart-diurnes est environ dix fois inférieure. Au-dessus du plateau, la propagation de la marée barotrope domine très largement la physique et la signature des ondes internes y est très faible (quelques millimètres pour les ondes semi-diurnes). L'amplitude des ondes internes en surface est donc très petite comparée aux marnages internes (qui peuvent atteindre plus de 200 m).

Les marées internes

Les ondes internes générées par l'interaction de la marée barotrope avec la topographie du fond se propagent principalement aux fréquences semi-diurne et quart-diurne. Les zones de génération privilégiées sont situées au niveau des talus Armoricaïn et Ibérique.

L'analyse WEof a permis une description par gammes de fréquences. Les caractéristiques de propagation des marées internes sont en accord avec la théorie pour les ondes semi-diurnes et quart-diurnes. Celles-ci se propagent sur le plateau et sur la plaine, en suivant des rayons d'énergie dans les zones profondes. Une première configuration du modèle a permis de représenter les ondes internes pour le mois de septembre 1994 à l'aide d'une stratification bi-dimensionnelle. Dans ce cas, les marées internes semi-diurnes ont une longueur d'onde de l'ordre de 150 à 200 km au-dessus de la plaine pour le premier mode barocline qui se propage dans la couche profonde et de 50 km dans la pycnocline saisonnière, avec une dominance du mode 3. Le comportement des marées internes quart-diurnes est assez proche. La propagation en profondeur se fait suivant le premier mode barocline avec des longueurs d'ondes de 50 km, les modes supérieurs étant dissipés en premier lors de la propagation. La pycnocline saisonnière abrite la propagation d'un mélange de modes dominé par le troisième mode barocline, avec des longueurs d'ondes de l'ordre de 20 km. D'après l'analyse WEof réalisée sur les vitesses verticales, une des explications possible pour la présence de ce mode près de la surface serait la possibilité d'un forçage de ce dernier au niveau de la résurgence des rayons énergétiques à la thermocline. Les marnages internes les plus importants (plus de 200 m) sont associés à la propagation des marées internes semi-diurnes, mais les marées quart-diurnes renforcent l'amplitude de la marée interne de 50% localement.

L'analyse WEof a montré des structures physiques relativement similaires pour les marées internes semi-diurnes et quart-diurnes, avec la génération de modes supérieurs aux endroits où les rayons d'énergie interceptent le bas de la pycnocline permanente ou saisonnière.

Egalement, deux processus de génération ont été identifiés pour la marée interne quart-diurne : une génération au talus dûe à la propagation de la marée barotrope quart-diurne, et également une génération par non-linéarité depuis les ondes internes semi-diurnes, dans les

zones de résurgence à la thermocline du premier rayon d'énergie et également dans la couche profonde.

Enfin, la propagation éventuelle des marées internes à la période diurne n'a pas pu être clairement mise en évidence par cette étude.

D'après la comparaison des courants baroclines et de la profondeur des isopycnes modélisés dans une configuration à 3 km de résolution aux observations de la campagne MINT94 ainsi qu'à une modélisation à 1.8 km de résolution réalisée à l'aide du modèle isopycnal MICOM, nous avons pu valider les caractéristiques générales des ondes internes modélisées. Puis, nous avons utilisé plusieurs configurations à plus haute résolution : une bonne représentation de la bathymétrie est primordiale, en particulier au niveau du talus, afin de prendre en compte les réflexions des ondes internes sur le fond et de rendre compte des directions de propagation et des zones de résurgence des rayons de façon fine. Une augmentation de la résolution verticale du modèle a quant à elle permis de préciser les zones de génération et les directions de propagation, avec une meilleure localisation de la position des rayons d'énergie sur la verticale.

Des tests de sensibilité ont mis en avant le rôle important joué par la paramétrisation et le calcul de la diffusion dans le modèle. Un réglage fin de sa valeur dans les équations de température et de salinité modifie le mélange avec une conséquence directe sur la position des isopycnes et le marnage, visible dans les régions de génération maximale d'ondes internes, dans les parties stratifiées de la colonne d'eau.

Enfin, les caractéristiques de génération et de propagation de la marée interne sont fortement dépendantes de la stratification initiale. Une comparaison des ondes internes modélisées en conditions de stratifications climatologiques estivale et hivernale a montré que la présence de la couche mélangée en surface en hiver ne permet pas aux ondes internes de se propager sur le plateau ou dans la couche de surface au-dessus de la plaine.

L'utilisation d'une stratification tri-dimensionnelle (POP) modifie de façon importante les figures de propagation, en particulier à partir du talus Ibérique où les gradients de densité horizontaux sont importants (la propagation est décalée vers l'Ouest dans nos expériences). De plus, des modélisations d'ensemble ont mis en évidence l'importance de la stratification initiale sur les caractéristiques des marées internes modélisées. Le déplacement vertical des masses d'eau induit des erreurs sur les profils de densité et de vitesse, qui atteignent près de 50% non loin des zones de génération, et encore plus au cours de la propagation sur la plaine.

D'après ses résultats, il est donc important de représenter la stratification et la bathymétrie le plus fidèlement possible pour arriver à modéliser l'ensemble des processus mis en jeu. La maîtrise d'une stratification tri-dimensionnelle est un élément clé de la modélisation des marées internes dans le golfe de Gascogne. De plus, l'outil d'analyse WEof a montré son potentiel et sa capacité à extraire la physique d'un processus complexe comme la marée interne.

10.8 Perspectives

Initialisation et assimilation dans les modèles

La possibilité offerte par la méthode WEof de séparer les processus transitoires des processus stochastiques est fondamentale, puisque les premiers ont une réalité physique et interviennent dans les bilans énergétiques. Dans le cadre de développements futurs en assimilation, cette méthode pourrait servir à améliorer la prise en compte des processus transitoires, en basant le contrôle de la trajectoire du modèle sur une sélection des échelles.

En particulier, on pourrait songer à intégrer le module d'analyse WEof dans l'outil d'initialisation variationnelle VIFOP qui nous a servi à initialiser et forcer le modèle par la climatologie POP. Le forçage à la basse fréquence pourrait alors être assuré par des modèles de circulation alors que la haute fréquence serait initialisée et forcée à partir d'un autre modèle d'ondes de gravité.

Sensibilité des marées internes générées à la bathymétrie

Les ensembles réalisés pour connaître les erreurs associées aux incertitudes sur la stratification initiale pourraient être reproduits en perturbant la bathymétrie au lieu de la profondeur des masses d'eau. De cette manière, nous pourrions préciser le constat obtenu à partir des simulations à haute résolution concernant l'importance de la bathymétrie dans la bonne représentation des processus de marée interne.

Ce type d'ensembles a été réalisé par *Mourre* (2004). Toutefois, l'approche que nous souhaiterions mettre en place n'est pas basée sur l'utilisation de plusieurs bathymétries pour déterminer les perturbations. Il est plutôt envisagé de lisser les structures fines à partir de méthodes de traitement du signal comme les ondelettes, afin de voir quels détails topographiques sont nécessaires à la représentation du processus de marée interne.

Quantification des transferts énergétiques

Il reste aujourd'hui beaucoup d'incertitudes sur les mécanismes de génération et de propagation des marées internes. Les questions soulevées concernent le taux de transfert d'énergie depuis les marées externes vers les marées internes, la vitesse de ce transfert et la connaissance des endroits où cette énergie est dissipée, ainsi que leur impact sur le budget énergétique total de l'océan et l'évolution du système Terre-Lune. Le transfert énergétique des marées barotropes vers les marées baroclines est donc une des questions majeures restée en suspens ces dernières années.

Elle intéresse également les modélisateurs qui utilisent une paramétrisation des ondes internes dans les modèles globaux de marée.

Pour réaliser des bilans d'énergie au cours de la simulation, un module a été ajouté récemment pour effectuer les bilans à travers les parois d'une boîte. L'application de ces calculs de flux à la région du golfe de Gascogne permettrait de répondre à de nombreuses questions concernant les régions de maximum de transfert énergétique assorties de la quantification de l'énergie transférée.

Un autre aspect du travail à réaliser concerne l'étude de l'impact de la marée interne sur

la circulation générale, la méso-échelle et sur les échanges plateau-large.

Etude des processus de mélange et de déferlement : modélisation des fines échelles

Enfin, il serait intéressant d'étudier plus en détails les processus de mélange associés à l'existence des marées internes. En pratique, deux approches peuvent être envisagées. La première consiste à réaliser une imbrication d'un modèle non-hydrostatique dans le modèle SYMPHONIE en utilisant l'outil d'initialisation variationnelle VIFOP. La seconde consiste à utiliser un modèle aux volumes finis permettant de travailler avec une meilleure résolution dans les zones identifiées de mélange (par exemple le modèle UGO-M actuellement en développement).

Sur le talus et le plateau, cela devrait permettre de mieux identifier les régions et les périodes de mélange intense où l'activité biologique est modifiée localement, avec un grand intérêt pour les activités de la pêche et aussi pour les études sur la remise en suspension des sédiments.

Egalement, la quantification du mélange pourrait permettre la recherche de la meilleure paramétrisation possible du mélange vertical dans la modélisation tri-dimensionnelle réalisée à l'aide de modèles de circulation côtière (HYCOM par exemple).

Annexe A

Conversion d'énergie

La démonstration suivante est basée sur celle de *Wunsch et Ferrari* (2004).

Selon *Gill* (1982), l'équation d'évolution de l'énergie cinétique est la suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot [(p + \rho E)\mathbf{u} - \mu \nabla E] = -\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi + p \nabla \cdot \mathbf{u} - \rho \varepsilon,$$

avec $E = \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}$ (A.1)

et où ρ est la densité in-situ, μ la viscosité dynamique et ε un terme de dissipation par viscosité ($\varepsilon = \frac{\kappa N^2}{\Gamma} W/kg$ avec $\Gamma \simeq 0.2$ l'efficacité de mélange), p est la pression, \mathbf{u} est la vitesse et E l'énergie. Le potentiel de gravitation est noté Φ , le géopotential terrestre gz , et le potentiel de marée dépendant du temps, Φ_{maree} .

L'équation d'évolution de l'énergie interne, I , peut s'écrire :

$$\frac{\partial(\rho I)}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho I \mathbf{u} + \mathbf{F}_{rad} - \rho c_p \kappa_T \nabla T - \frac{\partial h_E}{\partial S} \rho \kappa_S \nabla S] = -p \nabla \cdot \mathbf{u} + \rho \varepsilon \quad (A.2)$$

Le terme $\rho c_p \kappa_T \nabla T$ dans l'équation A.2 représente les flux d'énergie interne dirigés par les gradients de température, c'est-à-dire la diffusion de chaleur, avec c_p la chaleur spécifique de l'eau de mer à pression constante. Le terme de diffusion de salinité décrit la conversion d'énergie en chaleur, c'est-à-dire la génération d'énergie interne due à la différence d'enthalpie $h_E = I + p/\rho$ entre l'eau pure et l'eau salée. Le terme de pression $p \nabla \cdot \mathbf{u}$ apparaît avec un signe différent dans les équations A.1 et A.2, correspondant à une conversion entre énergie interne et énergie cinétique. La chaleur produite par dissipation visqueuse d'énergie cinétique, $\rho \varepsilon$, est une source d'énergie interne. \mathbf{F}_{rad} représente un terme radiatif en surface depuis ou vers l'atmosphère.

L'équation d'évolution de l'énergie potentielle peut quant à elle s'écrire :

$$\frac{\partial(\rho \Phi)}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \Phi \mathbf{u}] = \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi + \rho \frac{\partial \Phi_{maree}}{\partial t} \quad (A.3)$$

Le premier membre de droite $\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi$ est aussi présent dans l'équation A.1 mais avec un signe opposé : c'est le premier moyen d'échange entre énergie potentielle et énergie cinétique. Le dernier terme correspond au forçage par la marée.

Annexe B

Décomposition modale de Prinsenbergh

Rappels

Dans ce modèle, le déplacement vertical d'une particule fluide η_P et la composante horizontale de la vitesse u relativement à leur état d'équilibre sont écrits à l'aide d'une décomposition modale :

$$\eta_P(x, z, t) = - \sum_{m=0}^{\infty} Z_m(x, t) \varphi_m(z) \quad (\text{B.1})$$

$$u(x, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} U_m(x, t) \frac{d\varphi_m}{dz} \quad (\text{B.2})$$

où m est le numéro du mode, chaque mode étant constitué d'une partie variable dans le temps sur l'horizontale et d'une partie stationnaire sur la verticale.

Ici, Z_m et U_m satisfont une simple équation d'onde :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 - c_m^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] [U_m, Z_m] = 0 \quad (\text{B.3})$$

et la condition de continuité couple Z_m et U_m :

$$\frac{\partial Z_m}{\partial t} = - \frac{\partial U_m}{\partial x} \quad (\text{B.4})$$

Les valeurs propres c_m et les fonctions propres φ_m sont liées par la relation :

$$\frac{d^2 \varphi_m}{dz^2} + \frac{N^2 - \omega^2}{c_m^2} = 0 \quad (\text{B.5})$$

avec

$$\frac{d\varphi_m}{dz} + \frac{g}{c_m^2} = 0 \text{ en } z = 0 \quad (\text{B.6})$$

$$\varphi_m = 0 \text{ en } z = -H \quad (\text{B.7})$$

Le mouvement est décomposé en une composante plateau (indiquée I) et une composante plaine (indiquée II). On distingue alors le mouvement au niveau de la zone de raccord de celui de la plaine et du plateau.

Etapas du développement

Dans un premier temps, les composantes horizontales (u) et verticales (w) du mouvement doivent satisfaire les conditions suivantes au niveau de la zone de raccordement plaine/plateau :

$$w^I = w^{II} \text{ pour } 0 \leq z \leq H_1 \quad (\text{B.8})$$

$$-u^I + \frac{1}{\alpha_2} w^I = u^{II} + \frac{1}{\alpha_2} w^{II} \text{ pour } 0 \leq z \leq H_1 \quad (\text{B.9})$$

$$-u^{II} + \frac{1}{\alpha_2} w^{II} = 0 \text{ pour } H_1 \leq z \leq H_2 \quad (\text{B.10})$$

où $\alpha_2 = \frac{H_2}{L_2}$ est l'inclinaison de la pente du fond.

Au-dessus de la plaine et du plateau, les mouvements correspondent à la somme d'une onde stationnaire de surface indiquée 0 et d'ondes internes progressives :

$$\eta_P^I = \left\{ A_0^I \left[1 - \frac{z}{H_1} \right] \cos k_0^I (x + L_1) + \sum_n A_n^I e^{-ik_n^I x} \varphi_n^I(z) \right\} e^{-i\omega t} \quad (\text{B.11})$$

$$\eta_P^{II} = \left\{ A_0^{II} \left[1 - \frac{z}{H_2} \right] \cos k_0^{II} (x + x_0) + \sum_m A_m^{II} e^{-ik_m^{II} x} \varphi_m^{II}(z) \right\} e^{-i\omega t} \quad (\text{B.12})$$

Les amplitudes du déplacement vertical en $x = 0$ sont données sur le plateau par $A_0^I \cos k_0^I L_1$ pour l'onde de surface et par A_n^I pour les ondes internes, tandis qu'au-dessus de la plaine il s'agit de $A_0^{II} \cos k_0^{II} x_0$ en surface et A_m^{II} pour les ondes internes.

En considérant que les marées internes ne peuvent arriver au talus après réflexion à la côte, la condition $u^I = 0$ en $x = -L_1$ est satisfaite uniquement par la marée externe.

Les fonctions propres φ_n^I et φ_m^{II} satisfont la relation B.5.

Les nombres d'ondes horizontaux sont donnés par (cf équation B.3) :

$$\begin{aligned} (k_0^I)^2 &= \frac{\omega^2 - f^2}{gH_1} & ; & & (k_0^{II})^2 &= \frac{\omega^2 - f^2}{gH_2} \\ (k_n^I)^2 &= \frac{\omega^2 - f^2}{(c_n^I)^2} & ; & & (k_m^{II})^2 &= \frac{\omega^2 - f^2}{(c_m^I)^2} \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Les conditions de raccord au talus sont décrites par deux conditions sur les ondes en surface :

$$\frac{A_0^{II}}{k_0^{II}} \sin(k_0^{II} x_0) = \frac{A_0^I}{k_0^I} \sin(k_0^I L_1) \quad (\text{B.14})$$

$$A_0^{II} \cos(k_0^{II} x_0) = A_0^I \cos(k_0^I L_1) \quad (\text{B.15})$$

et deux relations qui relient les amplitudes des ondes internes A_m^{II} et A_n^I aux amplitudes des ondes de surface en $x = 0$, $A_0^I \cos(k_0^I L_1)$:

$$\sum_{m=1}^{\infty} A_m^{II} P^{II}(j, m) = A_0^I \cos(k_0^I L_1) S^{II}(j) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n^I Q^I(j, m) \quad (\text{B.16})$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n^I P^I(r, m) = A_0^I \cos(k_0^I L_1) S^I(r) + \sum_{m=1}^{\infty} A_m^{II} T^I(r, m) \quad (\text{B.17})$$

où $P^{II}, P^I, S^{II}, S^I, Q^I$ et T^I sont des fonctions de couplage.

Annexe C

Calcul du marnage interne à l'aide des ondelettes

Les mouvements verticaux perturbent la position des isopycnes à la fréquence de la marée.

Le déplacement vertical est calculé par rapport à la position moyenne sur chaque cycle de marée. Dans le cas d'un modèle à coordonnées isopycnales tel que celui utilisé par *Pichon et Correard* (2006) pour modéliser cette campagne, le mélange n'est pas introduit directement et la position des isopycnes varie autour d'un état d'équilibre qui correspond à l'état initial.

Dans le cas de l'utilisation d'un modèle à coordonnées sigma, il n'est à priori pas évident de calculer les marnages, car nous ne pouvons pas suivre directement la position des isopycnes, et que celles-ci n'oscillent pas forcément autour d'un niveau moyen (dans la couche de mélange par exemple).

La stratégie employée ici consiste donc à passer de $\rho(z)$ à $z(\rho)$. Cette étape est réalisée de la manière suivante :

- on repère la profondeur des isopycnes au temps $t=0$ à chaque niveau sigma,
- on suit pas à pas la profondeur de l'isopycne : à chaque pas de temps (ou à un interval de temps suffisamment court, de l'ordre de quelques minutes dans le cadre de cette étude), l'algorithme cherche la profondeur de l'isopycne de proche en proche par rapport à sa position précédente sur la verticale (en alternant des profondeurs supérieures et inférieures).

Enfin, pour les besoins de l'étude, nous travaillons avec un forçage multifréquence. Afin de ne considérer que le déplacement des isopycnes lié à la propagation des ondes internes et de distinguer la contribution des différentes composantes du spectre de marée interne, les déplacements verticaux des isopycnes $z(\rho)$ sont analysés par la méthode des ondelettes.

Annexe D

Evolution temporelle des WEofs monivariés de la marée interne

Les résultats présentés ici sont en relation avec le calcul des WEofs monovariés sur la vitesse verticale. Ils sont donnés en complément de l'analyse de la partie 10.2.2.b.

Nous proposons une explication de l'évolution temporelle des WEofs 2 et 3 par des interférences entre les ondes issues du talus Armoricaïn le long de la radiale la plus énergétique.

D.1 Marée interne semi-diurne

D'après ce que nous avons appris, le WEof 1 est caractéristique de la propagation depuis les zones les plus énergétiques des marées internes. Pour les WEofs 2 et 3, nous avons proposé une génération de modes supérieures au niveau de l'intersection des rayons d'énergie avec le bas de la pycnocline, mais ils sont peut-être également associés à des processus d'interférences sur la plaine et au niveau des zones de génération plus énergétiques sur le talus.

L'information temporelle sur les WEofs de la figure D.1 nous fournit des indications supplémentaires. L'amplitude du premier WEof est en constante augmentation au cours de la période d'analyse, elle suit le cycle morte-eau/vive-eau, avec une tendance à se stabiliser vers la fin de la simulation lorsqu'on a dépassé la vive-eau dans les zones de génération, après le 7 août. Le WEof 2 a une amplitude maximum au début de l'analyse, vers le 3-4 septembre, centré autour du 3 vers 18 h, puis un minimum où elle est presque nulle, vers le 6 août à 11 h. Ensuite, l'amplitude croît de nouveau et dépasse sa valeur initiale en fin de période de traitement. Au moment du minimum temporel, le cycle de marée barotrope est proche de la vive-eau (ce qui est également le cas des marées baroclines dans les zones de génération). D'après ce qui a été dit précédemment, il se pourrait donc que des informations relatives au cycle de marée soit en partie contenues dans ce WEof, avec des amplifications maximales de la génération des marées internes dans les régions les plus énergétiques sur le talus. Par contre, cela n'explique pas les maxima observés sur la section S'. En fait, le temps mis par un rayon pour parcourir la distance de 350 km séparant les deux extrémités de la section est de 2.9 jours environ (avec $c_{g1,Hth} = 1.4 \text{ m.s}^{-1}$ d'après le tableau 10.2). C'est justement la période du WEof 3 (figure D.1.c). L'amplitude qui est associée à ce troisième WEof est maximale au début de l'analyse, à la fin et également lors du minimum pour le WEof 2, le 6 septembre vers 13h. Cela signifie, moyennant la prise en compte d'un spin up au début de

la simulation, que le rayon pourrait avoir presque effectué un aller-retour avant la période d'analyse. Si l'on part d'une situation où le rayon a fait un aller-retour vers le 3 septembre en milieu d'après-midi, il sera arrivé au talus Ibérique vers le 6 en début d'après-midi, et ensuite il repart vers le talus Armoricaïn. Or ce WEof (3) correspond à des maxima dans la région du talus Ibérique pour des ondes se propageant depuis le talus Armoricaïn en majorité. Il pourrait donc être associé à des interférences constructives se produisant aux extrémités de la section, tandis que le second correspondrait à des interférences constructives se produisant sur la plaine et corrélées à des phénomènes de résonance.

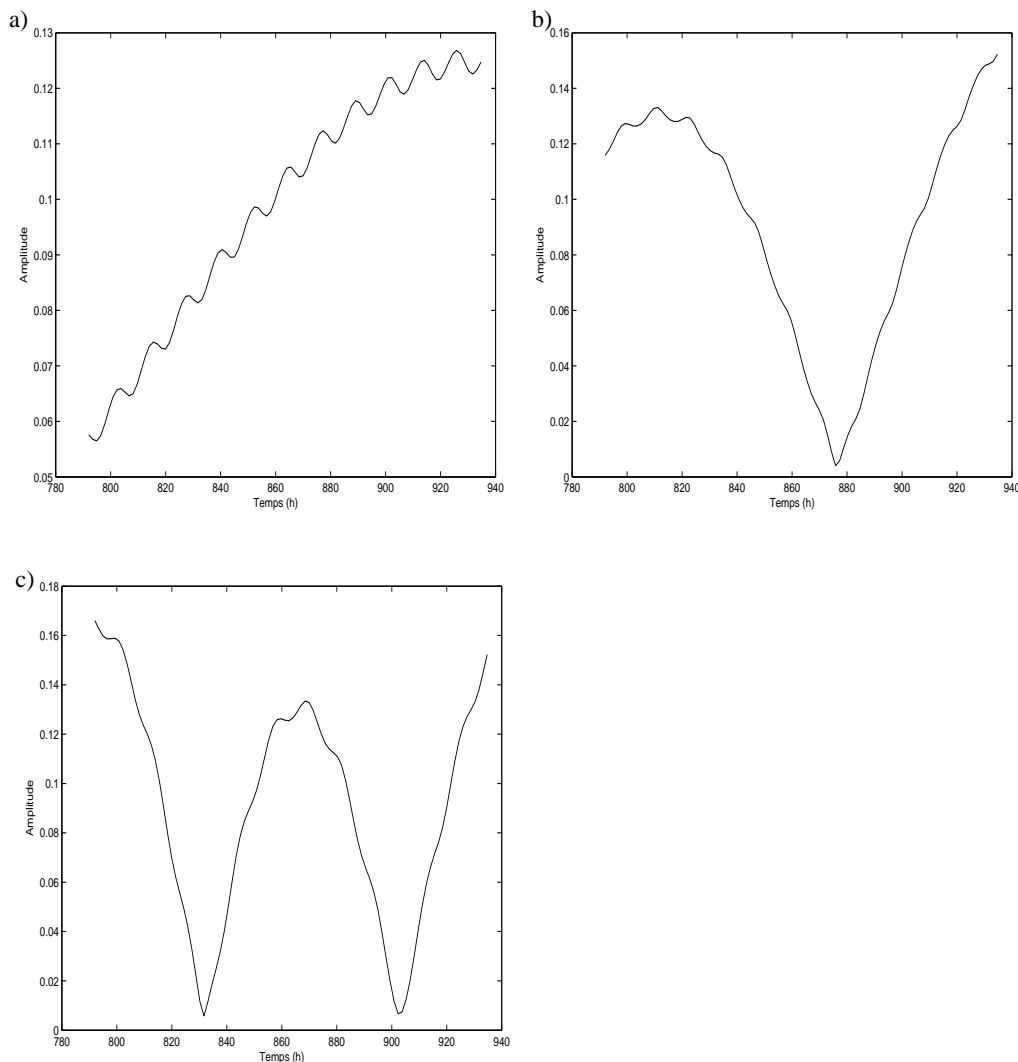


FIG. D.1 – Evolution temporelle (h) de l'amplitude des 3 premiers WEofs de la vitesse verticale semi-diurne : a) WEof1, b) WEof2 et c) WEof3. L'axe temporel débute le 2 septembre à 12 h.

D.2 Marée interne quart-diurne

L'évolution temporelle de l'amplitude des WEofs quart-diurnes (figure D.2) est du même type que pour l'onde semi-diurne. L'amplitude du premier WEof augmente au cours du temps, elle suit le cycle de marée. Le deuxième présente un maximum d'amplitude le 4 septembre à 14 h, suivi d'un minimum le 6 à 18h, avant une dernière augmentation vers les plus

grandes amplitudes. Ces valeurs extrêmes sont séparées d'environ 2.1 jours. C'est justement le temps mis par le premier mode d'une onde interne quart-diurne pour parcourir la distance inter-talus le long de la radiale S' (avec $c_{g1,Hth} = 2 \text{ m.s}^{-1}$). Cela pourrait expliquer la présence des phénomènes d'interférences dans ce deuxième WEof. Le troisième WEof est lui aussi similaire à ce qui était trouvé pour les ondes semi-diurnes, avec deux minima localisés le 4 septembre à 23 heures et le 7 septembre à 11h, entourant le maximum d'amplitude du 6 septembre à 7 heures. Par contre, les extrêmes sont séparés par 2.5 jours, soit une valeur supérieure aux 2.1 jours nécessaires au mode 1 pour parcourir cette distance. Peut-être que les interactions des ondes issues du talus avec celles qui sont générées localement interfèrent au cours de la propagation et que cela les ralentie.

Toutefois, cette hypothèse n'a pas pu être vérifiée pour l'instant, et nous avons donc expliqué principalement dans l'exposé les WEofs par la génération de modes supérieurs aux niveaux des pycnoclines, ainsi que par un transfert d'énergie associé à la génération de la marée interne quart-diurne dans la couche inférieure de l'océan.

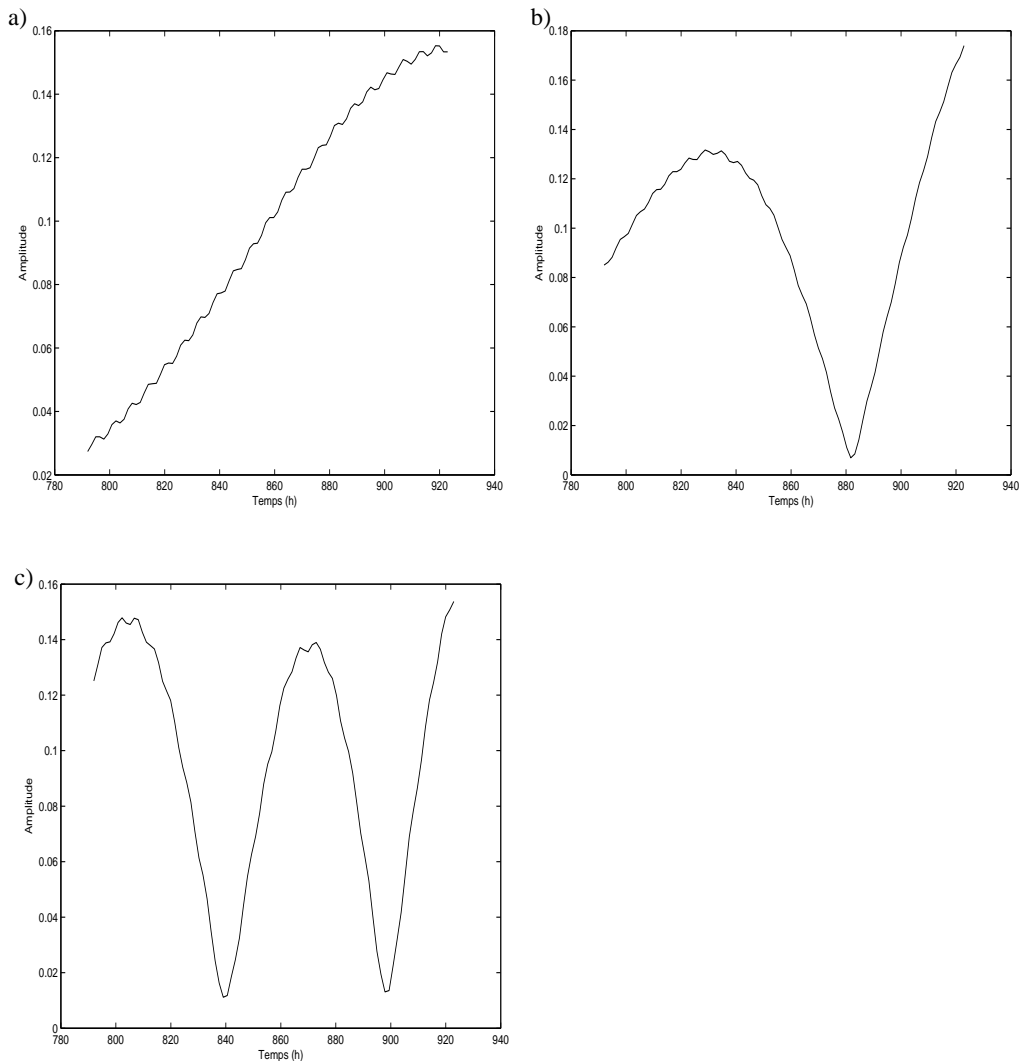


FIG. D.2 – Evolution temporelle (h) de l'amplitude des 3 premiers WEofs de la vitesse verticale quart-diurne : a) WEof1, b) WEof2 et c) WEof3. L'axe temporel débute le 2 septembre à 12 h

Annexe E

Evolution temporelle des WEofs monivariés de la marée barotrope

Les résultats présentés ici sont en relation avec le calcul des WEofs monovariés sur l'élévation de la surface. Ils sont donnés en complément de l'analyse de la partie 10.2.3.c.

E.1 Marée interne semi-diurne

L'évolution temporelle de l'amplitude des WEofs 1 à 3 est présentée en figure E.1. Le premier WEof suit bien le cycle de marée qui évolue vers la vive-eau au long de l'analyse. Le second et le troisième présentent une ressemblance forte avec celui trouvé pour la vitesse verticale semi-diurne, mais en déphasage (figure D.1). En prenant en compte que la présente simulation a débuté un jour plus tôt, cela explique 24 heures de décalage, auxquelles on peut rajouter la moitié du temps de parcours de la distance inter-talus à la fréquence semi-diurne, soit 1 jour, ce qui fait en tout les deux jours de différence trouvés entre les minima d'amplitudes des WEofs pour les deux champs.

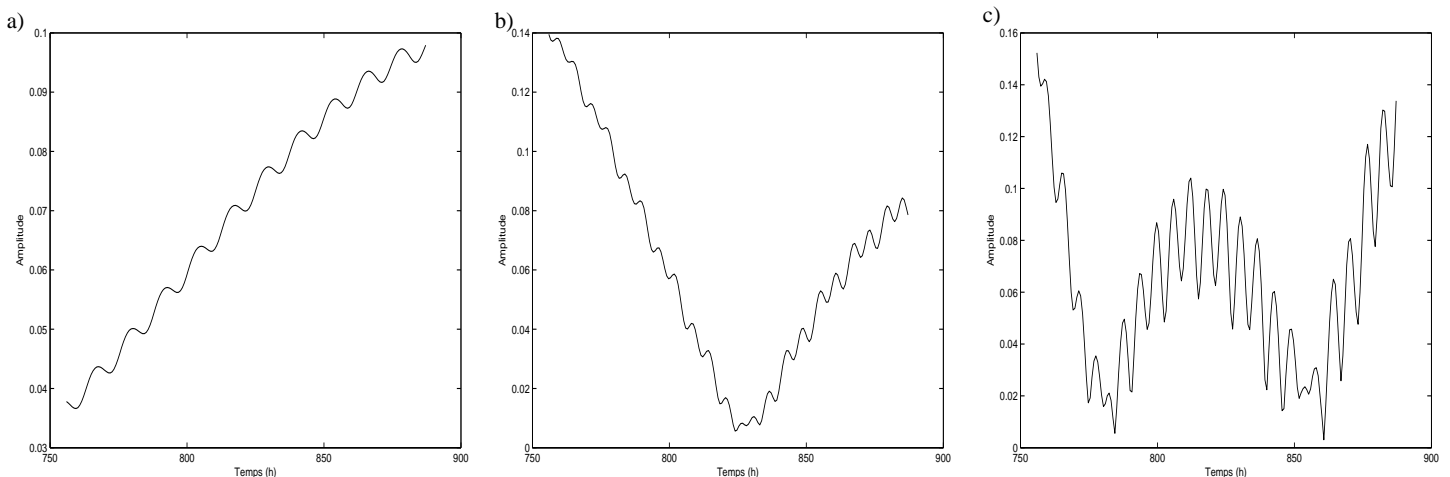


FIG. E.1 – Evolution temporelle (h) de l'amplitude des 3 premiers WEofs de l'élévation de la surface semi-diurne pour une simulation 3D : a) WEof1, b) WEof2 et c) WEof3. L'axe temporel débute le 1 septembre à 6 h.

E.2 Marée interne quart-diurne

Pour le premier WEof, le processus dominant suit le cycle de marée d'après son évolution temporelle (figure E.2.a). Il correspond à la propagation de la marée barotrope.

L'évolution temporelle du WEof 2, comme l'indique la figure E.2.b, correspond à celle de la marée interne semi-diurne, avec un minimum le 4 septembre à 12 h, et les pics de minima secondaires après cette date sont espacés de 12 heures environ. Cette similitude des deux cartes E.1.b et E.2 est révélatrice d'un WEof représentatif (au moins en partie) d'interactions entre les marées internes semi-diurnes et quart-diurnes.

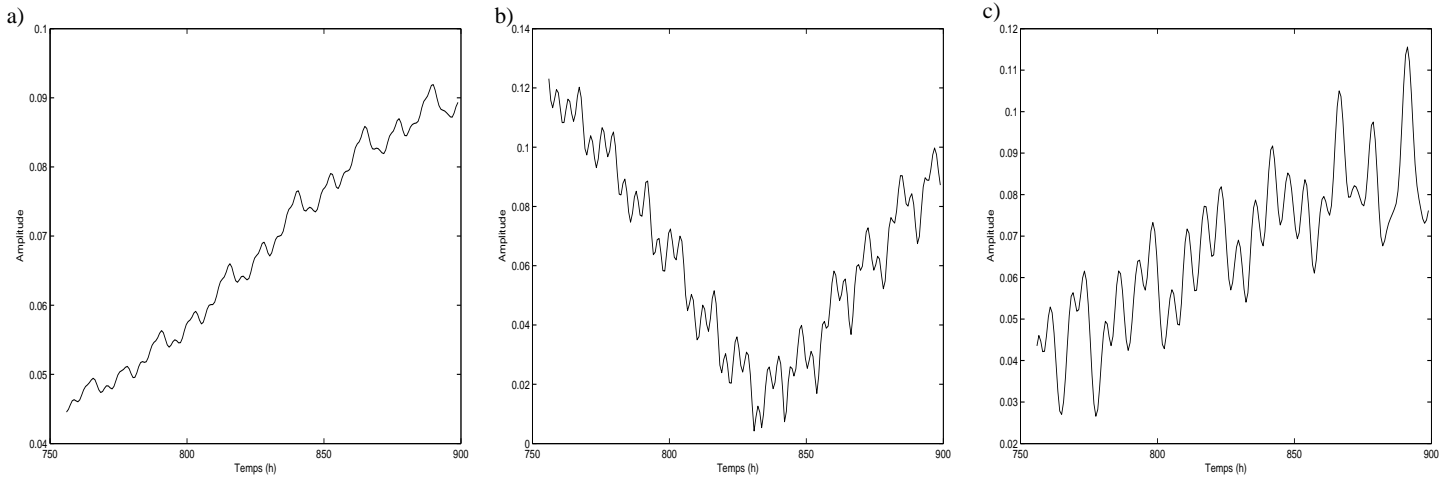


FIG. E.2 – Evolution temporelle (h) de l'amplitude des 3 premiers WEofs de l'élévation de la surface quart-diurne pour une simulation 3D : a) WEof1, b) WEof2 et c) WEof3. L'axe temporel débute le 1 septembre à 6 h.

Table des figures

1.1	Profils hydrologiques typiques du golfe de Gascogne	24
1.2	Principales structures hydrologiques du golfe de Gascogne	26
2.1	Les marées dans l’océan	28
2.2	Budget énergétique de la marée	30
2.3	Budget énergétique de Strawman pour la circulation globale	32
2.4	Cartes de température de surface et couleur de l’eau du golfe de Gascogne pour le mois de septembre 2003	35
3.1	Réseau de mesures marégraphiques disponibles dans le golfe de Gascogne . .	38
3.2	Position des stations CTD/LADCP en septembre et octobre 1994 lors de la campagne MINT94, et des points de mouillage DP94-1 et DP94-2	41
3.3	Signature des marées internes sur le plateau et sur la plaine du golfe de Gascogne obtenue par télédétection	46
3.4	Schéma de la génération et de la propagation des ondes internes le long de la thermocline saisonnière au niveau du talus Armoricaïn	48
4.1	Représentation du système Terre-Lune	54
4.2	Isothermes représentatives du mouvement des ondes internes	58
4.3	Représentation schématique du modèle de Prinsenbergh	60
4.4	Amplitudes et phases du déplacement vertical dans le cas d’une stratification linéaire pour des marées internes générées au talus selon le modèle de Prinsenbergh	60
4.5	Amplitudes et phases du déplacement vertical dans le cas d’une stratification variable pour des marées internes générées au talus selon le modèle de Prinsenbergh	61
4.6	Position des rayons d’énergie et contours du nombre de Richardson minimum	66
5.1	Propagation de la marée barotrope en présence d’un talus	82
6.1	Schéma de propagation de la marée barotrope dans le modèle de Baines . . .	94
6.2	Amplitude de la force génératrice de marée perpendiculairement à une section au Nord-Ouest de l’Afrique	96
6.3	Régions du plan (S,R) dans la couche stratifiée possédant la propriété (A) ou la propriété (B)	99
7.1	Grille du modèle SYMPHONIE	108
8.1	Bathymétrie du domaine de modélisation pour l’étude des marées internes .	153

8.2	Représentation schématique de la marée terrestre et des effets de charge du potentiel de marée	156
8.3	Profils hydrologiques utilisés pour la modélisation du golfe de Gascogne . . .	157
8.4	Carte de température potentielle et salinité en surface de la climatologie POP pour le mois d'août	158
8.5	Température potentielle de la climatologie POP pour le mois d'août : caractéristiques de l'Eau Méditerranéenne	159
8.6	Comparaison des courants géostrophiques baroclines issus de la climatologie POP pour le mois d'août	162
8.7	Erreurs de troncature sur le courant géostrophique	163
9.1	Composantes de la marée M2 : amplitude et phase sur l'ensemble du globe .	166
9.2	M2 et les harmoniques supérieures associées	170
9.3	Amplitude (m) et phase (°) de l'onde M2	172
9.4	Ellipses et amplitudes du courant de l'onde M2	173
9.5	Amplitude (m) et phase (°) de l'onde S2	174
9.6	Scalogramme sur 23 jours de l'élévation de surface pour une simulation SYMPHONIE forcée par M2 et K1	175
9.7	Amplitude (m) et phase (°) de l'onde K1	175
9.8	Ellipses et amplitudes du courant de l'onde K1	176
9.9	Amplitude (m) et phase (°) de l'onde M4	177
9.10	Ellipses et amplitudes du courant de l'onde M4	178
9.11	Comparaison des solutions modélisées par SYMPHONIE et des solutions de MOG2D interpolées sur la grille de SYMPHONIE pour l'onde M2	179
9.12	Grilles des modèles SYMPHONIE et MOG2D	180
9.13	Comparaison des solutions modélisées par SYMPHONIE et des solutions de MOG2D interpolées sur la grille de SYMPHONIE pour l'onde K1	182
9.14	Comparaison des solutions modélisées par SYMPHONIE et des solutions de MOG2D interpolées sur la grille de SYMPHONIE pour l'onde M4	184
9.15	Comparaison des courants modélisés par SYMPHONIE, MOG2D (interpolés sur la grille de SYMPHONIE) et ceux de <i>Fornerino</i> (1982) pour l'onde M4 dans la baie du Mont Saint-Michel	185
9.16	Comparaison des solutions d'amplitude-phase d'élévation de la surface de SYMPHONIE aux marégraphes, pour M2, K1 et M4	186
9.17	Comparaison des solutions des modèles SYMPHONIE, MOG2D aux observations marégraphiques	187
9.18	Comparaison des solutions des modèles SYMPHONIE, MOG2D et de l'observation du marégraphe à St-Hélier pour l'onde M2 et comparaison des grilles des modèles	190
9.19	Comparaison des solutions de courant modélisé par SYMPHONIE aux courantomètres pour l'onde M2	191
9.20	Influence du potentiel astronomique de marée et du potentiel de charge et d'auto-attraction sur l'amplitude de l'onde M2 modélisée par SYMPHONIE	195
9.21	Influence du potentiel astronomique de marée et du potentiel de charge et d'auto-attraction sur l'amplitude et sur la phase de l'onde M2 modélisée par SYMPHONIE par comparaison aux marégraphes	195

9.22 Comparaison de la simulation de référence avec et sans forçage aux frontières par M4	196
9.23 Flux d'énergie associé à la propagation de la marée à la fréquence de l'harmonique M4 dans l'océan	197
9.24 Flux d'énergie associé à l'onde M2	199
10.1 Principales zones de génération théoriques des marées internes dans le golfe de Gascogne	202
10.2 Vitesse verticale au voisinage du fond après une journée de simulation : localisation des zones de gnérération de la marée interne (simulation de référence)	209
10.3 Evolution temporelle de la vitesse verticale à 70 m de profondeur	210
10.4 Cycle de la marée pour le mois de septembre 1994	211
10.5 Coupe de densité à 70 m de profondeur	212
10.6 Carte de contours bathymétriques et position des radiales	213
10.7 Coupes de la vitesse verticale le long des radiales S' sur la plaine et P sur le plateau	214
10.8 Coupe de la vitesse verticale le long de la radiale S' le 9 septembre à 21 h . .	215
10.9 Composante de la vitesse horizontale longitudinale pour les radiales S, S1 et S2 pour le mois de septembre 1994	216
10.10Vitesse verticale le long de la radiale S1 le 9 septembre 1994 à 19 h	217
10.11Evolution temporelle de la densité le long de la radiale S2 dans la couche 0-200 m	218
10.12Schéma pour l'analyse en ondelettes "online" dans SYMPHONIE	219
10.13Vitesse verticale reconstruite aux fréquences semi-diurnes, quart-diurnes et diurnes en un point du plateau et un point de la plaine	221
10.14Vitesse verticale semi-diurne au voisinage du fond après une journée de simulation : localisation des zones de génération de la marée interne semi-diurne .	223
10.15Vitesse verticale semi-diurne à 70 m de profondeur	223
10.16Vitesse verticale semi-diurne le long des radiales S' et P	224
10.17Composante semi-diurne de la vitesse horizontale longitudinale et de l'amplitude de la marée interne le long de la radiale S	225
10.18Composante semi-diurne de la vitesse horizontale longitudinale et de l'amplitude de la marée interne le long de la radiale S1	227
10.19Composante semi-diurne de la vitesse horizontale longitudinale et de l'amplitude de la marée interne le long de la radiale S2	227
10.20Composante semi-diurne de la vitesse horizontale longitudinale et de l'amplitude de la marée interne le long de la radiale S'	228
10.21Coupe horizontale à 70 m de profondeur de 2 WEofs calculés pour la vitesse verticale à la fréquence semi-diurne	230
10.22Coupe verticale le long de la radiale S' de 3 WEofs calculés pour la vitesse verticale à la fréquence semi-diurne	231
10.23Schéma explicatif des processus à l'issue de l'analyse WEof à la fréquence semi-diurne	233
10.24Vitesse verticale quart-diurne reconstruite au voisinage du fond après une journée de simulation : localisation des zones de gnérération de la marée interne quart-diurne	234

10.25	Vitesse verticale quart-diurne et semi-diurne le long de la radiale S : mise en évidence du transfert énergétique non linéaire des marées internes semi-diurnes vers les quart-diurnes	235
10.26	Vitesse verticale quart-diurne à 70 m de profondeur	236
10.27	Vitesse verticale semi-diurne le long des radiales S' et P	238
10.28	Coupes des vitesses horizontales longitudinales aux sections S, S1, S2 et S' et amplitudes des marées internes associées pour la composante quart-diurne quart-diurne	240
10.29	Coupe horizontale à 70 m de profondeur des 2 premiers WEofs (sur les 3 calculés) pour la vitesse verticale à la fréquence quart-diurne	242
10.30	Coupe verticale le long de la radiale S' de 3 WEofs calculés pour la vitesse verticale à la fréquence quart-diurne	244
10.31	Vitesse verticale diurne au voisinage du fond et à 70 m de profondeur : localisation des zones de génération et de propagation de la marée interne diurne	247
10.32	Amplitude, phase, ellipses et amplitudes du courant de l'onde M2 pour la modélisation tri-dimensionnelle	250
10.33	Amplitude, phase, ellipses et amplitudes du courant de l'onde M4 pour la modélisation tri-dimensionnelle	252
10.34	Amplitude, phase, ellipses et amplitudes du courant de l'onde K1 pour la modélisation tri-dimensionnelle	254
10.35	Comparaison des solutions d'amplitude-phase d'élévation de la surface de SYMPHONIE aux marégraphes, pour M2, K1 et M4 pour une modélisation 3D	255
10.36	Cartes des 3 premiers WEofs calculés pour l'élévation de la surface à la fréquence semi-diurne	259
10.37	Carte du troisième WEof de l'élévation de surface semi-diurne pour une extraction du 3 au 9 septembre 1994	261
10.38	Cartes des 3 premiers WEofs calculés pour l'élévation de la surface à la fréquence quart-diurne	262
10.39	Comparaison de la composante Est-Ouest de la vitesse barocline en surface pour les modélisations SSHOM3.0 et MCP1.8	265
10.40	Comparaison des vitesses horizontales longitudinales à la section S et des amplitudes de marée interne le long de la section S pour les modélisations SSHOM3.0 et MCP1.8	267
10.41	Comparaison des vitesses horizontales longitudinales à la section S1 et des amplitudes de marée interne le long de la section S1 pour les modélisations SSHOM3.0 et MCP1.8	268
10.42	Comparaison des vitesses horizontales longitudinales et des amplitudes de marée interne le long de la section S2 pour les modélisations SSHOM3.0 et MCP1.8	270
10.43	Comparaison SSHOM3.0-observation de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud au point PF2	272
10.44	Comparaison SSHOM3.0-observation de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud au point PF4	273
10.45	Comparaison SSHOM3.0-observation de l'évolution temporelle de la profondeur des isopycnes au point PF4	274

10.46	Comparaison SSHOM3.0-observation de l'évolution temporelle de la vitesse barocline au point PF6	275
10.47	Comparaison SSHOM3.0-observation de l'évolution temporelle de la profondeur des isopycnes au point PF6	277
10.48	Position des grilles des simulations imbriquées à haute résolution	279
10.49	Comparaison des vitesses horizontales longitudinales pour la section S1 et des amplitudes de marée interne le long de la section S1 pour les modélisations SSHOM3.0 et SSHOM1.0	280
10.50	Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud au point PF2 pour les simulations SSHOM3.0 et SSHOM1.0	281
10.51	Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud et de la profondeur des isopycnes au point PF4 pour les simulations SSHOM3.0 et SSHOM1.0	283
10.52	Comparaison des vitesses horizontales longitudinales pour la section S2 et des amplitudes de marée interne le long de la section S2 pour les modélisations SSHOM3.0 et SSHOM1.0	284
10.53	Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline et de la profondeur des isopycnes au point PF6 pour les simulations SSHOM3.0 et SSHOM1.0	285
10.54	Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud au point PF2 pour les simulations à haute résolution	287
10.55	Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline Nord-Sud au point PF4 pour les simulations à haute résolution	288
10.56	Sensibilité à la résolution des vitesses horizontales longitudinales sur la section S2	289
10.57	Comparaison de l'évolution temporelle de la vitesse barocline et de la profondeur des isopycnes au point PF6 pour les simulations à haute résolution . . .	290
10.58	Comparaison de l'évolution temporelle de la profondeur des isopycnes au point PF6 en fonction de la diffusion verticale	292
10.59	Comparaison de la température en surface à l'issue de 10 jours de simulation pour un forçage par M2 en fonction de la diffusion verticale	293
10.60	Comparaison des sections verticales de densité le long de la radiale S2 en fonction de la paramétrisation de la diffusion verticale et horizontale liée au schéma d'advection du modèle	294
10.61	Composante de la vitesse horizontale longitudinale le long de la section S pour le mois de septembre 1994 sur un domaine d'extension réduite à l'Ouest . . .	295
10.62	Vitesse verticale au premier niveau pour la modélisation LEVITUS94 au mois d'août	297
10.63	Vitesse verticale à 70 m pour la modélisation LEVITUS94 au mois d'août . .	298
10.64	Vitesse horizontale longitudinale aux sections S et S' et vitesse verticale le long de la section P au mois d'août	299
10.65	Vitesse verticale au premier niveau pour la modélisation LEVITUS94 au mois de janvier	300
10.66	Vitesse verticale à 70 m pour la modélisation LEVITUS94 au mois de janvier	301
10.67	Vitesse horizontale longitudinale aux sections S et S'	301
10.68	Vitesse verticale au premier niveau pour la modélisation POP et stratification au mois d'août en début de simulation	302

10.69	Caractéristiques de la marée interne pour la modélisation POP	304
10.70	Méthodologie appliquée lors de la modélisation d'ensemble POP	305
10.71	Statistiques obtenues sur la plaine, le talus et la plateau du golfe de Gascogne pour la modélisation d'ensemble du mois d'août 2003	307
10.72	Statistiques obtenues au point PF6 pour la modélisation d'ensemble du modèle imbriqué MINT94	309
D.1	Evolution temporelle de l'amplitude des 3 premiers WEofs de la vitesse ver- ticale semi-diurne	330
D.2	Evolution temporelle de l'amplitude des 3 premiers WEofs de la vitesse ver- ticale quart-diurne	331
E.1	Evolution temporelle de l'amplitude des 3 premiers WEofs de l'élévation de la surface semi-diurne pour une simulation 3D	333
E.2	Evolution temporelle de l'amplitude des 3 premiers WEofs de l'élévation de la surface quart-diurne pour une simulation 3D	334

Liste des tableaux

3.1	Position et date des mesures LADCP et CTD effectuées aux points fixes lors de la campagne MINT94	42
3.2	Position et date des mesures CTD et XCTD effectuées aux points fixes lors de la couverture hydrologique Armoricaire de la campagne MINT94	43
3.3	Position et date des mesures CTD et XCTD effectuées aux points fixes lors de la couverture hydrologique Ibérique de la campagne MINT94	44
4.1	Tableau des principales ondes de marée	56
9.1	Longueurs d'ondes des marées barotropes partielles K1, M2 et M4 en fonction de la profondeur	167
9.2	Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE et MOG2D (interpolée sur la grille à 3 km) avec 42 marégraphes	188
9.3	Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE et MOG2D (interpolée sur la grille à 3 km) avec 13 marégraphes pélagiques	188
9.4	Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE et MOG2D (interpolée sur la grille à 3 km) avec 28 marégraphes côtiers	189
9.5	Tableau de comparaison des paramètres des ellipses du courant modélisé et du courant observé aux points DP94-1 et DP94-2	192
10.1	Tableau de comparaison des différentes longueurs d'ondes horizontales associées à la propagation de la marée interne d'après la littérature	205
10.2	Tableau des caractéristiques de propagation des ondes internes de périodicité semi-diurne (M2) et quart-diurne (M4) pour la climatologie MINT94 (septembre 1994)	220
10.3	Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE 2D et 3D avec 42 marégraphes	256
10.4	Tableau de comparaison RMS des solutions SYMPHONIE 2D et 3D avec 13 marégraphes pélagiques	256
10.5	Tableau de comparaison des paramètres des ellipses du courant modélisé et du courant observé aux points DP94-1 et DP94-2	257

Bibliographie

- Aken, H. M., H. van Haren, et L. R. M. Maas, The high-resolution vertical structure of internal tides and near inertial waves, measured with an adcp over the continental slope in the bay of biscay, soumis à *Deep-Sea Res.*, 2005.
- Alford, M. H., Improved global maps and 54-year history of wind-work on ocean inertial motions, *Geophys. Res. Lett.*, 30(8), doi :10.1029/2002GL016614, p.1424, 2003.
- Alvarez, E., B. Pérez, et I. Rodriguez, A description of the tides in the eastern north atlantic, *Prog. Oceanogr.*, 40, 217–244, 1997.
- Andersen, O. B., Global ocean tides from ers1 and topex/poseidon, *J. Geophys. Res.*, 100, 25,249–25,259, 1995.
- Andersen, O. B., Shallow water tides in the northwest european shelf region from topex/poseidon altimetry, *J. Geophys. Res.*, 104(C4), 7729–7741, 1999.
- Apel, J. R., *Principles of ocean physics*, 634 pp., Academic Press, London, international geophysics series 38, 1987.
- Arakawa, A., et M. J. Suarez, Vertical differencing of the primitive equation in sigma coordinates, *Mon. Weath. Rev.*, 111, 34–45, 1983.
- Asselin, R., Frequency filters for time integrations, *Mon. Weath. Rev.*, 100, 487–490, 1972.
- Auclair, F., Modélisation océanographique côtière : initialisation et forçage, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1999.
- Auclair, F., S. Casitas, et P. Marsaleix, Application of an inverse method to coastal modeling, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 17, 1368–1391, 2000a.
- Auclair, F., P. Marsaleix, et C. Estournel, Sigma coordinate pressure gradient errors : evaluation and reduction by inverse gradient method, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 17, 1348–1367, 2000b.
- Auclair, F., P. Marsaleix, et C. Estournel, The penetration of the northern current over the gulf of lions (mediterranean) as a downscaling problem, *Oceanol. Acta*, 24, 529–544, 2001.
- Auclair, F., P. Marsaleix, et P. De Mey, Space-time structure and dynamics of the forecast error in a coastal circulation model of the gulf of lions, *Dynam. Atmos. Oceans*, 36, 309–346, 2003.
- Baines, P. G., The generation of internal tides by flat-bump topography, *Deep-Sea Res.*, 20, 179–205, 1973.

- Baines, P. G., The generation of internal tides over steep continental slopes, *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, 277A, 27–58, 1974.
- Baines, P. G., On internal tide generation models, *Deep-Sea Res.*, 29, 307–338, 1982.
- Baines, P. G., Internal tides, internal waves and near-inertial motions, dans *Baroclinic processes on continental shelves*, *Coastal Estuarine Sci. Ser.*, vol. 3, pp. 19–31, AGU, Washington, D.C., 1986.
- Barton, E. D., Eastern boundary of the north atlantic : northwest africe and iberia, dans *The Sea*, vol. 11, édité par H. K. Brink et A. R. Robinson, pp. 633–657, John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1998.
- Batchelor, G. K., *An introduction to fluid dynamics*, second ed., 635 pp., Cambridge Univ. Press, U.K., 2000.
- Battisti, D. S., et A. J. Clarke, A simple method for estimating barotropic tidal currents on continental margins with specific application to the m2 tide off the atlantic and pacific coasts of the united states, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 8–16, 1982a.
- Battisti, D. S., et A. J. Clarke, Estimation of nearshore tidal currents on nonsmooth continental shelves, *J. Geophys. Res.*, 87(C10), 7873–7878, 1982b.
- Beckers, J.-M., La méditerranée occidentale : de la modélisation mathématique à la simulation numérique, Thèse de Doctorat, Université de Liège, Belgique, collection des publications de la Faculté des Sciences Appliquées No. 136, 1995.
- Beckman, A., et D. B. Haidvogel, Numerical simulation of flow around a tall isolated seamount. part i : problem formulation and model accuracy, *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 1736–1753, 1993.
- Bell, T. H., Topographically generated internal waves in the open ocean, *J. Geophys. Res.*, 80(3), 320–338, 1975.
- Bjornsson, H., et S. A. Venegas, A manual for eof and svd analyses of climate data, *CCGCR Report 97-1*, McGill University, 1997.
- Bleck, R., An oceanic general circulation model framed in isopycnic-cartesian coordinates, *Ocean Model.*, 37, 55–88, 2002.
- Bleck, R. L., et L. Smith, A wind-driven isopycnic coordinate model of the north and equatorial atlantic ocean. 1. model development and supporting experiments, *J. Geophys. Res.*, 95, 3273–3285, 1990.
- Blumberg, A. F., et G. Mellor, *A decription of a three dimensional coastal circulation model*, Three dimensional coastal ocean model, 208 pp., N. Heaps, AGU, Washington, D.C., 1987.
- Bougeault, P., et P. Lacarrère, Parameterisation of orography-induced turbulence in a meso-beta scale model, *Mon. Weath. Rev.*, 117, 1872–1890, 1989.
- Bretherton, F. P., The general linearised theory of wave propag, *Mathematical Problems in the Geophysical Sciences*, *American Mathematical Society, Lectures in Applied Mathematics*, 13, 61–102, 1971.

- Cacchione, D. A., et D. E. Drake, Nepheloid layers and internal waves over continental shelves and slopes, *Geo-Mar. Lett.*, 6, 147–152, 1986.
- Cairns, J. L., Asymmetry of internal tidal waves in shallow coastal waters, *J. Geophys. Res.*, 72, 3563–3565, 1967.
- Carrère, L., et F. Lyard, Modeling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing, *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), 1275, 2003.
- Cartwright, D. E., *Tides : a scientific history*, 272 pp., Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 1999.
- Cartwright, D. E., et R. D. Ray, Oceanic tides from geosat altimetry, *J. Geophys. Res.*, 95, 3069–3090, 1990.
- Clarke, A. J., The dynamics of barotropic tides over the continental shelf and slope, dans *Tidal hydrodynamics*, édité par B. B. Parker, pp. 79–108, John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1991.
- Clarke, A. J., et D. S. Battisti, The effect of continental shelves on tides, *Deep-Sea Res.*, 28, 6665–6682, 1981.
- Colas, F., Circulation et dispersion lagrangiennes en atlantique nord-est, Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2003.
- Colosi, J. A., S. M. Flatté, et C. Bracher, Internal-wave effects on 1000-km oceanic acoustic pulse propagation : Simulation and comparison with experiment, *J. Acoust. Soc. Am.*, 96, 452–468, 1994.
- Cox, C. S., et H. Sandstrom, Coupling of internal and surface waves in water of variable depth, *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, 30th Anniversary, 449–513, 1962.
- Crawford, W. R., Tidal mixing and nutrient flux in the waters of southwest british columbia, dans *Tidal hydrodynamics*, édité par B. B. Parker, pp. 855–869, 883 pp., John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1991.
- Cummins, P. F., et L. Y. Oey, Simulation of barotropic and baroclinic tides off northern british columbia, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 762–781, 1997.
- Cummins, P. F., J. Y. Cherniawsky, et M. G. G. Foreman, North pacific internal tides from the aleutian ridge : altimeter observations and modeling, *J. Mar. Res.*, 59, 167–191, 2001.
- Daniault, N., J.-P. Mazé, et M. Arhan, Circulation and mixing of the mediterranean water west of the iberian peninsula, *Deep-Sea Res.*, 41, 1685–1714, 1994.
- Darras, J.-M., A. Pichon, et G. Dubois, Main features and acoustic impact of internal tides being propagated along the seasonal thermocline in the bay of biscay, dans *OCEANS'94. Oceans engineering for today's technology and tomorrow's preservation*, vol. 2, édité par IEEE, pp. 390–395, 1994.
- D'Asaro, E., A strategy for investigating and modeling internal wave sources and sinks, dans *Dynamics of Oceanic Internal Gravity Waves*, édité par P. Müller et D. Henderson, pp. 451–466, Aha Huliko'o Hawaiian Winter Workshop. U. Hawaii at Manoa, 1991.

- Defant, A., *Physical Oceanography*, vol. 2, 598 pp., Pergamon Press, New-York, 1961.
- Desai, S. D., et J. M. Wahr, Empirical ocean tide models estimated from topex/poseidon altimetry, *J. Geophys. Res.*
- Dickey, J. O., P. L. Bender, J. E. Faller, et al., Lunar laser ranging - a continuing legacy of the apollo program, *Science*, 265, p.482, 1994.
- Dickson, R. R., et I. N. McCave, Nepheloid layers on the continental slope west of porcupine bank, *Deep-Sea Res.*, 33, 791–818, 1986.
- Dickson, R. R., P. A. Gurbutt, et V. Narayana Pillai, Satellite evidence of enhanced upwelling along the european continental slope, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 813–819, 1980.
- Dufau-Julliand, C., P. Marsaleix, A. Petrenko, et I. Dekeyser, Three-dimensional modeling of the gulf of lion's hydrodynamics (northwest mediterranean) during january 1999 (moogli3 experiment) and late winter 1999. western mediterranean intermediate water's (wiw's) formation and its cascading over the shelf break, *J. Geophys. Res.*, 109, C11002, 1–22, doi :10.1029/2003JC002019, 2004.
- Durrieu de Madron, X., P. Castaing, T. Courp, et F. Nyffeler, Slope transport of suspended particulate matter on the aquitanian margin of the bay of biscay, *Deep-Sea Res.*, 46, 2003–2027, 1999.
- Dushaw, B. D., Mapping low-mode internal tides near hawaii using topex/poseidon altimeter data, *Geophys. Res. Lett.*, 29(9), 101,029–101,032, 2002.
- Eanes, R. J., et S. V. Bettadpur, *The CSR3.0 global ocean tide model*, Cent. for Space Res., Univ. of Tex., Austin, 1996.
- Echevin, V., Variabilité du niveau de la mer mesuré par altimétrie dans le golfe du lion. etude de l'influence de diverses observations sur la prévision de la circulation côtière, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1999.
- Egbert, G. D., Tidal data inversion : interpolation and inference, *Prog. Oceanogr.*, 40, 53–80, 1997.
- Egbert, G. D., et R. D. Ray, Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data, *Nature*, 405, 775–778, 2000.
- Egbert, G. D., A. F. Bennett, et M. G. G. Foreman, Topex/poseidon tides estimated using a global inverse model, *J. Geophys. Res.*, 99, 24,821–24,852, 1994.
- EPSHOM, *Mesures Marégraphiques Guide Technique*, version 2.0, Octobre 2002.
- Estournel, C., V. Kondrachoff, P. Marsaleix, et R. Vehil, The plume of the rhone : numerical simulation and remote sensing, *Cont. Shelf Res.*, 17, 889–924, 1997.
- Estournel, C., P. Broche, P. Marsaleix, J. L. Devenon, F. Auclair, et R. Vehil, The rhone river plume in unsteady conditions : numerical and experimental results, *Estuar. Coast. Shelf S.*, 53(1), 25–38, 2001.

- Estournel, C., X. Durrieu De Madron, P. Marsaleix, F. Auclair, C. Julliand, et R. Vehil, Observation and modeling of the winter coastal oceanic circulation in the gulf of lion under wind conditions influenced by the continental orography (fetch experiment), *J. Geophys. Res.*, *108(C3)*, 1–18, doi :10.1029/2001JC000825, 2003.
- Estournel, C., V. Zervakis, P. Marsaleix, A. Papadopoulos, F. Auclair, L. Perivoliotis, et E. Tragou, Dense water formation and cascading in the gulf of thermaikos (north aegean) from observations and modelling, *Cont. Shelf Res.*, *25*, 2366–2386, doi : 10.1016/j.csr.2005.08.014, 2005.
- Evensen, G., Sequential data assimilation with a non linear quasi-geostrophic model using monte-carlo methods to forecast error statistics, *J. Geophys. Res.*, *99(C5)*, 143–10,162, 1994.
- Fang, Z., A. Ye, et G. Fang, Solutions of tidal motions in a semi-closed rectangular gulf with open boundary condition specified, dans *Tidal hydrodynamics*, édité par B. B. Parker, pp. 153–168, John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1991.
- Farge, M., Wavelet transforms and their application to turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *24*, 395–457, 1992.
- Flather, R. A., A tidal model of the northwest european continental shelf, *Mem. Soc. R. Sci. Liège*, *10*, 141–164, 1976.
- Foreman, M. G. G., et E. T. Neufeld, Harmonic tidal analyses of long time series, *International hydrographic review, Monaco, LXVIII(1)*, 85–109, 1991.
- Fornerino, M., Modélisation des courants de marée dans la manche, Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, 1982.
- Foufoula-Georgiou, E., et P. Kumar (Eds.), *Wavelets in Geophysics*, 373 pp., Academic Press, 1994.
- Garrett, C., Internal tides and ocean mixing, *Science*, *301*, 1858–1859, 2003.
- Garrett, C. J., et W. Munk, Space-time scales of internal waves, *Geophys. Astro. Fluid*, *2*, 255–264, 1972.
- Gaspar, P., Y. Gregoris, et J. M. Lefevre, A simple eddy-kinetic-energy model for simulations of the oceanic vertical mixing : tests at station papa and long-term upper ocean study site, *J. Geophys. Res.*, *95*, 16,179–16,193, 1990.
- Gerkema, T., Nonlinear dispersive internal tides : generation models for a rotating ocean, Thèse de Doctorat, Université d’Utrecht (Pays-Bas), 1994.
- Gerkema, T., Internal and interfacial tides : beam scattering and local generation of solitary waves, *J. Mar. Res.*, *59*, 227–255, 2001.
- Gerkema, T., F. P. A. Lam, et L. R. M. Maas, Internal tides in the bay of biscay : conversion rates and seasonal effects, *Deep-Sea Res.*, *51*, 2995–3008, 2004.

- Gerkema, T., C. Staquet, et P. Bouruet-Aubertot, Non-linear effects in internal-tide beams, and mixing, *Ocean Model.*, in Press, 2005.
- Gill, A. E., *Atmosphere-Ocean dynamics*, 662 pp., Academic Press, New-York, 1982.
- Gustafsson, K. E., Computations of the energy flux to mixing processes via baroclinic wave drag on barotropic tides, *Deep-Sea Res.*, *48*, 2283–2295, 2001.
- Guémas, V., et R. Almar, Rapport de Master, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005.
- Haltiner, G. J., et R. T. Williams, *Numerical prediction and dynamic meteorology*, 477 pp., John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1980.
- Hare, S. R., et N. J. Mantua, Empirical evidence for north pacific regime shifts in 1977 and 1989.
- Heaps, N. S., A mechanism for local upwelling along the european continental slope, *Oceanol. Acta*, *3*, 449–454, 1980.
- Hibiya, T., Generation mechanism of internal waves by tidal flow over a sill, *J. Geophys. Res.*, *91*, 7696–7708, 1986.
- Holloway, P. E., A numerical model of internal tides with application to the australian north west shelf, *J. Phys. Oceanogr.*, *26*, 21–37, 1996.
- Holloway, P. E., et B. Barnes, A numerical investigation into the bottom boundary layer flow and vertical structure of internal waves on a continental slope, *Cont. Shelf Res.*, *18*, 31–65, 1998.
- Holloway, P. E., et M. A. Merrifield, Internal tide generation by seamounts, ridges, and islands, *J. Geophys. Res.*, *104(C11)*, 25,937–25,951, 1999.
- Holloway, P. E., et M. A. Merrifield, On the spring-neap variability and age of the internal tide at the hawaiian ridge, *J. Geophys. Res.*, *108(C4)*, 1–23, doi :10.1029/2002JC001486, 2003.
- Huang, R. X., et W. Wang, Gravitational potential energy sinks/sources in the oceans, soumis, 2003.
- Huet, P., *Validation et mise en valeur des résultats de marée interne*, EPSHOM Brest, rapport No. 25, 1999.
- Hutnance, J. M., Circulation, exchange and water masses at the ocean margin : the role of physical processes at the shelf edge, *Prog. Oceanogr.*, *35*, 353–431, 1995.
- Hutnance, J. M., et P. G. Baines, Tidal currents in the northwest africa upwelling region, *Deep-Sea Res.*, *29*, 285–306, 1982.
- Ivey, G. N., et R. I. Nokes, Vertical mixing due to the breaking of critical internal waves on sloping boundaries, *J. Fluid Mech.*, *204*, 479–500, 1989.
- Jayne, S. R., et L. C. St. Laurent, Parameterizing tidal dissipation over rough topography, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 811–814, 2001.

- Jeffreys, H., Tidal friction in shallow seas, *Philos. Tr. R. Soc. S-A*, 221, 239, 1920.
- Jeffreys, H., On fluid motions produced by differences of temperature and humidity, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 51, 347–356, 1925.
- Jegou, A. M., et P. Lazure, Quelques aspects de la circulation sur le plateau atlantique, *Actas del IV Coloquio Internacional sobre Oceanografia del Golfo de Vizcaya*, pp. 99–106, 1995.
- Jezequel, N., et R. Maze, A barotropic model of the linear semidiurnal tide over a continental slope, *Deep-Sea Res.*, 48, 1375–1399, 2001.
- Jezequel, N., R. Maze, et A. Pichon, Interaction of a semidiurnal tide with a continental slope in a continuously stratified ocean, *Deep-Sea Res.*, 49, 707–734, 2002.
- Kagan, B. A., On the length of the internal gravity wave with tidal period in the sea, *Oceanology*, 6, 747–751, 1966.
- Kantha, L. H., Barotropic tides in the global oceans from nonlinear tidal model assimilating altimetric tides, 1. model description and results, *J. Geophys. Res.*, 100, 25,283–25,308, 1995.
- Kantha, L. H., et C. C. Tierney, Global baroclinic tides, *Prog. Oceanogr.*, 40, 163–178, 1997.
- Khatiwala, S., Generation of internal tides in an ocean of finite depth : analytical and numerical calculations, *Deep-Sea Res.*, 50, 3–21, 2003.
- Koustikopoulos, C., et B. Le Cann, Physical processes and hydrological structures related to the bay of biscay anchovy, *Scientia Marina*, 60, 9–19, 1996.
- Kutzbach, J. E., Empirical eigenvectors of sea-level pressure, surface temperature and precipitation complexes over north america, *J. Appl. Meteorol.*, 6, 791–802, 1967.
- LaFond, E. C., Internal waves, dans *The Sea*, vol. 1, édité par M. N. Hill, pp. 731–751, Interscience, New-York, part. 1, 1962.
- Lam, F. P. A., L. R. M. Maas, et T. Gerkema, Spatial structure of total and residual currents as observed over the shelf break in the bay of biscay, *Deep-Sea Res.*, 51, 1075–1096, 2004.
- Lamb, H., *Hydrodynamics*, 6 ed., Dover Publications, 1945.
- Le Cann, B., Barotropic tidal dynamics of the bay of biscay shelf : observations, numerical modelling and physical interpretation, *Cont. Shelf Res.*, 10, 723–758, 1990.
- Le Provost, C., Contribution à l'étude des marées dans les mers littorales : Application à la manche, Thèse de Doctorat, Université de Grenoble et Institut National Polytechnique de Grenoble, 1973.
- Le Provost, C., Generation of overtides and compound tides (review), dans *Tidal hydrodynamics*, édité par B. B. Parker, pp. 269–295, 883 pp., John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1991.
- Le Provost, C., et F. Lyard, Energetics of the m2 barotropic ocean tides : an estimate of bottom friction dissipation from a hydrodynamic model, *Prog. Oceanogr.*, 40, 37–52, 1997.

- Le Provost, C., et P. Vincent, Some tests of precision for a finite element model of ocean tides, *J. Comput. Phys.*, *65*, 273–291, 1986.
- Le Provost, C., et P. Vincent, Some tests of precision for a finite element model of ocean tides, dans *Tidal hydrodynamics*, édité par B. B. Parker, pp. 41–60, 883 pp., John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1991.
- Le Provost, C., M. L. Genco, F. Lyard, P. Vincent, et P. Canceil, Spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrodynamic model, *J. Geophys. Res.*, *99*, 24,777–24,797, 1997.
- Le Provost, C., F. Lyard, J. M. Molines, M. L. Genco, et F. Rabilloud, A hydrodynamic ocean tide model improved by assimilating a satellite altimeter-derived data set, *J. Geophys. Res.*, *103*, 5513–5529, 1998.
- Le Tareau, J. Y., et R. Mazé, Storm effects on the baroclinic tidal field in the bay of biscay, *J. Marine Syst.*, *4*, 327–347, 1993.
- Le Tareau, J. Y., et R. Mazé, On barotropic and baroclinic tides over an arbitrary sloping topography, *Ann. Geophys.*, *14*, 961–975, 1996.
- LeBlond, P. H., et L. A. Mysak, *Waves in the Ocean*, 602 pp., Elsevier, Amsterdam, 1978.
- Ledwell, J. R., E. T. Montgomery, K. L. Polzin, L. C. St. Laurent, R. W. Schmitt, et J. M. Toole, Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean, *Nature*, *403*, 79–182, 2000.
- Lee, H. S., et S. H. Kwon, Wave profile measurement by wavelet transform, *Ocean Eng.*, *30*, 2313–2328, 2003.
- Lefevre, J.-M., et P. D. Cotton, Ocean surface waves, dans *Satellite altimetry and Earth Sciences*, édité par L.-L. Fu et A. Cazenave, pp. 305–328, San Diego : Academic, 2001.
- Lefèvre, F., Modélisation des marées océaniques à l'échelle globale : assimilation de données in-situ et altimétriques, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2000.
- Lefèvre, F., F. Lyard, C. Le Provost, et E. J. O. Schrama, Fes99 : a global tide finite element solution assimilating tide gauge and altimetric observation, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, *19*, 1345–1356, 2002.
- Letellier, T., Etude des ondes de marée sur les plateaux continentaux, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2004.
- Levine, M., A modification of the garrett-munk wave spectrum, *J. Phys. Oceanogr.*, *32*, 3166–3181, 2002.
- Levine, M. D., Internal waves on the continental shelf, dans *Aha Huliko'o Hawaiian Winter Workshop*, 7 pp., 1999.
- Llewellyn Smith, S. G., et W. R. Young, Conversion of the barotropic tide, *J. Phys. Oceanogr.*, *32*, 1554–1566, 2002.

- Lorenz, E. N., Empirical orthogonal functions and statistical weather prediction, *Tech. rep.*, M. I. T. Dept. of Meteorology, Cambridge, sci. Rept. No. 1, 1956.
- Lueck, R., et R. Reid, On the production and dissipation of mechanical energy in the ocean, *J. Geophys. Res.*, *89*, 3439–3445, 1984.
- Lyard, F., et C. Le Provost, Energy budget of the tidal hydrodynamic model fes94.1, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 687–690, 1997.
- Mallat, S., *A wavelet tour of signal processing*, second ed., 637 pp., Academic Press, 2001.
- Marsaleix, P., C. Estournel, V. Kondrachoff, et R. Vehil, A numerical study of the formation of the rhone river plume, *J. Marine Syst.*, *14*, 99–115, 1998.
- Matsumoto, K., M. Ooe, T. Sato, et J. Segawa, Ocean tide model obtained from topex/poseidon altimetry data, *J. Geophys. Res.*, *100*, 25,319–25,330, 1995.
- Mazé, R., Generation and propagation of non-linear internal waves induced by tide over a continental slope, *Cont. Shelf Res.*, *7*, 1079–1104, 1987.
- Mazé, R., et J. Y. Le Tareau, Interactions entre les ondes internes et les flux énergétiques "atmosphère-océan" au-dessus d'un talus, par interaction entre les ondes internes et le mélange dû au vent, *Rapport A.T.P. Atmosphère-Météorologique 86-30 couche limite marine*, 1988.
- Mellor, G. L., T. Ezer, et L. Y. Oey, The pressure gradient conundrum of sigma coordinate ocean models, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, *11*, 1126–1134, 1994.
- Merrifield, M. A., P. E. Holloway, et T. M. S. Johnston, Internal tide generation at the hawaiian ridge, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 559–562, 2001.
- Meyers, S. D., et J. J. O'Brien, Spatial and temporal 26-day sst variations in the equatorial indian ocean using wavelet analysis, *Geophys. Res. Lett.*, *21*, 777–780, 1994.
- Morozov, E. G., Semidiurnal internal wave global field, *Deep-Sea Res.*, *42*, 135–148, 1995.
- Mourre, B., Etude de configuration d'une constellation de satellites altimétriques pour l'observation de la dynamique océanique côtière, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2004.
- Munk, W., Internal waves and small-scale processes, dans *Evolution of Physical Oceanography. Scientific surveys in honor of Henry Stommel*, édité par B. Warren et C. Wunsch, pp. 264–291, Cambridge : MIT Press, 1981.
- Munk, W., Once again : once again-tidal friction, *Prog. Oceanogr.*, *40*, 7–35, 1997.
- Munk, W., et C. Wunsch, Abyssal recipes ii : energetics of tidal and wind mixing, *Deep-Sea Res.*, *45*, 1977–2010, 1998.
- Munk, W. H., Abyssal recipes, *Deep-Sea Res.*, *13*, 707–730, 1966.
- New, A. L., Internal tidal mixing in the bay of biscay, *Deep-Sea Res.*, *35*, 691–709, 1988.

- New, A. L., et J. C. B. Da Silva, Remote-sensing evidence for the local generation of internal soliton packets in the central bay of biscay, *Deep-Sea Res.*, *49*, 915–934, 2002.
- New, A. L., et R. D. Pingree, Large-amplitude internal soliton packets in the central bay of biscay, *Deep-Sea Res.*, *37*, 513–524, 1990.
- Oey, L.-Y., et P. Chen, A model simulation of circulation in the northeast atlantic shelves and seas, *J. Geophys. Res.*, *97*, 20,087–20,115, 1992.
- Oort, A. H., L. A. Anderson, et P. Peixoto, Estimates of the energy cycle of the oceans, *J. Geophys. Res.*, *99*, 7665–7688, 1994.
- OSPAR, Quality status report 2000 : Region iv - bay of biscay and iberian coast, *Tech. rep.*, OSPAR Commission, London, 2000.
- Ouergli, A., Low frequency modes and their link with summer monsoon activity described by wavelet analysis throughout india, *IEE T. Geosci. Remote*, *38*, 1277–1281, 2000.
- Paillet, J., B. LeCann, X. Carton, Y. Morel, et A. Serpette, Dynamics and evolution of a northern meddy, *J. Phys. Oceanogr.*, *32*, 55–79, 2002.
- Pairaud, I., Modélisation de la circulation océanique tidale dans le golfe de gascogne, Rapport de master, Université Paul Sabatier, Laboratoire d’Aérodynamique, Toulouse, 2002.
- Pairaud, I., et F. Auclair, Combined wavelet and principal component analysis (weof) of a scale-oriented model of coastal ocean gravity waves, *Dynam. Atmos. Oceans*, *40(4)*, 254–282, 2005.
- Palma, E. D., et R. P. Matano, On the implementation of passive open boundary conditions for a general circulation model : The barotropic mode, *J. Geophys. Res.*, *103*, 1319–1341, 1998.
- Parke, M. E., et M. C. Hendershott, M2,s2,k1 models of the global ocean tide on an elastic earth, *Marine geodesy*, *3*, 379–408, 1980.
- Parker, B. B., The relative importance of the various nonlinear mechanisms in a wide range of tidal interactions (review), dans *Tidal hydrodynamics*, édité par B. B. Parker, pp. 237–268, John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1991.
- Pedlosky, J., *Geophysical fluid dynamics*, 624 pp., Ed. Springer-Verlag, New-York, 1979.
- Perenne, N., et A. Pichon, Effect of barotropic tidal rectification on low-frequency circulation near the shelf break in the northern bay of biscay, *J. Geophys. Res.*, *104*, 13,489–13,506, 1999.
- Phillips, O. M., *The dynamics of the open ocean*, second ed., 336 pp., University Press, 1977.
- Pichon, A., *Présentation et analyse des données d’hydrologie de la campagne MINT94*, EPS-HOM Brest, rapport d’étude No. 009/97, 1997.
- Pichon, A., et S. Correard, Internal tides modelling in the bay of biscay. comparisons with observations, sous presse, Scientia Marina, 2006.

- Pichon, A., et R. Mazé, Internal tides over a shelf break : analytical model and observations, *J. Phys. Oceanogr.*, *20*, 657–671, 1990.
- Pichon, A., F. Le Maguer, et R. Vennel, *Caractérisation de l'onde internes de marée au large de Brest d'après les mesures de la campagne ONDINES85*, EPSHOM Brest, rapport d'étude No. 003/90, 1990.
- Pingree, R. D., Internal tidal oscillations and water column instability in the upper slope region of the bay of biscay, dans *Small-scale turbulence and mixing in the ocean*, édité par J. C. J. Nihoul et B. M. Jamart, Elsevier Oceanography Series, 46, pp. 387–404, 542 pp., 1988.
- Pingree, R. D., et B. Le Cann, Three anticyclonic slope water oceanic eddies (swoodies) in the southern bay of biscay in 1990, *Deep-Sea Res.*, *39*, 1147–1175, 1992.
- Pingree, R. D., et G. T. Mardell, Slope turbulence, internal waves and phytoplankton growth at the celtic sea shelf break, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, *302*, 663–682, 1981.
- Pingree, R. D., et A. L. New, Downward propagation of internal tidal energy into the bay of biscay, *Deep-Sea Res.*, *36*, 735–758, 1989.
- Pingree, R. D., et A. L. New, Structure, seasonal development and sunglint spatial coherence of the internal tide on the celtic and armorican shelves and in the bay of biscay, *Deep-Sea Res.*, *42*, 245–284, 1995.
- Pingree, R. D., G. T. Mardell, et A. L. New, Propagation of internal tides from the upper slopes of the bay of biscay, *Nature*, *321*, 154–158, 1986.
- Preisendorfer, R., F. Zwiers, et T. Barnett, Foundations of principal component selection rules, *Scripps Institute of Oceanography Report*, pp. 81–87, 1981.
- Prinsenbergh, S. J., et M. Rattray, Effects of continental slope and variable brunt-väisälä frequency on the coastal generation of internal tides, *Deep-Sea Res.*, *22*, 251–263, 1975.
- Prinsenbergh, S. J., W. L. Wilmot, et M. Rattray Jr., Generation and dissipation of coastal internal tides, *Deep-Sea Res.*, *21*, 263–281, 1974.
- Rakotoarisoa, M. J. L., Campagne mint92 : Visualisation des données de courants et de températures pour l'étude de la marée interne du golfe de gascogne, Rapport de stage de fin d'études, Institut National des sciences et Techniques de la Mer, EPSHOM, 1993.
- Rattray, M., On the coastal generation of internal tides, *Tellus*, *12*, 54–62, 1960.
- Rattray, M., J. G. Dworski, et P. E. Kovalala, Generation of long internal waves at the continental slope, *Deep-Sea Res.*, *16 (supplément)*, 179–195, 1969.
- Ray, R. D., A global ocean tide model from topex/poseidon altimetry, got99.2, *Rapport NASA/TM-1999-209478*, Goddard Space Flight Center, NASA, Greenbelt, MD, USA, 1999.
- Ray, R. D., et G. T. Mitchum, Surface manifestation of internal tides in the deep ocean : observations from altimetry and island gauges, *Prog. Oceanogr.*, *40*, 135–162, 1997.

- Ray, R. D., et P. L. Woodworth, Preface to special issue on tidal science, *Prog. Oceanogr.*, 40, 1–6, 1997.
- Raymond, W. H., et H. L. Kuo, A radiation boundary condition for multi-dimensional flows, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 110, 535–551, 1984.
- Reid, J. L., Observations of internal tides in october 1950, *Trans. Amer. Geophys. Un.*, 37, 278–286, 1956.
- Robertson, R., Internal tides in the southern weddell sea 1. model description, *J. Geophys. Res.*, 106(C11), 27,001–27,016, 2001a.
- Robertson, R., Internal tides in the southern weddell sea 2. effects of the critical latitude and stratification, *J. Geophys. Res.*, 106(C11), 27,017–27,034, 2001b.
- Robertson, R., Baroclinic and barotropic tides in the ross sea, *Antarct. Sci.*, 17, 107–120, 2005a.
- Robertson, R., Baroclinic and barotropic tides in the weddell sea, soumis à *Antarct. Sci.*, 2005b.
- Robinson, I. S., Tidally induced residual flows, dans *Physical oceanography of coastal and shelf seas*, édité par B. Johns, pp. 321–356, Elsevier, New-York, 1983.
- Roblou, L., Modélisation de la variation de la surface libre en mer méditerranée, validation de mog2d, Rapport de dess, Université Paul Sabatier - Toulouse III, Laboratoire d'Etude en Géophysique et OCéanographie spatiale, 2001.
- Rosenfeld, L. K., et R. C. Beardsley, Barotropic semidiurnal tidal currents off northern california during the coastal ocean dynamics experiment (code), *J. Geophys. Res.*, 92(C2), 1271–1732, 1987.
- Ruch, P., M. Mirmand, J.-M. Jouanneau, et C. Latouche, Sediment budget and transfer of suspended sediment from the gironde estuary to cap-ferret canyon, *Marine Geology*, 111, 109–119, 1993.
- Rudnick, D. L., T. J. Boyd, R. E. Brinard, G. S. Carter, et G. D. Egbert, From tides to mixing along the hawaiian ridge, *Science*, 301, 355–357, 2003.
- Sandström, J. W., Dynamische versuche mit meerwasser, *Annals in Hydrodynamic Marine Meteorology*, p. 6, 1908.
- Satra, C., Traitement de quelques mesures océanographiques de la campagne gastom90, Rapport de stage de fin d'études, Institut National des sciences et Techniques de la Mer, Laboratoire de Physique des Océans, 1991.
- Schott, F., On the energetics of baroclinic tides in the north atlantic, *Ann. Geophys.*, 33, 41–62, 1977.
- Schrama, E. J. O., et R. D. Ray, A preliminary tidal analysis of topex/poseidon altimetry, *J. Geophys. Res.*, 99, 24,799–24,808, 1994.

- Schureman, P., *Manual of harmonic analysis of tidal observations*, U.S. Dep. of Com., Washington D.C., 1958.
- Schwiderski, E. W., Ocean tides, part ii : A hydrodynamical interpolation model, *Mar. Geodes.*, 3, 219–255, 1980.
- Serpette, A., Marées internes dans le golfe de gascogne : un modèle bi-dimensionnel, Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 1989.
- Serpette, A., et R. Mazé, Internal tides in the bay of biscay : a two-dimensional model, *Cont. Shelf Res.*, 9, 795–821, 1989.
- Sherwin, T. J., Evidence of a deep internal tide in the faeroe-shetland channel, dans *Tidal hydrodynamics*, édité par B. B. Parker, pp. 469–488, John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1991.
- Sherwin, T. J., et N. K. Taylor, Numerical investigations of linear internal tide generation in the rockall trough, *Deep-Sea Res.*, 37, 1595–1618, 1990.
- Simon, B., *L'élévation du niveau des mers*, lettre n°13, SHOM, 2004.
- Simpson, J. H., Tidal processes in shelf seas, dans *The Sea*, vol. 10, édité par H. K. Brink et A. R. Robinson, pp. 113–141, John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1998.
- Sinha, B., et R. D. Pingree, The principallunar semidiurnal tide and its harmonics : baseline solutions for m2 and m4 constituents on the north-west european continental shelf, *Cont. Shelf Res.*, 17(11), 1321–1365, 1997.
- Sjöberg, B., et A. Stigebrandt, Computations of the geographical distribution of the energy flux to mixing processes via internal tides and the associated vertical circulation in the ocean, *Deep-Sea Res.*, 39, 269–291, 1992.
- Smith, R. D., M. E. Maltrud, F. O. Bryan, et M. W. Hecht, Numerical simulation of the north atlantic ocean at $1/10^\circ$, *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 1532–1561, 2000.
- Smith, W. H. F., et D. T. Sandwell, Bathymetric prediction from dense satellite altimetry and sparse shipboard bathymetry, *J. Geophys. Res.*, 99(B11), 21,803–21,824, 1994.
- St Laurent, L. C., et C. Garrett, The role of internal tides in mixing the deep ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 2882–2899, 2002.
- Stephan, V., F. Evennou, et F. R. Martin-Lauzer, Gastom90 : acoustic tomography in the bay of biscay, dans *OCEANS'95. Challenges of our changing global environment*, vol. 1, édité par IEEE, pp. 55–59, 1995.
- Sutherland, B. R., S. B. Dalziel, G. O. Hughes, et P. F. Linden, Visualisation and measurement of internal waves by “synthetic schlieren”. part 1 : Vertically oscillating cylinder, *J. Fluid Mech.*, 390, 93–126, 1999.
- Taylor, G. J., Tidal friction in the irish sea, *Philos. Tr. R. Soc. S-A*, 230, 1–93, 1919.
- Thorpe, S. A., The excitation, dissipation, and interaction of internal waves in the deep ocean, *J. Geophys. Res.*, 80, 328–338, 1975.

- Torrence, C., et G. P. Compo, A practical guide to wavelet analysis, *B. Am. Meteorol. Soc.*, *79*, 61–78, 1998.
- Ulses, C., C. Grenz, P. Marsaleix, E. Schaaff, C. Estournel, S. Meulé, et C. Pinazo, Circulation in a semi enclosed bay under the influence of strong fresh water input, *J. Marine Syst.*, *56*, 113–132, 2005.
- van Aken, H. M., The hydrography of the mid-latitude northeast atlantic ocean. ii : The intermediate water masses, *Deep-Sea Res.*, *47*, 789–824, 2000.
- Van Der Molen, J., The influence of tides, wind and waves on the net sand transport in the north sea, *Cont. Shelf Res.*, *22*, 2739–2762, 2002.
- Vincent, P., et C. Le Provost, Semidiurnal tides in the eastern atlantic from a finite element numerical model, *J. Geophys. Res.*, *93(C1)*, 543–555, 1988.
- Wang, J., C. S. Chern, et A. K. Liu, The wavelet empirical orthogonal function and its application to the analysis of internal tides, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, *17*, 1403–1420, 2000.
- Webb, D. J., et N. Suginohara, Vertical mixing in the ocean, *Nature*, *409*, p.37, 2001.
- Weigand, J. G., H. G. Farmer, S. J. Prinsenber, et M. Rattray, Effects of friction and surface tide angle of incidence on the coastal generation of internal tides, *J. Mar. Res.*, *27*, 241–259, 1969.
- Wunsch, C., Internal tides in the ocean, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *13*, 167–182, 1975.
- Wunsch, C., The work done by the wind on the ocean circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, *28*, 2331–2339, 1998.
- Wunsch, C., et R. Ferrari, Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *36*, 281–314, 2004.
- Xing, J., et A. M. Davies, The influence of wind effects upon internal tides in shelf edge regions, *J. Phys. Oceanogr.*, *27*, 2100–2125, 1997.
- Xing, J., et A. M. Davies, The influence of topographic features and density variations upon the internal tides in shelf edge regions, *Int. J. Numer. Meth. Fl.*, *31*, 535–577, 1999.
- Zang, X., et C. Wunsch, Spectral description of low frequency oceanic variability, *J. Phys. Oceanogr.*, *31*, 3073–3095, 2001.