Evaluation objective de réseaux d'observation en domaine côtier par la modélisation d'ensemble

Matthieu Le Hénaff

▶ **To cite this version:**

Matthieu Le Hénaff. Evaluation objective de réseaux d'observation en domaine côtier par la modélisation d'ensemble. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT : . tel-00336519

HAL Id: tel-00336519
https://theses.hal.science/tel-00336519

Submitted on 4 Nov 2008

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

Thèse

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Discipline : **Océanographie Physique**

Présentée par

Matthieu Le Hénaff

o-O-o

Evaluation objective de réseaux d'observation en domaine côtier par la modélisation d'ensemble

Soutenue le mardi 19 février 2008 devant le jury composé de :

Pierre De Mey	Directeur de Recherches CNRS, LEGOS, Toulouse	Directeur de thèse
Pierre-Yves Le Traon	Ingénieur, IFREMER, Brest	Co-directeur de thèse
Joaquin Tintoré	Professeur, IMEDEA, Majorque, Espagne	Rapporteur
Gilles Reverdin	Directeur de Recherches CNRS, LOCEAN, Paris	Rapporteur
Pierre Brasseur	Directeur de Recherches CNRS, LEGI, Grenoble	Rapporteur
Rémy Baraille	Ingénieur Chargé de Recherches, SHOM, Toulouse	Examinateur
Nick Hall	Professeur, LEGOS, Toulouse	Président du jury

Laboratoire d'Etudes en Geophysique et Océanographie Spatiales
UMR5566 – CNRS/UPS/CNES, Observatoire Midi-Pyrénées
14 av. Edouard Belin, 314000 Toulouse, France

REMERCIEMENTS

La voici, la page de remerciements, à laquelle on n'ose pas penser pendant trois ans ! La libération, le soulagement, le devoir accompli… Je tiens ici à remercier les personnes qui m'ont conseillé, soutenu ou supporté au cours de cette thèse.

En premier lieu, je souhaite bien sûr remercier Pierre De Mey de m'avoir encadré au cours de cette thèse. Notre collaboration a été fructueuse je crois, en termes scientifiques et personnels. Le fait qu'il propose un sujet de thèse à la suite de mon travail me rassure assez sur la valeur de nos recherches. Que personne ne veuille le financer, en revanche… Enfin ! c'est une autre histoire… J'ai aussi apprécié les discussions de couloir sur tout un tas de sujets, politique, cinéma, littérature, musique, ou considérations (inquiètes) sur la civilisation américaine… Je remercie aussi Pierre-Yves Le Traon dont la présence, bien que courte à nos côtés en raison de son départ pour le centre Ifremer de Brest, a motivé les premiers axes de recherche de la thèse, qui m'ont fait découvrir les arcanes complexes de l'altimétrie à fauchée. Un grand merci à Yves Morel, pour m'avoir soutenu pour l'obtention de ma bourse de thèse, financée par la DGA, et pour avoir suivi l'évolution de cette thèse. Je remercie bien sûr les trois rapporteurs qui ont gentiment accepté de lire ce manuscrit et m'en ont fait des critiques constructives, Joaquin Tintoré, Pierre Brasseur et Gilles Reverdin. Je remercie Rémy Baraille d'avoir assisté à ma soutenance, ainsi que Nick Hall pour l'avoir présidée.

Je pense aussi que c'est l'occasion de remercier les personnes qui m'ont fait découvrir et aimer l'océanographie. Tout d'abord, merci à Michèle Fieux pour son cours d'océanographie régionale qui m'a totalement passionné. C'est sans aucun doute ce cours qui m'a poussé vers l'océanographie, domaine auquel je ne me destinais pas. Je souhaite remercier Laurent Mortier pour m'avoir trouvé un stage à Florida State University au printemps 2003, ma première expérience d'océanographe, ainsi que les personnes qui m'y ont encadré, Kevin Speer, Mark Bourassa et Sophie Wacongne. Je reste assez impressionné du travail que nous avons pu réaliser en moins de 3 mois. C'est lors de ce stage que j'ai rencontré Nicolas Wienders, qui m'a lui aussi communiqué son enthousiasme pour l'océanographie, ainsi que pour les fléchettes et pour, … comment dire, un certain *Floridian way of life*. Je pense qu'il va rester encore un moment là-bas, je lui souhaite de continuer à s'y épanouir. Je souhaite aussi remercier mes encadrants au Lodyc à Paris, lors de mon stage de DEA en 2004, Christophe Menkes, Alban Lazar et Jérôme Vialard. J'ai appris beaucoup de choses à leur côté, et je les

remercie de m'avoir proposé de rester plus longtemps que le stage afin d'approfondir ces recherches.

Je souhaite aussi dire un grand merci à Patrick Marsaleix, qui m'a enseigné son modèle Symphonie avec beaucoup d'enthousiasme, et qui est toujours disponible pour répondre aux nombreuses questions que l'on se pose quand on essaie d'interpréter simultanément des ensembles constitués de dizaines de simulations. Ces discussions ont souvent été l'occasion d'un échauffement de cerveau, parfois même réciproque, et toujours riches. Je remercie aussi Florent Lyard pour avoir conçu le modèle MOG2D et le soft Xscan, malgré quelques arrêts cardiaques suite à un usage intensif de ce dernier. Je tiens également à remercier Francis Auclair, pour avoir développé l'outil VIFOP et me l'avoir gentiment et précisément expliqué, ainsi que pour ses cours lumineux d'océanographie côtière en Master et plus généralement pour sa compétence et sa disponibilité. Un grand merci à Laurent Roblou pour son expertise concernant la collecte et le traitement des observations altimétriques et des données marégraphiques, avec une grande disponibilité et toujours avec enthousiasme. Merci à Cyril Nguyen pour m'avoir aidé à plusieurs reprises quand décidément ça voulait pas compiler. Merci à l'équipe informatique du Legos pour avoir patiemment remplacé une à une au cours de ma thèse les pièces défectueuses de mon ordinateur, ainsi qu'à l'équipe informatique du Laboratoire d'Aérologie pour le développement et la maintenance du cluster de PCs et des serveurs de calcul, sans lesquels ma thèse n'aurait simplement pas pu se dérouler. Je tiens aussi bien sûr à remercier Baptiste Mourre, mon prédécesseur au bureau A19, malgré la lourde responsabilité que ce fut de prendre sa suite auprès de Pierre. L'écran, la chaise, le clavier (jamais lavé) et la souris que j'ai utilisés au cours de la thèse sont avant tout les siens, et les seules pièces d'origine de mon PC. C'est dire la quantité de science de haut vol que ces objets ont vu défiler ! Plus sérieusement, je le remercie de m'avoir expliqué les outils qu'il a développés au cours de sa thèse, et d'avoir suivi mon travail à distance. Je crois que lui aussi restera marqué toute sa vie par cette discipline passionnante que l'on nomme prosaïquement « altimétrie à fauchée ». De manière plus générale je souhaite remercier l'équipe du POC pour sa compétence scientifique, et pour l'ambiance inimitable de ses réunions. Je souhaite aussi remercier les membres de la défunte équipe Dyno et de la toute jeune équipe Ecola, à qui je souhaite une longue vie pleine de fructueuses collaborations. Merci aussi à l'équipe du SHOM, qui a suivi ma thèse pour le compte de la DGA : Yves Morel bien sûr, Rémy Baraille, Stéphanie Correard et Michel Gavart. Merci de m'avoir fourni des données d'observations, ainsi que des photocopies d'articles quasiment introuvables. Merci surtout de m'avoir conseillé et d'être toujours disponibles. Enfin, je souhaite bien évidemment remercier l'équipe de l'administration du Legos, Martine, Nadine et Catherine, pour leur gentillesse et leur professionnalisme, parce que payer une conférence en dollars avec la carte bleue du CNRS, ça mériterait sans doute un prix Nobel.

Je me dois aussi de remercier mes collègues au sein du Legos, sans qui la thèse n'aurait vraiment pas été la même. En premier chef (un ptit verre etc.), Julien Lamouroux, alias Ju, alias Morue, pour avoir partagé ensemble des heures bien sombres (la fin de sa thèse) et des heures plus légères (après sa thèse), faites de musique islandaise aigue et lancinante (et finalement pénible), d'improbables détournements de LA scène mythique de Star Wars, caricaturés main levée, dont les traces de marqueurs resteront longtemps incrustées dans le tableau du bureau je crois, mais aussi de bonnes farces faites à nos amis les oiseaux qui viennent s'abreuver au pied du bureau, ou de performances vocales visant à interpréter n'importe quelle chanson du répertoire francophone à la manière de Claude François (la Compagnie Créole s'y prête très bien d'ailleurs). Oui, j'ai participé à tout ça. Je remercie bien sûr Jean-Batpi…, non Jean-Bapits…, non, euh… Jota, quoi, pour son éternelle bonne humeur

et les onomatopées qu'il est le seul à savoir émettre très à propos sans qu'on se demande pourquoi (qui penserait que « Huuuu » fait partie du vocabulaire de tous les jours ?). Et aussi pour les virées qu'on a pu faire ensemble, en école d'été puis au Chili. C'est un parfait compagnon de voyage. Je pense aussi à Boubou, pour son goût immodéré pour la charcuterie, ses fringues décalées et sa sincère passion pour la musique des années 90. Grâce à lui, les Musclés s'assurent une seconde carrière. Merci Boubou ! Merci à Yoyo, pour sa science de la danse déhanchée arythmique ainsi que le trop fameux jeté de pieds alterné, et pour son rire, disons, communicatif. Et aussi pour ses récits de bagages perdus en avion, une spécialité. Merci de nous avoir fait visiter le Chili ! Je remercie bien sûr Momo et Tempête, mes fidèles compagnons de Champagne et de Guitar Hero. Merci Momo pour tes remarques naïves sur tout ce qui concerne la culture populaire en général et la télévision des années 80 en particulier, et aussi pour tes phrases à double sens sorties sans la moindre arrière pensée, phénomène que l'on appelle dorénavant une « Momo ». Merci d'avoir une grande maison en Californie. Tempête, merci de dénicher les petits concerts où j'irais jamais sinon, et aussi pour ta passion communicative pour la bière belge. C'est aussi grâce à toi que j'ai plongé dans la BD dite d'auteurs. Mon portefeuille te dit deux fois merci. Merci à Marielle pour nous avoir fait découvrir les spécialités du Gers, et pour son goût de la surenchère qui donne de curieux résultats face à Yoyo. Ta chorégraphie de la danse des canards reste aussi dans toutes les mémoires ! Merci au Bess pour sa coiffure qui fut toujours une source d'inspiration, ses chemises transparentes affriolantes et aussi pour nous avoir appris l'existence de la peinture bio au fromage blanc. J'en suis encore tout retourné. Merci à Charlotte pour ses coups de gueule, à Alix pour nous mettre à jour sur les dossiers sensibles, aidée en cela par Erika et Mathilde. Merci à Célia pour son enthousiasme tout bretonnant, et son investissement dans les soirées thésards de l'Observatoire qui ont permis à certains talents d'être révélés au grand jour. Merci à Pascal pour ses calembours inégalés et ses sandales … inégalées. Merci à Thierry Letellier pour de vrais débats de fond : les habitants de la Manche conduisent-ils moins bien que ceux du Calvados ? Nos avis resteront inconciliables. Merci à Gabriel pour sa gentillesse et son accent, et aussi pour m'avoir ouvert la porte un samedi après-midi où ma naïveté de jeune thésard m'avait laissé coincé hors du labo avec juste mon café et ma clope. Merci aussi pour sa fantastique soirée de thèse à Barcelone, qui fut à tous égards une révélation. Merci aussi à Lado, pour être le meilleur modèle volontaire des couturiers de Celio et Jules, assorti à une coiffure à base de gel dont on se demande si elle a jamais été à la mode, et bien sûr pour organiser tous les ans la St Pé session, à base de fumée blanche et de jeux débiles. Enfin, c'est surtout Marie qu'on remercie ! Je salue également Laurent Roblou, alias Blaiche, qui non seulement est compétent en altimétrie, mais aussi en humour de mauvaise facture. Merci aussi à Amandine Nunes, pour sa fraîcheur et son irrévérence envers nos vénérables anciens (Ju). Un grand merci à Claire pour être fan de foot et de rugby, nous rassurant dans nos convictions toutes masculines qu'il s'agit bien là de spectacles légitimement captivants. Je salue bien évidemment Mathilde, nouvelle venue en altimétrie, Réglisse qui est de toutes les sorties et prendra notre digne succession au Champagne, et Bill, malgré son goût pour des endroits louches comme le Filochard. Ta performance au karaoké à Orlando en live sur Elvis restera dans la mémoire de tous ceux ayant vécu cette scène. Parmi eux, un grand coucou à Christelle, et à Sylvain, c'était bien sympa l'AGU. Un grand merci bien évidemment à Yoann, qui a eu la lourde tâche de remplacer Ju dans le bureau, et qui s'en acquitte de fort belle manière, malgré une propension à écrire des emails venus d'une autre galaxie que je suis le seul à oser lire jusqu'au bout (oui, je suis le seul). Je salue bien évidemment la bande des surfeurs, Boutch, Vincent et Ali (bon vent avec Domi !). Je salue aussi Malik, et bien sûr Amandine même si c'est difficile d'avoir une conversation sensée avec elle. Je salue Ariane, qui est arrivée avec Romain après ma soutenance, mais bon merci quand même ! Je n'oublie pas les collègues du « côté obscur », à savoir le L.A., qui sont

quand même gentils. Je remercie et je félicite donc Caro, qui n'aura pas été si longtemps loin de Toulouse, et aussi Marine qui je pense connaîtra le même destin. Merci à Ivane, à Jochem, à Pedro, à Sarah. Je tiens à préciser que tous ces gens ont été, et pour beaucoup sont encore, en contrat précaire pour faire de la recherche. J'espère que leur présence dans ces remerciements ne compromettra pas leur avenir. Si tel était le cas, j'en serais bien désolé. Surtout, cela voudrait dire que le mien est sérieusement compromis.

La thèse, ce n'est pas que l'occasion de se faire des amis au labo. C'est aussi l'occasion de se faire des amis hors du labo. Je tiens donc à saluer Benjamin, pour m'avoir hébergé dans son 2 pièces au tout début de la thèse, alors que j'arrivais de Paris un peu hébété et surtout totalement perdu. Grâce à toi j'ai appris à aimer et détester à la fois les percus africaines (ça dépend du moment où on l'écoute). Salut à Gwen et Sabine, je vous souhaite beaucoup de bonheur pour votre vie de famille (qui s'agrandit) ! Salut à Khadi et Tiérno, dont l'installation mouvementée dans la région a l'air de finalement bien se passer. Salut à Morvan et Flo, dans leur bel appart' de leur quartier fétiche d'Arnaud Bernard, comme quoi on est bien à Toulouse ! Une très grosse bise à Maria, pour sa fine connaissance du cinéma américain de Ben Stiller, les séances DVD du dimanche après midi, et pour un anniversaire mémorable à la Prairie des Filtres. Un grand merci à Baptiste, malgré sa mauvaise foi concernant le fromage de Normandie et la vie à Toulouse. Le battre à Guitar Hero fait beaucoup de bien à mon amour propre. Coucou à Madeline, qui va finir par se prendre de passion pour le football commenté en chinois, j'en suis sûr. Je salue bien sûr Ariadna, qui ne sera pas restée très longtemps à Toulouse mais à qui j'aurai eu le temps d'enseigner une partie de mes modestes connaissances en fromage français. Comment ne pas remercier Guitou, pour sa bonne humeur communicative et ses incroyables ressources quand il s'agit de dégoter des soirées le week-end à Toulouse. Sans toi, les sessions pétanque en short et tongs début avril alors qu'il ne fait que 12°C n'auraient pas la même saveur. Je remercie bien sûr Thibaut et Martin, alias Tic et Tac, pour me sortir de temps en temps au Carna, au cas où j'aurais oublié comment c'est, une boîte de nuit toulousaine, mais aussi pour nous donner régulièrement un joli spectacle en jouant au foot (« P…ain, tu fais ch… Martin ! »). Je salue aussi Aurélie et Noémie par la même occasion. Quelle patience de rester avec vos mecs ! Une grosse bise aussi à Claire et Annelie, Claire ta soirée apéro chic – petite poire a été un franc succès ! Je salue aussi la bande des Québecois, Jeff, Julie, Marie-Noëlle, qui auront amené une belle touche de poutine à nos soirées. Un grand salut aussi à Perrine, et Adriana, et aussi José malgré ses coups de sonnette intempestifs, Blaise pour sa gentillesse, David pour sa coiffure et aussi pour savoir jouer de la guitare comme ça (vous enregistrez quand avec Morvan ?), et aussi Aurélie. Un grand coucou à Alex qui vient de soutenir sa thèse après une année de galère (on peut dire). Un grand salut à Pépette pour son savoir-faire en danse déhanchée, pour son grand rire et son goût de la pose photographique ridicule. Coucou aussi à Amandine, bon vent à la Réunion ! J'en oublie sans doute, mais bon en près de 4 ans, et en colocation, on en rencontre du monde… Je salue aussi mes vieux potes de Paris, et surtout ceux qui ont fait l'effort de passer me voir. Merci à Lydia d'avoir ouvert la voie, à Tonton pour m'avoir décidé à aller aux ferias de Pampelune (à faire une fois dans sa vie), à Sophie, Maria et Olivier B d'être venus à ma soirée de thèse, ça m'a beaucoup touché. Merci à Sylvain, Nico et YoKo de m'avoir hébergé de nombreuses fois quand j'étais de passage sur Paris. La bise à Julie et Elise, faut que je passe vous voir. Je salue aussi Maxime, tu dois être le seul de la prépa dont j'ai encore des nouvelles. J'embrasse aussi de bon cœur la bande des Kékés cherbourgeois, qui sont toujours là, vaillants, malgré les années qui passent. J'espère qu'on continuera cette saine tradition de faire le Nouvel An ensemble. Je remercie aussi John, Heather et Richie pour leur accueil et leur gentillesse. A bientôt sans doute.

Je terminerai en remerciant de tout mon cœur mes parents, Agnès et Jean-Claude, et mes sœurs, Céline et Marie. Malgré la distance et ma tendance à préserver mon maigre pouvoir d'achat pour autre chose que des allers-retours en train Toulouse-Cherbourg ou Toulouse-Quimper, on aura quand même réussi à se voir pas mal finalement ! Merci d'être toujours là, à l'écoute, et surtout merci de m'avoir donné ce goût pour la curiosité, qui n'est vraiment pas un vilain défaut. Enfin merci à la R19 de grand-père, qui est restée au bord de la route, cette fois pour de bon.

CHAPITRE A : INTRODUCTION 12

PARTIE 1 : ETUDE DE L'APPORT D'UN ALTIMETRE A FAUCHEE POUR LA CONTRAINTE DE LA PHYSIQUE BAROTROPE EN MER DU NORD EN TENANT COMPTE DES ERREURS DE ROULIS 16

INTRODUCTION 18
CHAPITRE B : MER DU NORD : CONTEXTE DE L'ETUDE 20
B.1 Le projet WSOA : petite révolution dans l'altimétrie 20
B.1.1 Principe de la mesure : 20
B.1.2 Capacité de mesure 21
B.1.3 Limitations de la mesure et sources d'erreur 22
B.1.4 Futur de ce type de mission 24
B.2 Simulation de la physique barotrope de la Mer du Nord 25
B.2.1 Le modèle MOG2D 26
B.2.1.1 Equations du modèle 27
B.2.1.2 Les termes de forçage 28
B.2.1.3 Les termes dissipatifs 28
B.2.1.4 Les conditions aux limites et initiales 29
B.2.2 La simulation de référence 29
B.2.2.1 Conditions atmosphériques 29
B.2.2.2 Réponse océanique 31
B.2.3 Incertitudes liées à la bathymétrie 32
B.2.3.1 Caractérisation des erreurs de bathymétrie 32
B.2.3.2 Modélisation stochastique 33
CHAPITRE C : MER DU NORD : RESULTATS ET ANALYSE 38
Abstract 39
C.1 Introduction 39
C.2 Impact assessment configuration 41
C.2.1 The model 41
C.2.2 Stochastic modelling and ensemble spread statistics 41
C.2.3 The assimilation system 42
C.2.4 The simplified measurement model 43
C.3 Characterization and modelling of the wide swath altimeter errors 45
C.3.1 Errors of the nadir altimeter 46
C.3.2 Errors of the interferometer 46
C.4 Impact of cross-track measurements 48
C.4.1 The study configurations 48
C.4.2 Spatial impact of XTS measurements 49
C.4.3 Temporal impact 50
C.4.4 Global error reduction 51
C.5 Conclusion 53
Acknowledgments 54
CONCLUSION 56

PARTIE 2 : ANALYSE DE RESEAUX D'OBSERVATION PAR LA METHODE RMS ET APPLICATION A UN MODELE 3D DU GOLFE DE GASCOGNE 58

INTRODUCTION 60
CHAPITRE D : GOLFE DE GASCOGNE : CONTEXTE DE L'ETUDE 62
D.1 Physique du Golfe de Gascogne 62
D.1.1 Bathymétrie 62
D.1.2 Hydrographie 63
D.1.3 Dynamique 64
D.1.3.1 Dynamique moyenne 64
D.1.3.2 Courant de pente 65
D.1.3.3 Tourbillons 68
D.1.3.4 Dynamique de plateau 69
D.1.4 Upwelling 70

D.1.5 Conditions de l'étude 71
D.2 Le modèle 72
D.2.1 Equations du modèle 72
D.2.2 Forçage sur le fond et en surface 75
D.2.3 Forçage aux frontières latérales ouvertes 77
D.2.4 Représentation des fleuves 78
D.2.5 Grille verticale 79
D.2.6 Conditions initiales 80
D.2.7 Sorties temporelles 82
D.3 Les conditions météorologiques de la simulation de référence 82
D.3.1 La période d'étude 82
D.3.1.1 Conditions atmosphériques moyennes 82
D.3.1.2 Variabilité temporelle 85
D.3.2 Les coups de vent de l'étude 89
D.3.2.1 Le coup de vent du 8 juillet 89
D.3.2.2 Le coup de vent du 12 août 89
D.3.2.3 Le coup de vent du 18 août 91
D.4 Réponse océanique 91
D.4.1 Etat moyen 91
D.4.1.1 En surface 91
D.4.1.2 Sur la verticale 97
D.4.2 Variations temporelles 99
D.4.2.1 En surface 100
D.4.2.2 Sur la verticale 104
D.4.3 Quelques épisodes particuliers 107
D.4.3.1 Episode de vent du 8 juillet 107
D.4.3.2 Episode de vent du 12 août 108
D.4.3.3 Upwelling de Galice 109
D.5 Validation du modèle 112
D.5.1 En surface 112
D.5.1.1 SST AVHRR 112
D.5.1.2 Elévation de surface Topex et Jason 1 115
D.5.1.3 Elévation de surface à la côte par les marégraphes 118
D.5.1.4 Données de couleur de l'eau 120
D.5.2 Sur la verticale 123
D.5.2.1 Relevés AXBT de la campagne Mouton 2004 123
D.5.2.2 Relevés de flotteurs Argo 126
CHAPITRE E : GOLFE DE GASCOGNE : RESULTATS ET ANALYSE 130
Abstract 131
E.1 Introduction 131
E.2 The RMS technique 133
E.2.1 Theory 133
E.2.2 Example 136
E.3 Application to a 3D coastal model of the Bay of Biscay 137
E.3.1 Model implementation 138
E.3.2 Validation 139
E.3.3 Ensemble strategy 142
E.3.4 The error subspace 145
E.3.5 Comparison of altimetry networks 148
E.3.6 In situ array design 152
E.4 Conclusion 154
Appendix 155
Acknowledgments 156
CHAPITRE F : GOLFE DE GASCOGNE : RESULTATS COMPLEMENTAIRES 158
F.1 Modélisation stochastique 158
F.1.1 Perturbation du vent de surface 158
F.1.2 Perturbation des conditions hydrographiques initiales 159
F.2 Analyse des sous espaces d'erreur 165
F.2.1 Evolution temporelle comparée sur la plaine abyssale et le plateau 166
F.2.2 Evolution à la surface 169
F.2.2.1 Elévation de surface 170
F.2.2.2 Température de surface 171

F.2.2.3 Salinité de surface 173
F.2.2.4 Courants de surface 174
F.2.3 Evolution sur la verticale 176
F.2.3.1 Température 176
F.2.3.2 Salinité 177
F.2.3.3 Courants zonaux 179
F.2.4 Conclusion 180
F.3 Analyse de réseaux d'observation 181
F.3.1 Réseau altimétrique 181
F.3.2 Impact du roulis 186
F.3.3 Réseau in situ sur le plateau des Landes 187
CHAPITRE G : GOLFE DE GASCOGNE : ETUDE DES PROCESSUS HAUTE FREQUENCE 194
G.1 Simulation avec sorties toutes les 2 heures 194
G.1.1 Description 194
G.1.2 Validation 200
G.2 Analyse du sous espace d'erreur avec sorties à 2 heures 202
G.3 Réseau marégraphique haute fréquence 205
CHAPITRE H : CONCLUSION 212
BIBLIOGRAPHIE 216

Chapitre A : Introduction

L'océan mondial couvre 70.8% de la surface du globe et constitue la composante lente du système climatique qu'il forme avec l'atmosphère. L'humanité est donc réduite à vivre sur les 29.2% restants. En réalité, les populations humaines sont beaucoup plus densément réparties sur les bords des mers et des océans qu'ailleurs sur les continents. Deux tiers de l'humanité habitent à 400 km ou moins de la mer, la moitié à moins de 200 km, soit sur seulement 10% de la superficie des continents (Don Hinrichsen, 1998). Cette forte densité n'est pas près de chuter, au contraire : de 77 habitants par km^2 en 1990, la bande côtière devrait voir sa densité atteindre 115 habitants au km^2 à l'horizon 2025, d'après un rapport du Programme des Nations Unies pour l'Environnement paru en 2006 (*Le Monde*, 4 octobre 2006). Cette réalité est particulièrement prononcée en Asie, mais les autres continents ne sont pas épargnés. La pression humaine sur la zone côtière est source d'inquiétudes : les activités humaines génèrent une pollution majeure des océans, que ce soit par les rejets des fleuves, les déversements d'usines à la côte ou encore par les dégazages de navires et les marées noires. Cette pollution affecte en particulier l'océan côtier, bien qu'elle s'étende au-delà. Et pourtant, l'océan fait vivre 200 millions de pêcheurs, 500 millions de personnes de manière indirecte. La moitié des ressources prélevées dans les océans par les hommes provient des écosystèmes côtiers (Don Hinrichsen). La gestion responsable des zones maritimes côtières est donc un véritable défi pour de nombreuses sociétés, qui nécessite, entre autres choses, une bonne connaissance de la physique de ce milieu.

Au-delà même des problématiques liées à l'impact de l'homme sur le milieu marin côtier, la zone côtière, définie par la partie de l'océan en périphérie des continents et notamment située sur le plateau continental, constitue une zone d'étude physique particulière. A l'échelle des bassins, c'est une zone de transfert de masses d'eau grâce à des courants localisés le long des côtes. Les côtes constituent un guide d'onde naturel pour les ondes de Kelvin, que l'on peut mettre en parallèle avec la dynamique équatoriale, et qui permet de même des connexions à distance entre bassins. L'interface que cette zone constitue entre la côte et le large au niveau du plateau continental se matérialise par la présence de débordement de masse d'eau du large sur le plateau, et de panaches d'eau du plateau vers le large. Ces derniers transportent avec eux des particules issues du lessivage des sols continentaux et nourrissent de ce fait la zone hauturière en éléments géochimiques. Ces éléments sont d'une importance capitale pour la biologie marine. Les phénomènes physiques et dynamiques côtiers constituent donc une interface entre des dynamiques de différentes échelles, et entre la chimie et la biologie. Ces phénomènes vont des effets de houle, très rapides et limités à la surface, aux variations très lentes associées à la variabilité climatique planétaire, tel le phénomène El Niño, pour sa partie côtière, ou le réchauffement climatique, en passant par les phénomènes de marées, à dominante semi diurne ou diurne, sans oublier la dynamique méso échelle le long des marges continentales. La représentation de la physique complexe de cette zone nécessite des modèles numériques très coûteux, ce qui a longtemps pénalisé l'étude de l'océan côtier, en

comparaison avec l'étude des bassins océaniques de grande échelle. Des modèles suffisamment précis dédiés à cette zone n'ont pu être développés qu'à partir de la fin des années 80, alors que les premiers modèles de circulation de l'océan hauturier ont fait leur apparition dès les années 70. De plus l'étude des zones côtières souffre d'un déficit d'observations adaptées. Les observations in situ issues de campagne en mer existent bien en zone côtière, mais n'ont pas bénéficié de campagnes intenses de type WOCE (World Ocean Circulation Experiment) à la fin des années 90, dédiée à l'étude de la circulation océanique globale, ou du programme Argo, qui vient d'atteindre l'objectif initial de déploiement de 3000 flotteurs lagrangiens profileurs, dont le but est d'atteindre une couverture spatiale dense de l'océan global. Il existe assez peu de réseaux in situ permanents en zone côtière, tel que les réseaux TAO dans l'Océan Pacifique Equatorial ou Pirata dans l'Océan Atlantique Equatorial, en raison du coup d'un tel dispositif, qui nécessiterait une densité de mouillages plus importantes. De tels réseaux régionaux ont été mis en place par exemple dans le Golfe du Maine aux Etats-Unis, le Gulf of Maine Ocean Observing System (GoMOOS), en Mer d'Irlande avec le Liverpool Bay Coastal Observatory , ainsi qu'autour des Iles Baléares avec le réseau PLATLIB (Plataforma Tecnológica del Litoral de las Islas Baleares). Ces réseaux intégrés et multicapteurs illustrent la volonté d'accéder à des mesures denses et régulières, à même de caractériser les processus typiques d'une région côtière donnée. Sans la mise en place de tels réseaux les seules mesures régulières en milieu côtier sont les séries de mesures marégraphiques, qui sont les plus longues séries d'observation de la mer connues. Ces données ne permettent pas de répondre à tous les besoins d'observation de la zone et sont limitées à la côte. Les observations satellite se sont fortement développées dans les années 90. Leur spécification n'a pas été conçue initialement pour étudier les phénomènes côtiers, mais a privilégié l'étude des bassins océaniques de grande échelle. On pense notamment à l'altimétrie et au lancement de Topex Poseidon en 1992, qui a révolutionné l'observation de l'océan hauturier en mesurant les variations de la hauteur de la mer et donc la dynamique, mais dont les capacités d'observation ne sont pas calibrées pour mesurer la dynamique côtière. Il en est de même pour les satellites altimétriques lui ayant succédé. Des recherches se poursuivent pour réussir à extraire, par un retraitement adapté, des données utilisables à cet effet (Bouffard et al. 2008b). De grands espoirs reposent sur le futur de l'altimétrie, avec la mise au point d'un nouvel instrument, l'altimètre à fauchée, qui permettrait de mesurer les variations de hauteur de mer avec une meilleure résolution spatiale. Les performances des satellites altimétriques existants ont permis le développement de l'océanographie opérationnelle, qui prévoit l'état de la mer à l'échéance de quelques jours à deux semaines. En France le groupement Mercator, basé à Toulouse, est chargé de ces prévisions pour l'océan global et les bassins Atlantique et Méditerranée. En termes de prévision, l'océanographie côtière est là encore en retard sur l'océanographie hauturière, alors que c'est sans doute dans ces zones côtières que des prévisions seraient les plus utiles au grand public.

Les types de variabilité physique dominants de l'océan côtier sont aujourd'hui connus. Les progrès en modélisation numérique ont permis d'atteindre ces dernières années une précision suffisante pour représenter de manière assez satisfaisante la physique océanique côtière, qu'elle soit haute fréquence de type barotrope, ou basse fréquence nécessitant une modélisation en trois dimensions. Améliorer la fidélité des modèles vis-à-vis de la réalité nécessite de les comparer aux observations disponibles. L'amélioration d'un modèle peut s'effectuer en modifiant ou en affinant les équations ou les paramètres qui le régissent, ou bien encore en y intégrant par des techniques d'assimilation de données les observations disponibles afin de le faire tendre vers la réalité telle qu'elle est observée. Ce dernier cas vise en réalité l'amélioration de la prévision du modèle plutôt que l'amélioration du modèle proprement dit. Ces deux démarches nécessitent d'être capables d'évaluer les capacités d'un

modèle mais aussi les besoins de ce modèle en terme d'observations. Augmenter le nombre d'observations apparaît comme la démarche la plus naturelle pour améliorer les connaissances de la zone, et par là les modèles. Le besoin d'observations plus fréquentes ou plus denses spatialement est un impératif en zone côtière, mais suscite réflexion. Etant donné le coût des moyens d'observation (un flotteur Argo a un coût total estimé à 20 000 €, la mise en place d'un satellite d'observation de la Terre se chiffre en dizaines voire centaines de millions d'€), il est nécessaire de définir au mieux de quel réseau d'observation on a besoin. Cette question n'est pas triviale.

La démarche classique pour concevoir un réseau d'observations repose sur les connaissances issues de campagnes précédentes et des études menées sur ces observations. La mise en place d'un réseau dédié à l'étude de processus physiques identifiés vise pourtant des objectifs semblables à la modélisation, à savoir être capable de caractériser ces processus et leur variabilité. L'utilisation de la modélisation dans la conception d'un réseau nous offre alors des outils pour déterminer les besoins en observation de ces processus. En effet nous ne sommes pas devant un espace inconnu que l'on cherche à explorer. Si tel était le cas, n'importe quelle observation serait utile, et plus nous disposerions d'observations, plus nous en apprendrions sur ce milieu. La modélisation numérique nous offre déjà une représentation de la physique côtière, que l'on souhaite améliorer mais sur laquelle on peut -on doit- s'appuyer. Il nous faut découvrir quel(s) réseau(x) améliorerai(en)t de manière efficace cette représentation, en particulier capable(s) d'évaluer ou de réduire sa part d'incertitude. Ainsi, les observations existantes fournissent « naturellement » des informations sur les capacités d'un modèle à représenter certains processus, et en retour ce modèle est utile pour déterminer quel réseau d'observations est efficace pour améliorer sa représentation des processus physiques de la zone. C'est cette interaction entre un modèle numérique, utilisé pour définir un réseau d'observations, et ce réseau, dont on attend qu'il améliore les performances du modèle, que nous avons étudiée durant cette thèse. Ceci consiste en la mise au point de critères permettant d'évaluer l'apport d'un instrument ou d'un réseau, sous la forme de scores de performance, ou « métriques », construites à partir des incertitudes pesant sur le modèle numérique.

La première partie de cette étude est consacrée à l'étude des performances d'un altimètre à fauchée pour la mesure de la dynamique barotrope du plateau continental. Cette dynamique, de période courte de l'ordre de quelques heures, nécessite une fréquence de mesure élevée pour pouvoir être caractérisée. Les phénomènes barotropes sont très sensibles à la bathymétrie, qui constitue donc une source d'erreur pertinente pour le modèle. Cette erreur a été étudiée par le passé (Mourre et al., 2004, 2006) en Mer du Nord à l'aide du modèle barotrope MOG2D (Carrère et Lyard, 2003). Ces études ont montré, entre autres, qu'un altimètre à fauchée était capable de réduire significativement les erreurs du modèle associées aux incertitudes de bathymétrie. Elles n'ont pas tenu compte de certaines caractéristiques de l'instrument de mesure, l'interféromètre radar, dont la qualité d'observation dépend du comportement de la plateforme satellite, en particulier le roulis. Les erreurs de mesure induites par le roulis, en plus d'être de grande amplitude, ont la particularité d'être corrélées dans l'espace le long de la trajectoire du satellite. Nous avons étudié ce type d'erreur et leur impact sur la mesure selon la même approche que Mourre, dans le cadre d'expériences jumelles mettant en jeux des observations simulées. Cette technique, connue sous le terme d'OSSE (Observing System Simulation Experiments, Charney et al., 1969) consiste à comparer une simulation numérique sans assimilation de données dans le modèle à une simulation où l'on assimile des données « simulant » les observations, en tenant compte des erreurs d'observation associées. L'espace d'erreur du modèle est évalué par une modélisation stochastique reposant sur les incertitudes bathymétriques. L'ensemble modélisé permet une

évaluation statistique de l'erreur du modèle en tant compte du caractère non linéaire prononcé de la physique côtière. Le filtre de Kalman d'ensemble (Evensen 1994) mis en place repose sur l'utilisation de ces statistiques évoluant dans le temps pour assimiler les données dans chacune des simulations de l'ensemble. Les performances de l'altimètre à fauchée tenant compte des erreurs de roulis sont quantifiées par la réduction des erreurs du modèle pour l'ensemble avec assimilation des données simulées comparé à l'ensemble où l'on n'assimile aucune observation. Ces performances seront sans doute utiles aux décideurs pour le futur des missions altimétriques, dont l'altimètre à fauchée est une des options.

Dans une deuxième partie nous nous intéressons à la physique barocline à l'interface entre l'océan hauturier et le plateau continental. La dynamique dont nous cherchons en priorité à évaluer l'observabilité est la dynamique méso échelle, tels que les courants de pente, les méandres ou les tourbillons. Ces phénomènes sont cette fois de plus grande période mais ont une échelle spatiale réduite et une signature parfois faible. La physique en question est simulée à l'aide du modèle Symphonie (Marsaleix et al., 2008) représentant le Golfe de Gascogne au cours de l'été 2004. Nous avons considéré comme sources d'erreurs pour le modèle les incertitudes sur le vent et celles sur les conditions hydrographiques initiales. Le modèle numérique utilisé est très lourd numériquement et permet difficilement d'implémenter un filtre de Kalman d'Ensemble comme précédemment. Nous avons donc mis au point une technique d'évaluation de réseaux d'observation ne nécessitant pas d'assimilation de données. Cette technique, nommée Representer Matrix Spectra (RMS), repose sur la comparaison des covariances d'erreur du modèle, évaluées ici encore par modélisation stochastique, et les covariances d'erreur d'observation. Cette comparaison définit un critère d'évaluation des capacités de réseaux d'observation en considérant qu'un réseau est performant lorsque les erreurs d'observation qu'on lui associe sont plus faibles que les erreurs du modèle correspondantes, c'est-à-dire aux temps et lieux des observations. Cette technique d'analyse est plus aisée à mettre en place, car un seul ensemble de simulations par source d'erreur est nécessaire à l'évaluation de tous les réseaux que l'on souhaite étudier. Elle permet de plus une analyse qualitative de l'impact du réseau d'observation sur les variables du modèle. Dans ce cadre, nous avons étudié les performances de divers réseaux d'observation altimétriques, dont l'altimètre à fauchée, ainsi que l'optimisation d'un réseau d'observation in situ. Cette technique a aussi été utilisée pour évaluer les performances de réseaux marégraphiques, grâce à un ensemble de simulations Symphonie de plus haute fréquence temporelle et sensible aux incertitudes sur le vent, adapté à l'étude des surcotes.

PARTIE 1 : ETUDE DE L'APPORT D'UN ALTIMETRE A FAUCHEE POUR LA CONTRAINTE DE LA PHYSIQUE BAROTROPE EN MER DU NORD EN TENANT COMPTE DES ERREURS DE ROULIS

Introduction

Cette première partie s'intéresse à l'observabilité des processus barotropes caractérisant la dynamique du plateau continental. Ces processus de haute fréquence temporelle et de grande amplitude sont difficilement observables de manière systématique, hormis par les marégraphes le long de la côte, car ils nécessitent une période de mesure assez courte. Dans l'optique d'améliorer la connaissance et la prévision des processus physiques côtiers, la question de l'utilisation de satellites altimétriques pour mesurer ces processus s'est naturellement posée. Cette question a été abordée par Baptiste Mourre au cours de sa thèse soutenue en 2004. Plusieurs scénarios d'observation ont été envisagés afin de déterminer quelle configuration permettrait d'observer efficacement ces phénomènes. La qualification des capacités des scénarios envisagés s'est effectuée grâce à l'assimilation de données simulées dans un modèle numérique adapté, selon la méthodologie des OSSEs. Les sources d'erreur du modèle sont les incertitudes sur la bathymétrie, paramètre déterminant de la physique barotrope côtière. Parmi les scénarios étudiés, l'utilisation d'un altimètre à fauchée a particulièrement retenu l'attention. Cet altimètre utilise une technique de mesure par interférométrie permettant d'obtenir des données de hauteur de mer sur un large faisceau au sol, et non plus simplement à la verticale du satellite. Il était prévu d'embarquer un tel instrument en démonstration à bord du satellite Jason 2, prévu pour 2008, dans le cadre de la mission WSOA (Wide Swath Ocean Altimeter). Dans l'étude menée par Baptiste Mourre, cet altimètre apparaît très performant pour réduire les erreurs du modèle liées à la bathymétrie.

Les qualités très prometteuses de cet altimètre, les besoins exprimés en observation de la zone côtière et les perspectives offertes par la présence de cet instrument à bord de Jason 2 ont décidé la DGA (Délégation Générale de l'Armement) à proposer une bourse de thèse pour étudier les performances de ce type d'instrument pour l'observation de processus côtiers. C'est avec cette bourse que j'ai pu effectuer mon travail de thèse. Initialement, ce travail reposait sur l'étude approfondie des performances de l'altimètre à fauchée pour l'observation des processus barotropes, entamée par Baptiste Mourre, et étendre cette étude à l'observation des processus baroclines, de plus petite extension mais de durée de vie plus longue. L'annulation de la mission WSOA au printemps 2005 nous a conduit à élargir le cadre de cette seconde phase du travail.

L'étude menée par Baptiste Mourre ne tient pas compte des erreurs de mesure associée au comportement de la plateforme satellite. L'interféromètre est particulièrement sensible au roulis du satellite, qui induit des erreurs d'observation de grande amplitude. De plus, ces erreurs sont corrélées sur la trajectoire du satellite, ce qui complique leur caractérisation. Dans le cadre de la qualification des capacités de l'altimètre à observer les processus côtiers, objectif premier de cette thèse, il a donc semblé naturel d'étudier plus précisément ce type d'erreur. Le cadre offert par les travaux de Baptiste Mourre s'y prête particulièrement. Il nous permet d'analyser la prise en compte des erreurs de roulis dans l'assimilation de données, et

d'évaluer l'impact de ces erreurs sur les performances du satellite. Cette première partie présente ce travail.

Cette partie est constituée de deux chapitres. Le chapitre A rappelle le contexte de l'étude, à savoir le projet d'altimétrie à fauchée, ses principes et les limitations de la mesure, ainsi que les perspectives de développement de ce type d'instrument pour l'avenir suite à l'annulation de la mission WSOA. Il revient sur l'étude de Baptiste Mourre et décrit le modèle numérique, la période et la zone d'étude ainsi que les phénomènes modélisés. Enfin, il décrit les incertitudes sur la bathymétrie utilisée et les erreurs qu'elles induisent dans la modélisation. Le chapitre B est constitué d'un article soumis à *Journal of Atmospheric and Oceanic Technologies*, « **Contribution of a wide-swath altimeter in a shelf seas assimilation system – Impact of the satellite roll errors** », accepté. Il reprend brièvement le cadre de l'étude, et décrit le filtre de Kalman d'Ensemble (EnKF, Evensen 1994) utilisé pour évaluer les performances de l'altimètre à fauchée, ainsi que la représentation de l'instrument pour l'étude. Il présente les capacités de mesure de l'altimètre par l'extension de sa zone d'influence autour d'une mesure, et quantifie ses performances en termes de réduction des erreurs du modèle, selon différents cas de figure. Cet article sera par la suite noté ISRE (Impact of the Satellite Roll Errors).

Chapitre B : Mer du Nord : Contexte de l'étude

L'étude des performances de l'altimètre à fauchée tenant compte de ses erreurs de roulis s'inscrit dans les question soulevées par le futur des missions altimétriques. Cette problématique a été largement étudiée par Baptiste Mourre durant sa thèse, dont nous reprenons le cadre de travail. L'objet de ce chapitre est de rappeler les caractéristiques de la mesure altimétrique par interférométrie ainsi que le futur de ce type de mission, et de décrire la modélisation effectuée ainsi que les erreurs du modèle associées aux incertitudes sur la bathymétrie.

B.1 Le projet WSOA : petite révolution dans l'altimétrie

Le projet WSOA (Wide Swath Ocean Altimeter), évoqué dès 2001 (Rodriguez et Pollard, 2001), repose sur une nouvelle technologie de mesure de la hauteur de la mer par interférométrie.

B.1.1 Principe de la mesure :

La mesure par interférométrie repose sur l'analyse de la différence de phase entre les signaux reçus par chacune des antennes de l'instrument (Cf. Figure B.1).

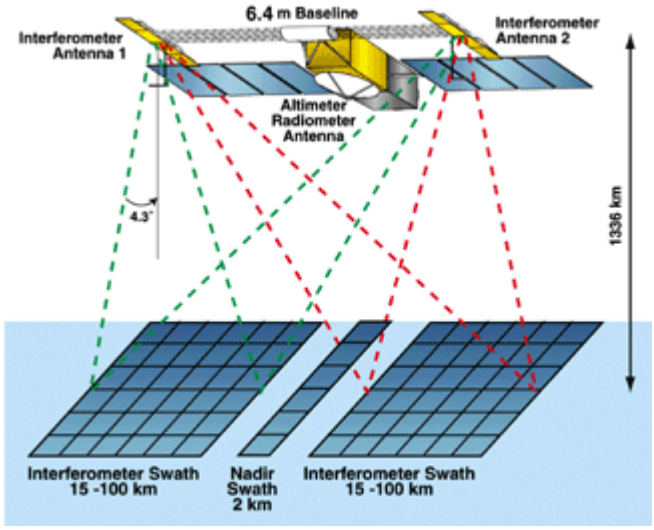


Figure B.1 : Principe de l'instrument WSOA (Fu, 2003)

Chaque antenne envoie successivement une onde radar ver le sol, l'onde réfléchie étant reçue par les deux antennes. La géométrie de l'instrument, notamment la distance entre les deux antennes, permet de lier la différence de phase mesurée à bord à la hauteur de la mer en un point de la fauchée. Cette technique permet au satellite de mesurer le hauteur de la mer non plus seulement le long du nadir (projection au sol de la trajectoire du satellite), comme dans le cas de l'altimétrie classique, mais sur une fauchée d'environ 200 km centrée sur le nadir. Le principe de la mesure a été décrit par Fu (2003), et étudié très précisément par Vivien Enjolras au cours de sa thèse (Enjolras et al., 2006). Plusieurs configurations concernant la taille des pixels en sortie y sont décrites. Une première configuration avec des pixels de 16*14 km (16 km le long de la trace, 14 perpendiculairement) est a priori la moins fine, mais présente le moins d'erreurs de mesure, 8 cm au maximum. A l'inverse, la configuration 16*1 km a un budget d'erreur beaucoup plus élevé, jusqu'à 22 cm en bout de fauchée.

B.1.2 Capacité de mesure

Ce type d'instrument permet théoriquement d'élargir le spectre des phénomènes observables par l'altimétrie à la méso échelle océanique du large et de la côte (Cf. Figure B.2). En effet, dans le cas de l'altimétrie classique, la succession des points d'observation donne accès à une mesure quasi-instantanée de la hauteur de la mer uniquement le long de la trace du satellite.

Un altimètre à fauchée permet de mesurer en plus la hauteur de la mer dans la direction perpendiculaire au satellite, donnant alors accès à cette valeur dans les deux directions. La connaissance des courants géostrophiques nécessitant la mesure de la pente de surface, un tel instrument améliorera sans aucun doute la mesure des courants. De plus les zones de recouvrement de la trace du satellite d'un passage à l'autre sont beaucoup plus larges. Ainsi, selon la latitude, certaines zones sont mesurées plusieurs fois au cours d'un cycle du satellite.

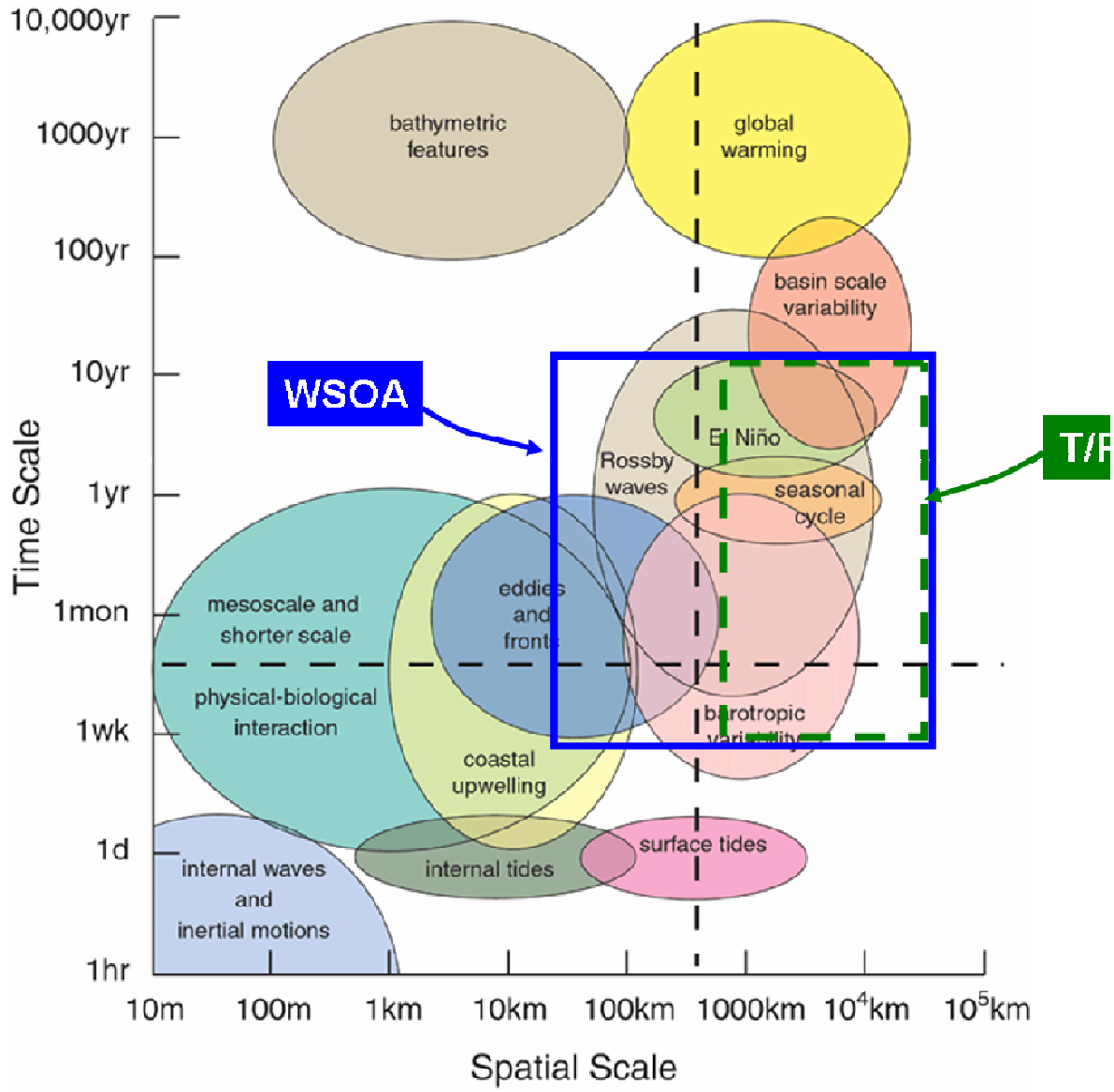


Figure B.2 : Performances en résolution spatio-temporelles (échelle spatiale en abscisse, temporelle en ordonnée) d'un altimètre de type WSOA pour une mission sur un satellite d'orbite identique à Jason, comparées à un altimètre classique de type Topex/Poseïdon, et phénomènes océaniques associés (adapté de Fu, 2003, d'après Chelton, 2001).

B.1.3 Limitations de la mesure et sources d'erreur

L'interféromètre utilise des ondes radar qui sont, comme les ondes radar d'un altimètre classique, perturbées par l'environnement le long du trajet de l'onde. Il s'agit essentiellement de perturbations liées à l'ionosphère et à la troposphère humide.

L'ionosphère ralentit l'onde émise par l'altimètre. Ce délai est proportionnel au contenu en électrons libres de l'ionosphère, et au carré de la fréquence émise. L'utilisation de deux fréquences d'émission permet d'accéder à la correction due aux électrons seuls. Cette mesure est effectuée par l'altimètre classique situé sur le corps du satellite et effectuant des mesures

au nadir. Les deux fréquences de mesure utilisées sont la bande C (13,3 GHz) et la bande Ku (5,3 GHz) (Fu, 2003). De même la présence d'eau en suspension ralentit l'onde lors du passage de la troposphère. Un radiomètre micro-ondes est spécialement dédié à la mesure de ce délai, en mesurant la température de brillance au sol, à trois fréquences différentes (Fu, 2003).

Les corrections à apporter dues à l'ionosphère et à la troposphère humide sont, on l'a vu, mesurées au nadir, et non le long de toute la fauchée. Les perturbations ionosphériques sont généralement de longueur d'ondes de l'ordre de 1000 km et une correction sur toute la fauchée n'apparaît pas indispensable. Néanmoins on peut utiliser les cartes globales et quotidiennes de l'ionosphère, issues des mesures du réseau GPS, si l'on souhaite effectuer des corrections différentes de celles du nadir sur la fauchée (Enjolras, 2006). Pour le cas de la troposphère humide, il n'existe pas de telle carte de mesure globale, et seule la mesure faite au nadir est prise en compte. Il en résulte une incertitude, liée au contenu de la troposphère humide, qui va en s'accroissant en s'éloignant du nadir.

Une limitation de l'altimétrie classique tient à la présence de terre au sol. Celle-ci entache la

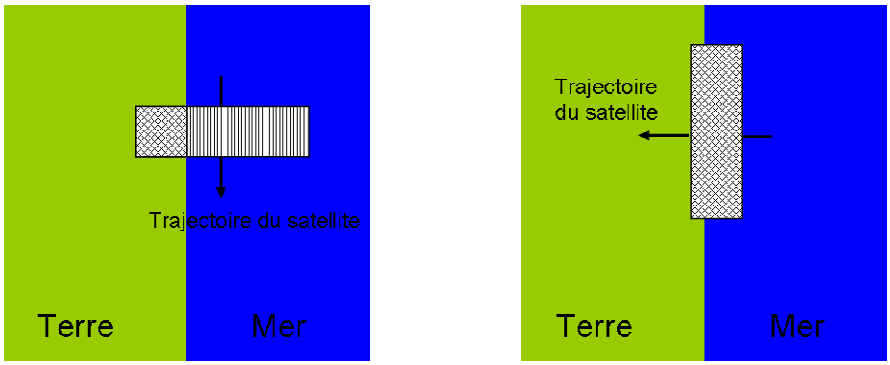


Figure B.3 : Impact de la terre sur la mesure. Gauche : interception en suivant le trait de côte. Droite : interception perpendiculaire à la côte. Carreaux : partie du signal contaminée.

mesure de correction troposphérique radar de l'altimètre dans un rayon d'environ 30 km autour d'un point de terre. L'interféromètre subit aussi l'effet de la terre lorsque sa fauchée intercepte celle-ci. Si la fauchée intercepte la terre perpendiculairement à celle-ci, c'est l'ensemble de la rangée de pixels constituant une fauchée qui n'est pas valide. En revanche, si l'altimètre intercepte la terre en suivant le trait de cote, seuls les pixels survolant la terre seront rejetés (Cf. Figure B.3).

Enfin, l'altimètre à fauchée est un instrument beaucoup plus sensible au comportement de la plateforme qu'un altimètre classique. Premièrement, les lacets effectués par le satellite pour, par exemple, orienter ses panneaux solaires, diminue l'extension de la fauchée dans la direction transverse, alors qu'un altimètre classique ne changera pas sa trace au sol. Surtout, l'interféromètre est très sensible au roulis (Cf. Figure B.4). En effet, l'erreur de mesure due au roulis est proportionnelle à l'angle de roulis et la distance de la mesure au nadir du satellite $\delta h = x\delta\theta$. Ainsi un angle de roulis, même très faible, induit en bout de fauchée, c'est-à-dire pour x grand, un écart sur la hauteur mesurée qui peut rapidement devenir problématique : un angle de 1 arcsec de la plateforme entraîne une erreur en hauteur de mer de 50 cm en bout de

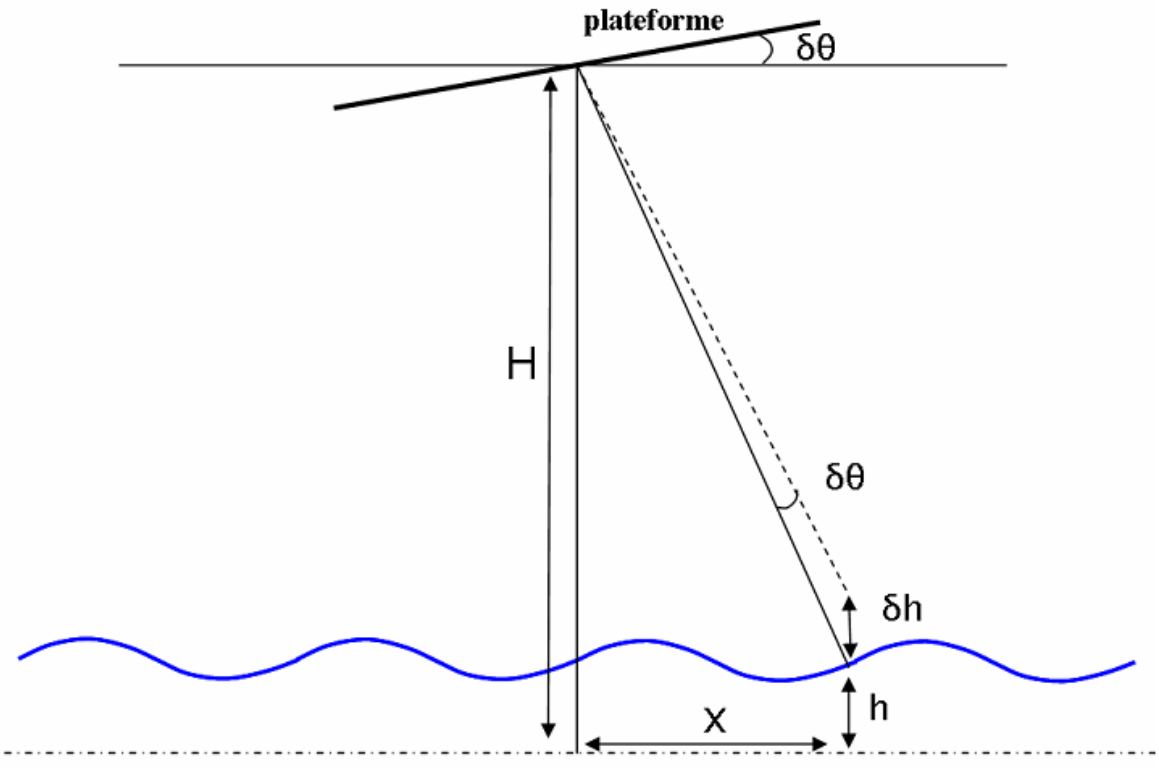


Figure B.4 : Erreurs de mesure dues au roulis δθ de la plateforme

fauchée. L'altimètre nadir classique ne subit pas ce type d'erreur. Dans le cas d'un altimètre nadir classique, le roulis peut théoriquement entraîner une déviation de la tache au sol telle que celle-ci ne contient plus le point à la verticale du satellite, correspondant à la hauteur mesurée. Ceci n'est possible que pour des angles de roulis supérieurs à ceux considérés ici.

Notre étude va porter sur ces erreurs de roulis. En effet, les autres sources d'erreur (instrumentales, liées à l'atmosphère…) ont déjà été prises en compte dans les études précédentes (Mourre et al., 2004, 2006). Ces erreurs présentent un caractère aléatoire, et sont alors considérées comme indépendantes les unes des autres. En revanche, un angle de roulis affecte l'ensemble de la fauchée de façon cohérente, et l'évolution du roulis au cours du temps lie les erreurs le long de la trace. Dès lors ces erreurs ne sont plus indépendantes entre elles, et leur représentation dans le schéma d'assimilation de données ainsi que leur impact sur les performances deviennent des questions non triviales auxquelles nous allons essayer de répondre.

B.1.4 Futur de ce type de mission

L'instrument de démonstration WSOA était à l'origine prévu pour être installé en démonstrateur sur le satellite Jason 2 pour un lancement prévu en 2008. Les études préliminaires (Enjolras, 2006, Mourre, 2005, cette étude, et d'autres…) ont donc été effectuées pour ce type de plateforme. Au printemps 2005 il a été décidé que WSOA ne serait pas embarqué sur Jason 2 pour des questions de coût. Déception chez les océanographes qui avaient misé sur cet instrument (et stupeur pour moi, dont la thèse reposait sur cette mission) !

L'enthousiasme soulevé par ces premiers travaux a permis au projet d'un altimètre à fauchée de ne pas sombrer en même temps que la mission WSOA sur Jason 2. Un projet de mission dédiée à l'océanographie et à l'hydrologie continentale, basée sur l'utilisation, comme instrument principal, d'un interféromètre a vu le jour au lendemain de l'abandon de WSOA. Il s'agit de la mission WATER HM (Water And Terrestrial Elevation Recovery Hydrosphere Mapper), soutenue par le CNES (Cf. Figure B.5). Le satellite dédié à cette mission ne devrait pas voler avant 2013. Ainsi les études préliminaires portant sur ce type d'altimètre, en océanographie et en hydrologie, vont pouvoir continuer.

Figure B.5 : vue d'artiste de la mission WATER HM

B.2 Simulation de la physique barotrope de la Mer du Nord

Afin d'étudier les performances de l'altimètre à fauchée en tenant compte des erreurs dues au roulis, nous reprenons la configuration de l'étude de Baptiste Mourre utilisant le modèle MOG2D (Modèle aux Ondes de Gravité à 2 Dimensions). Ce modèle est implémenté sur le plateau européen en décembre 1998. Nous nous penchons sur les erreurs de ce modèle dues aux incertitudes sur la bathymétrie. Ces erreurs ont été décrites précisément par Baptiste Mourre durant sa thèse. **Nous reprenons dans le reste de ce chapitre certains résultats et figures tirés du travail de Baptiste (thèse et articles)** pertinents pour notre étude, dans la mesure où ils permettent de comprendre les erreurs du modèle, que nous chercherons à contraindre grâce à des données simulées de l'altimètre à fauchée.

B.2.1 Le modèle MOG2D

Le modèle MOG2D est un modèle aux éléments finis à deux dimensions développé par Greenberg et Lyard d'après Lynch et Gray (1979). Ce modèle a été développé à l'origine pour étudier la réponse barotrope de la zone côtière au forçage de marée (Carrère et Lyard), puis a été utilisé pour modéliser la physique haute fréquence en réponse aux phénomènes météorologiques. Son implémentation sur une grille à éléments finis permet d'adapter la résolution de la grille à la zone d'étude. Celle-ci va de 3 km pour les mailles les plus petites, à 30 km pour les plus grosses mailles. La grille est construite de telle sorte que les mailles sont plus serrées lorsque la profondeur est faible, près des côtes notamment, mais aussi lorsque le gradient de bathymétrie est important, sur le talus continental par exemple (Cf. Figure B.6), et le modèle est implémenté sur l'ensemble du plateau européen (Cf Figure B.7).

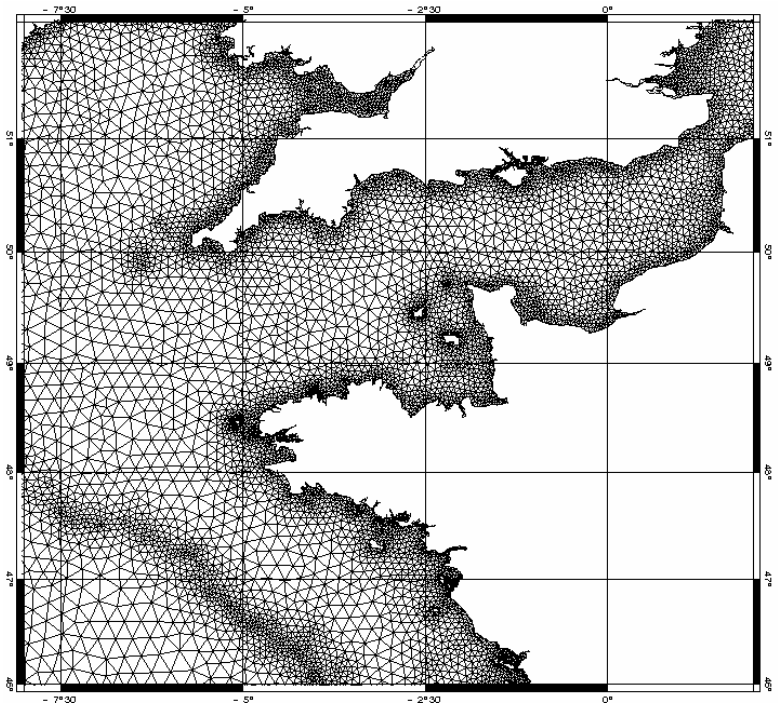


Figure B.6 : Exemple de la grille à éléments finis utilisé dans MOG2D

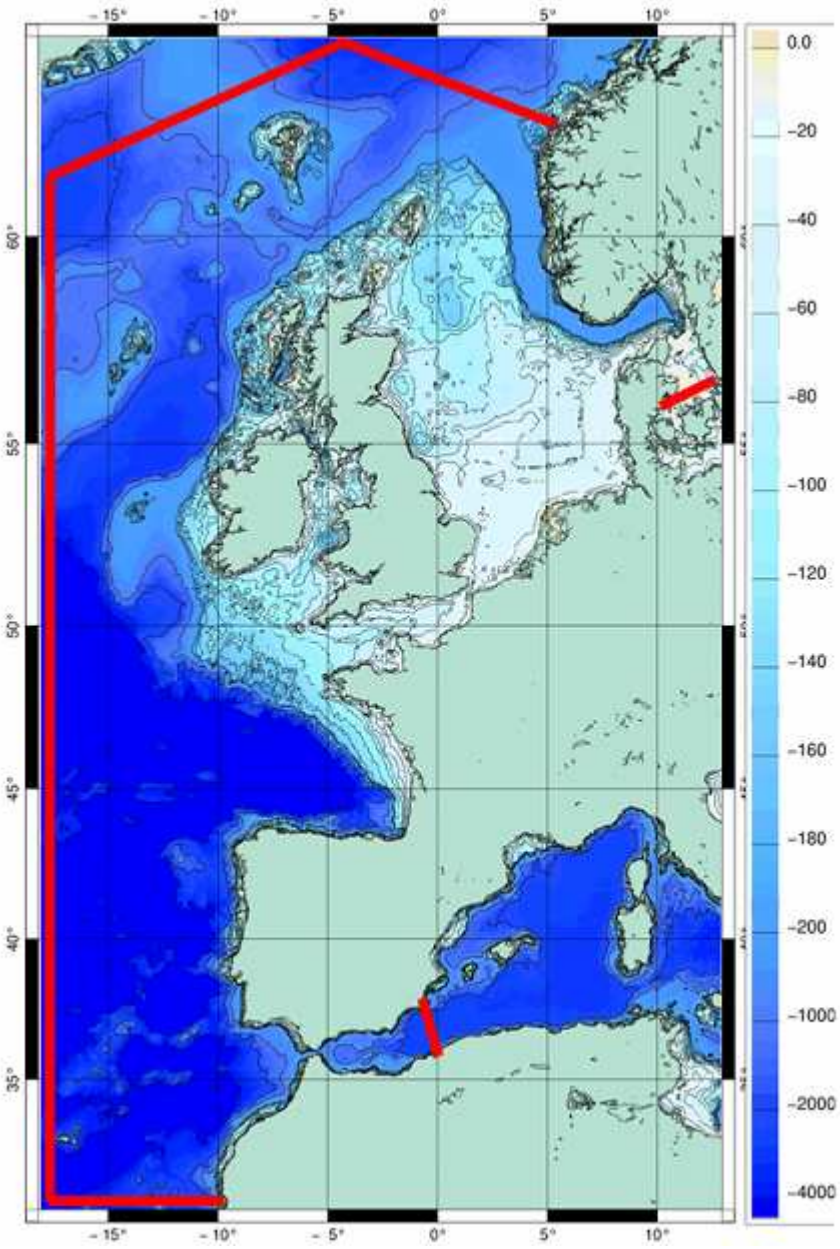


Figure B.7 : Bathymétrie de l'Atlantique nord ouest et zone d'étude (cadre rouge).

B.2.1.1 Equations du modèle

On se place dans l'hypothèse où la densité est uniforme sur toute la zone. Ceci entraîne une réduction du problème à un problème de dynamique à deux dimensions, sur une hauteur d'eau variable. Les équations de continuité et du mouvement sont alors réduites à :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla.(h\vec{u}) = 0 \qquad \text{(B.1)}$$

$$\frac{\partial h\vec{u}}{\partial t} + \nabla.(h\vec{u}\vec{u}) + f\vec{k} \wedge (h\vec{u}) = -gh\vec{\nabla}\eta - \tau h\vec{u} + h\vec{F} + h\vec{E} + h\vec{D} \quad \text{(B.2)}$$

h désigne la hauteur de la colonne d'eau, $\vec{u}$ le courant barotrope à deux dimensions et η l'élévation de la surface libre. $\vec{k}$ désigne le vecteur unitaire dirigé vers le haut, f désigne le paramètre de Coriolis associé à la rotation de la Terre, τ le coefficient de dissipation sur le fond, $\vec{F}$ le forçage par le vent et la marée, $\vec{E}$ le terme de viscosité horizontale turbulente et $\vec{D}$ un terme de dissipation supplémentaire tenant compte des effets de type ondes internes et cisaillement vertical entre la couche de mélange soumise au vent et la couche plus profonde. Ces deux équations sont combinées en une équation d'ondes unique non linéaire en h:

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} + \tau_0 \frac{\partial h}{\partial t} - \nabla.\left(\nabla.(h\vec{u}\vec{u}) + gh\vec{\nabla}\eta + f\vec{k} \wedge (h\vec{u}) - h\vec{F} - h\vec{E} - h\vec{D} + (\tau - \tau_0)h\vec{u}\right) = 0 \quad \text{(B.3)}$$

B.2.1.2 Les termes de forçage

Le modèle est forcé par les conditions atmosphériques de vent et de pression. Le vent entraîne les masses d'eau, tandis que la pression atmosphérique appuie sur la surface de la mer. Le terme de forçage du à la pression s'écrit simplement :

$$\vec{F_p} = \vec{\nabla} p_a \quad \text{(B.4)}$$

Le terme de forçage par le vent est exprimé en terme de tension de vent :

$$\vec{F_v} = C_D \left\|\vec{v}\right\| \vec{v} \quad \text{(B.5)}$$

$\vec{v}$ étant le vecteur vent à 10 m, C_D le coefficient de frottement, fonction du vent à 10 m lui aussi. Le vent utilisé dans cette étude provient des champs de vent ECMWF (European Center for Medium Range Weather Forecasts), de résolution spatiale 0.5° et disponibles toutes les 6h. Il est à noter que la résolution spatiale des champs de vent est sans doute trop lâche pour pouvoir modéliser fidèlement la physique côtière. Malheureusement les champs atmosphériques à plus fine résolution ne sont pas d'extension spatiale suffisante pour couvrir la zone modélisée.

Il est à noter que la marée n'a pas été retenue comme forçage. L'étude des performances de l'altimètre à fauchée concerne en effet la capacité du satellite à contraindre les erreurs du modèle liées aux incertitudes sur la bathymétrie. Celles-ci affectent l'ensemble des processus bartropes, et la présence de la marée dans les termes de forçage exciterait en permanence des erreurs dans le modèle. Il a été jugé préférable de réduire le forçage aux conditions météorologiques afin de pouvoir identifier l'événement déclencheur en présence d'une erreur dans le modèle, et de suivre l'évolution de cette erreur.

B.2.1.3 Les termes dissipatifs

Le terme $\vec{E}$ de viscosité horizontale représente les phénomènes physiques de petite échelle non représentés par le modèle en raison de la taille des éléments de la grille. Ces phénomènes induisent une dissipation représentée par

$$\vec{E} = \upsilon \Delta \vec{u} \tag{B.6}$$

où υ est le coefficient de viscosité horizontale turbulente, de l'ordre de 100 $m.s^{-2}$, qui dépend aussi de la taille de la maille.

Le terme de dissipation supplémentaire $\vec{D}$ tient compte du frottement sur le fond, et représente les phénomènes de dissipation dans la couche de mélange et de transfert d'énergie vers les modes baroclines non représentés.

B.2.1.4 Les conditions aux limites et initiales

On impose aux frontières ouvertes une condition aux frontières ouvertes de type Lardner et al. (1986) :

$$(\vec{u} - \overrightarrow{u_0}).\vec{n} + \sqrt{\frac{g}{h}}(\eta - \eta_0) = 0 \tag{B.7}$$

La valeur de référence $\overrightarrow{u_0}$ est choisie nulle, la circulation a grande échelle influençant peu la circulation sur le plateau continental. La valeur η_0 est la valeur de l'élévation de surface sous la seule influence de la pression atmosphérique, ou valeur de baromètre inverse :

$$\eta_0 = -\frac{(P_a - \overline{P}_a)}{\rho_0 g} \tag{B.8}$$

Les conditions initiales sont un océan au repos. Une période dite de « spin up » correspondant à la mise en route de la dynamique du modèle est imposée durant 48 h, durant lesquelles les termes de forçage sont multipliés par un coefficient croissant linéairement vers 1, afin de ne pas générer de trop brusques perturbations depuis l'état initial.

B.2.2 La simulation de référence

La simulation par le modèle MOG2D a lieu du 4 décembre 1998 au 3 janvier 1999. La période d'étude a été choisie en fin d'automne et en hiver, car la présence d'événements météorologiques intenses permet de générer des processus océaniques côtiers marqués.

B.2.2.1 Conditions atmosphériques

On distingue sur la Figure B.8 deux dépressions marquées, une le 20 décembre centrée sur la Bretagne, une le 27 décembre au nord est de l'Ecosse. Cette dernière est bien identifiée sur la série temporelle en pression entre les Shetland et la Norvège (Figure B.9). Celle-ci ne

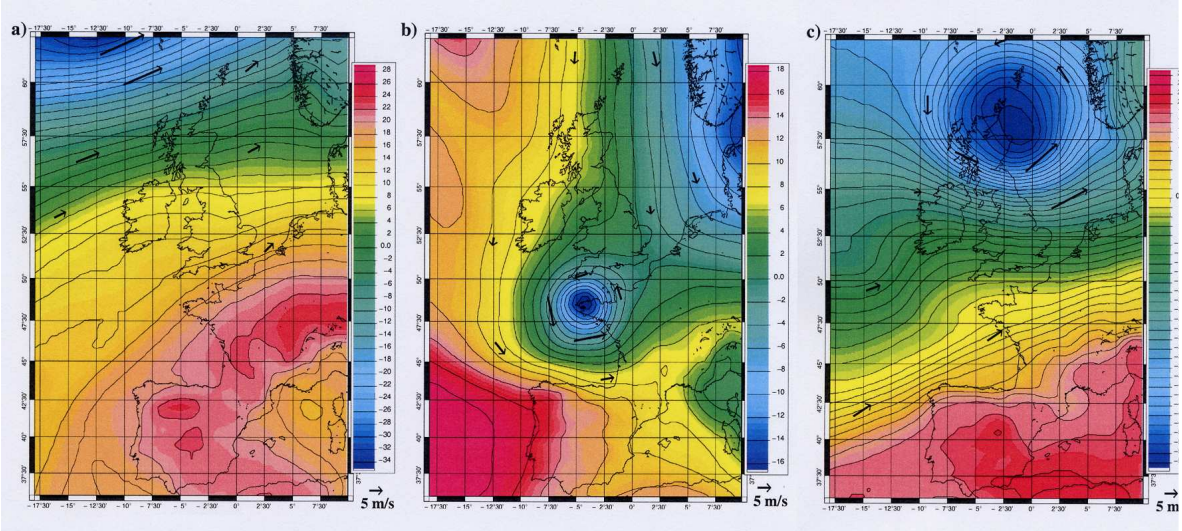


Figure B.8 : Vent à 10 m (flèche de référence, en bas à droite de chaque figure : 5 m.s^{-1}) et anomalie de pression par rapport au niveau de référence 1013 hPa) sur la zone les 15 (a), 20 (b) et 27 (c) décembre 1998.

s'accompagne pas de vents particulièrement violents. Les variations de vent méridien peuvent être très marquées durant la période, par exemple les 8 et 10 décembre, ou le 30 décembre.

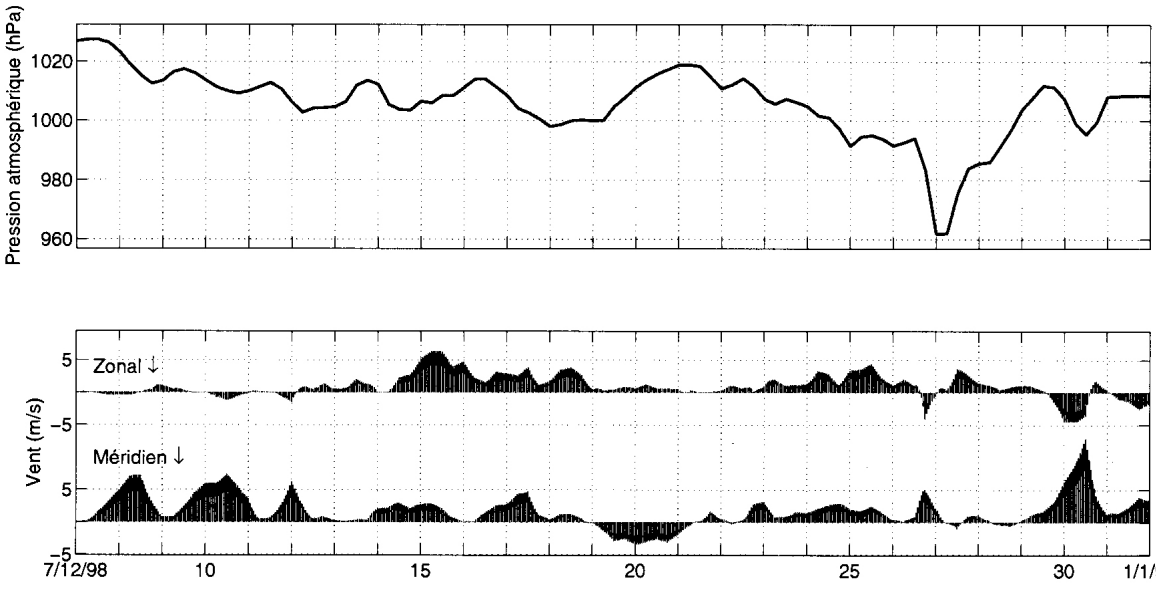


Figure B.9 : Séries temporelles de la pression atmosphérique (hPa, en haut) et du vent zonal et méridien (m.s^{-1}, en bas) issues des données ECMWF, entre les Iles Shetland et la Norvège.

B.2.2.2 Réponse océanique

La réponse océanique sur le plateau est caractérisée par des variations de grande amplitude et de haute fréquence. Les variations de niveau de la mer en Mer du Nord (Figure B.10) montrent d'un jour à l'autre des écarts significatifs, de l'ordre de 10 à 20 cm au nord du bassin, et plus de 50 cm le long des côtes hollandaises, allemandes et danoises. C'est le long de ces côtes que se situent les plus grandes amplitudes d'élévation de surface, sur une bande de quelques dizaines de kilomètres de large et étendues tout le long de la côte. Au milieu du bassin, les amplitudes sont plus faibles et les structures sont plus isotropes.

La réponse océanique est marquée par la propagation d'ondes de Kelvin le long des côtes. Ces ondes rapides piégées à la côte, de célérité $c = \sqrt{gh}$, où h désigne la profondeur, se propagent avec la côte à leur droite. Elles peuvent être d'amplitude très élevée le long des côtes hollandaises et danoises comme vu sur la Figure B.11. L'échelle temporelle de variabilité associée est courte, de l'ordre de 24 à 48 h.

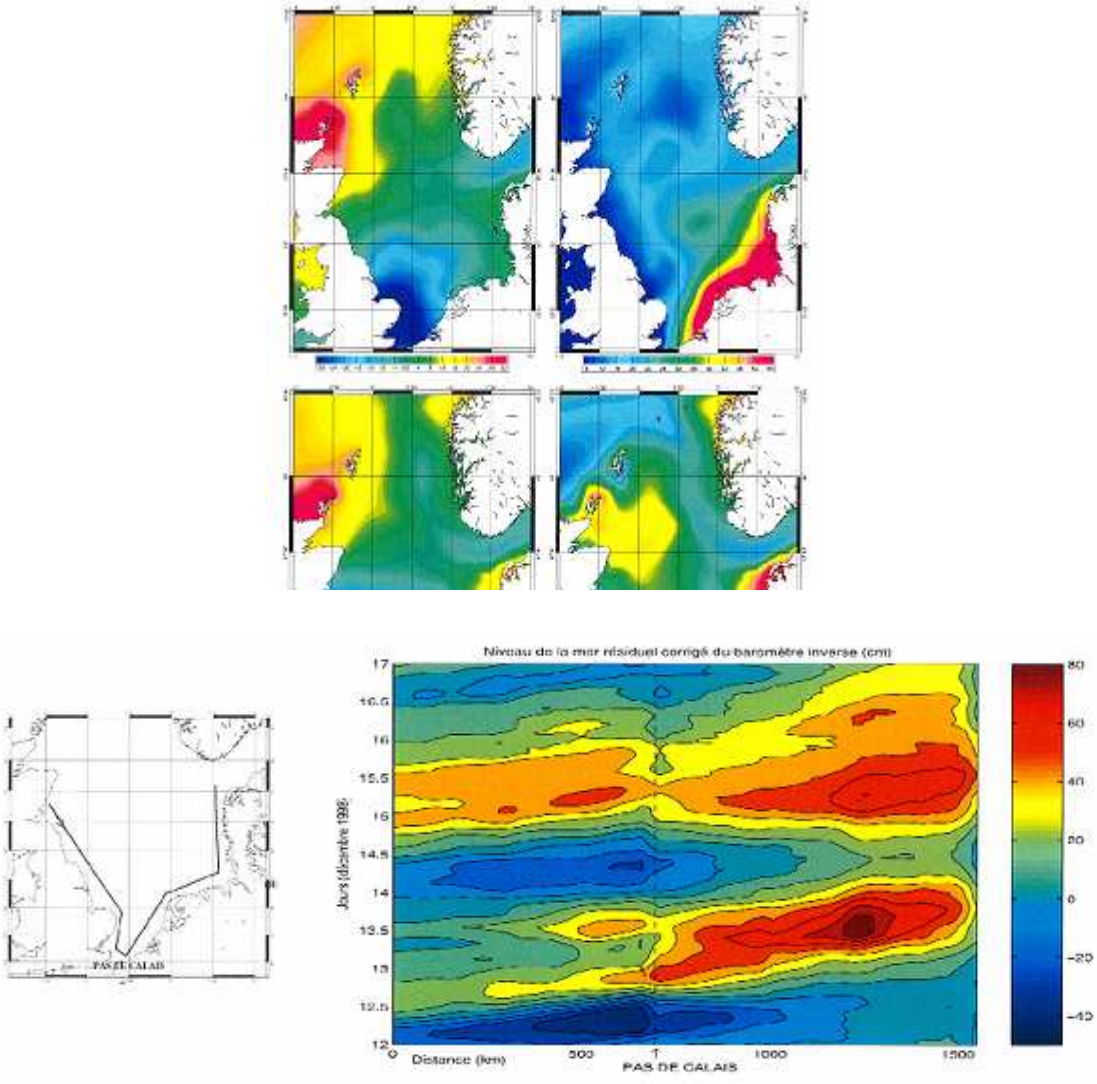


Figure B.11 : Propagation d'ondes le long du transect présenté sur la carte (gauche), distance le long du transect en abscisse, dates en ordonnée, amplitude (cm) en couleur.

B.2.3 Incertitudes liées à la bathymétrie

B.2.3.1 Caractérisation des erreurs de bathymétrie

La réponse océanique barotrope est très influencée par la hauteur de la colonne d'eau *h*, comme on l'a vu dans les équations de la dynamique représentée par le modèle et la réponse océanique via les ondes côtières. Une connaissance précise de la bathymétrie est donc indispensable à la modélisation. Une comparaison des différents jeux de données bathymétriques sur le plateau européen montre des disparités notables du champ de bathymétrie, qui influent fortement sur la physique barotrope. A ce titre, la Figure B.12 montre que les différences entre les jeux de données bathymétriques sont responsables d'écart allant jusqu'à 50% en terme de célérité des ondes de Kelvin. Les écarts les plus importants se situent le long des côtes et le long du talus continental. En effet les différences de bathymétrie peuvent avoir de grandes amplitudes : la Figure B.13 compare quatre profils bathymétriques le long du talus continental Armoricain. Les différences peuvent être de l'ordre de 50, voire 100 m localement, notamment le long du talus continental. Une étude précise des différents jeux de bathymétrie a permis d'identifier plusieurs classes d'incertitudes de bathymétrie typiques : perturbations de plateau, de talus, sur la plaine abyssale, dans les détroits, et des décalages horizontaux ou verticaux observés dans la localisation des structures (Mourre et al. 2004).

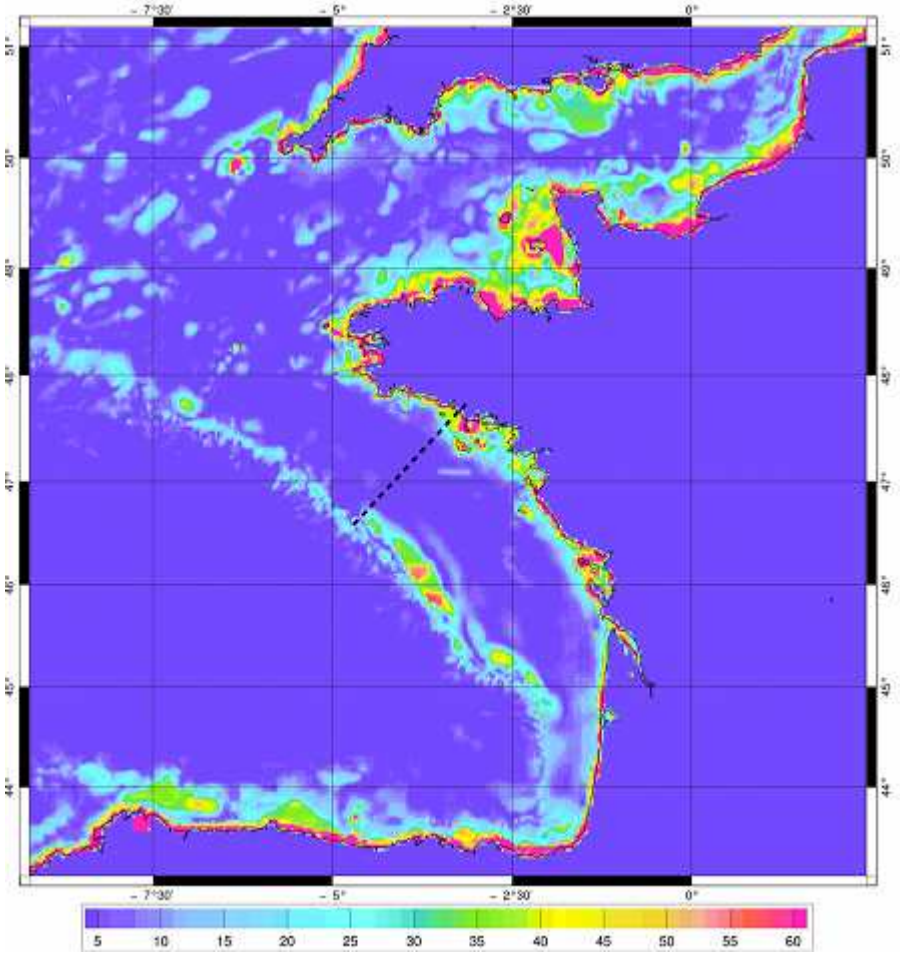


Figure B.12 : Ecart type (%) de la célérité des ondes de Kelvin calculé sur un ensemble de cinq jeux de données bathymétriques.

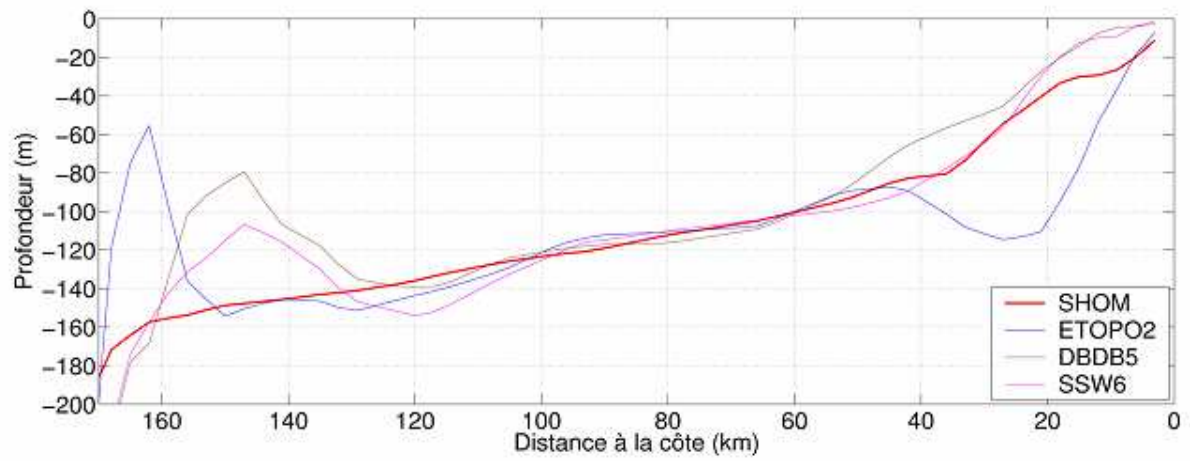


Figure B.13 : Quatre profils de bathymétrie dans les 200 premiers mètres le long du profil indiqué Figure B.12.

B.2.3.2 Modélisation stochastique

Ces disparités entre les différents jeux de données marquent une incertitude sur la bathymétrie utilisée dans la modélisation MOG2D du plateau européen. Ces incertitudes d'un paramètre essentiel du modèle sont sources d'incertitudes sur les résultats mêmes du modèle, qu'il convient d'étudier. Ces incertitudes du modèle peuvent être représentées grâce à une modélisation stochastique générant un ensemble de simulations (Evensen 1994). L'idée est de réaliser un grand nombre de simulations, de l'ordre d'une centaine, en perturbant à chaque fois un paramètre identifié, de manière aléatoire. Les statistiques de chaque ensemble de simulations sont alors considérées comme une bonne représentation des statistiques d'erreurs du modèle liées au paramètre perturbé :

$$\mathbf{P} = \mathrm{E}\left[\boldsymbol{\varepsilon}\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{T}}\right] \approx \overline{\left(\mathbf{x}_i - \overline{\mathbf{x}_i}\right)\left(\mathbf{x}_i - \overline{\mathbf{x}_i}\right)^{\mathrm{T}}} \qquad \text{(B.9)}$$

où E désigne l'espérance mathématiques, avec $\mathbf{P}$ la matrice de covariance d'erreur du modèle, $\mathbf{x}_i$ le vecteur d'état du modèle pour un membre *i* de l'ensemble et ε l'erreur du modèle, considérée comme l'écart à la moyenne d'ensemble $\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{x}_i - \overline{\mathbf{x}_i}$.

Les classes de perturbations bathymétriques typiques identifiées lors de l'étude des différentes bases de données de bathymétrie offrent une source idéale de perturbations de la bathymétrie. Un ensemble de bathymétrie perturbée est donc réalisé en ajoutant à la bathymétrie de référence une combinaison de perturbations identifiées dans les classes des perturbations typiques. Un ensemble de 150 simulations réalisées avec des bathymétries ainsi perturbées a été réalisé afin d'estimer les erreurs du modèle liées aux incertitudes sur la bathymétrie.

En moyenne, les erreurs du modèle en élévation de surface sont localisées le long des côtes, là où les élévations de surface sont le plus élevées dans le modèle (Figure B.14). On constate une fois de plus que la côte hollandaise et danoise est une zone de forte variabilité, d'ensemble cette fois, en élévation de surface. Une autre zone notable apparaît au nord du bassin de la Mer du Nord, où les perturbations à la marge du plateau semblent influencer le modèle de manière intense.

L'échelle temporelle de la variabilité d'ensemble diffère selon la zone considérée (Figure B.15). Au milieu du bassin de la Mer du Nord par exemple, les erreurs du modèle sont de durée de vie longue, entre 2 et 5 jours pour les deux événements identifiés. Plus près de la côte, la variabilité est de l'ordre de 24 h, comparable à l'échelle de propagation des ondes de Kelvin vue précédemment (Figure B.11).

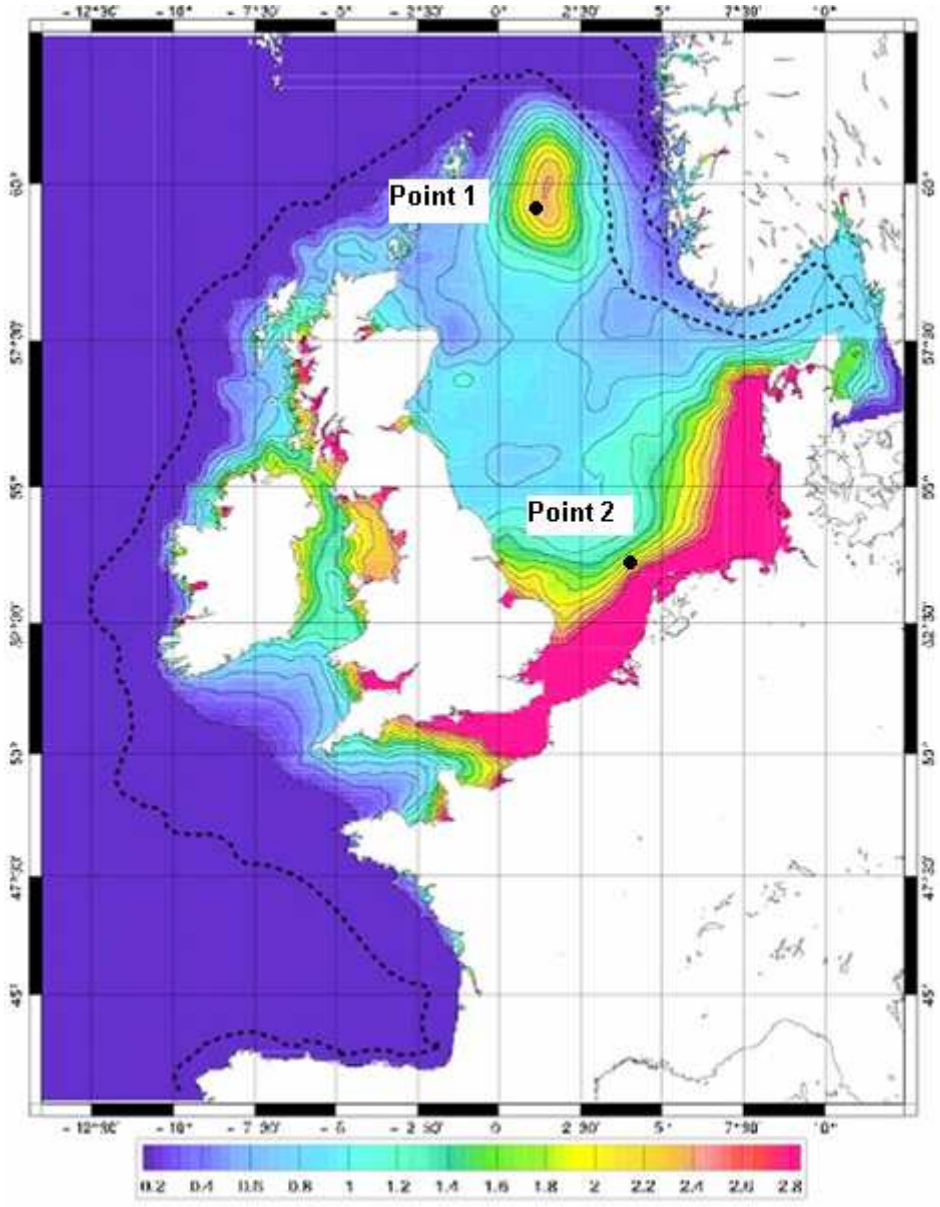


Figure B.14 : Moyenne de la variance d'ensemble en élévation de surface (cm^2) au cours de la simulation. Les pointillés indiquent la ligne d'isobathe 200m.

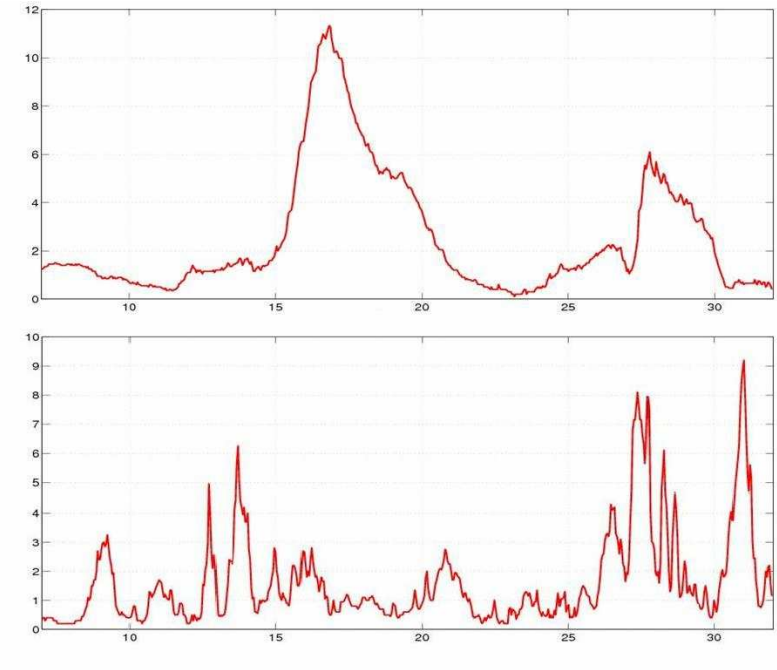


Figure B15 : Séries temporelles (jours du mois de décembre 1998) de la variance d'ensemble du niveau de la mer (cm^2) au Point 1 (en haut) et au Point 2 (en bas) identifié sur la Figure B.14.

La dynamique barotrope de plateau est, on l'a vu, non linéaire. L'élévation de surface, ainsi que les vitesses, présentent des structures spatiales non isotropes sur la zone, on pense en particulier aux ondes se développant sur de grandes distances le long de la côte. Il convient alors d'étudier les échelles spatiales de covariance de l'ensemble du modèle, afin de caractériser les corrélations d'erreurs que nous chercherons à contraindre lors de l'assimilation des données simulées (article ISRE). La corrélation entre l'élévation de surface en un point du modèle, considéré comme un lieu d'observation ponctuel, et les points environnants, calculée dans l'ensemble des simulations effectuées, permet de définir le *domaine d'influence* (doi pour « domain of influence » par la suite) de l'observation, considérée comme la zone où la corrélation est supérieure à un seuil donné, ici 65%. L'aspect de ces *doi* nous renseigne sur les échelles spatiales des covariances d'erreur du modèle. On remarque (Figure B.15) qu'une observation sur la côte est corrélée prioritairement le long de celle-ci, ce qui correspond à la direction de propagation des ondes côtières. Ainsi, dans le cadre de l'étude des performances d'un réseau d'observation, une telle mesure observée et intégrée au modèle aura un impact privilégié le long de la côte. En revanche, au milieu du bassin le *doi* est isotrope, c'est-à-dire que la prise en compte d'une observation en cet endroit dans le modèle va affecter les points voisins de l'observation sans privilégier de direction particulière.

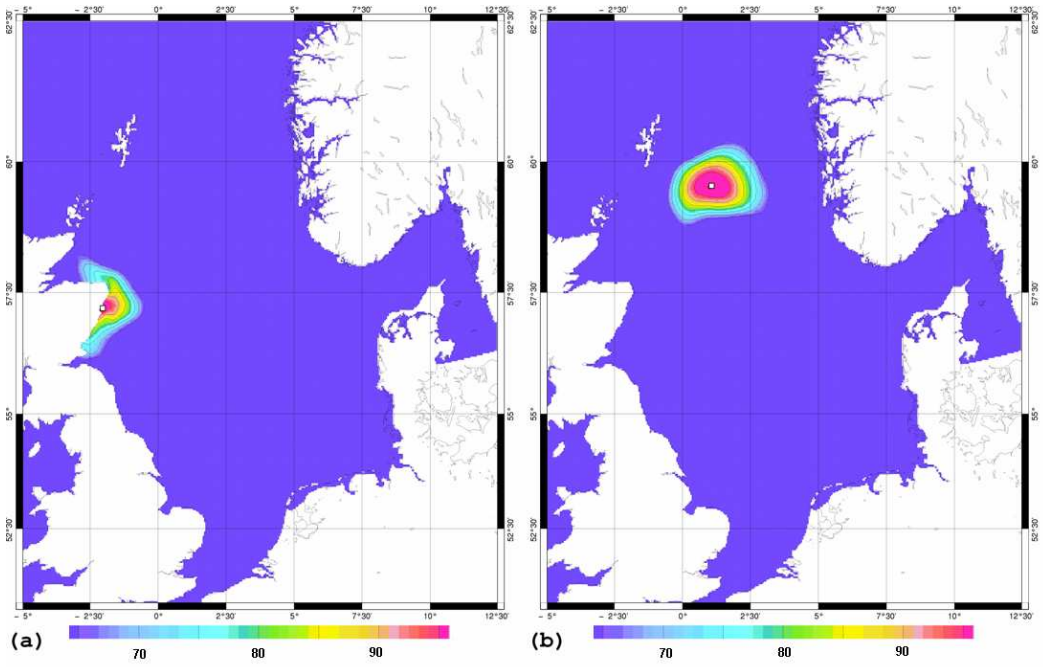


Figure B.15 : doi *pour deux sites d'observations, l'un à Aberdeen sur la côte écossaise (a), l'autre au milieu du bassin (b).*

L'ensemble de simulations avec bathymétrie perturbée, dont nous venons de caractériser les erreurs, va nous servir maintenant à évaluer les capacités d'observation d'un altimètre à fauchée. C'est l'objet du chapitre suivant, constitué de l'article ISRE que nous avons soumis à *Journal of Atmospheric and Oceanic Technologies*. Cet article, après avoir repris brièvement les résultats que nous venons de décrire, présente la méthode d'analyse retenue, utilisant un filtre de Kalman d'Ensemble (Evensen 1994). Les performances du satellite sont quantifiées par la réduction de l'amplitude des erreurs du modèle dans le cas où l'on assimile les observations, en comparaison du cas où l'on n'assimile aucune observation (simulation libre). Plusieurs cas de figure sont traités, permettant une analyse des performances de l'altimètre à fauchée.

Chapitre C : Mer du Nord : Résultats et analyse

Article accepté par le *Journal of Atmospheric and Oceanic Technologies* :

Le Hénaff, M., De Mey, P., Le Traon, P.-Y., and B. Mourre, 2008: **Contribution of a wide-swath altimeter in a shelf seas assimilation system – Impact of the satellite roll**

Résumé

Cette étude vise à étudier les améliorations potentielles de l'altimétrie à fauchée, reposant sur l'utilisation de l'interférométrie, dans un système d'assimilation de données associé à un modèle océanique côtier, comparé à l'altimétrie nadir classique. Pour cela nous utilisons un modèle barotrope non linéaire à surface libre mis en place sur le plateau européen. Nous effectuons des expériences d'assimilation de données sur la Mer du Nord mettant en jeu des statistiques d'ensemble dans le but de tester la capacité de l'instrument à réduire les erreurs du modèle forcées par les phénomènes météorologiques en présence d'incertitudes sur la bathymétrie. Nous avons développé un système d'observation simplifié représentant l'altimètre à fauchée, formé d'un altimètre nadir classique auquel nous avons ajouté une mesure de la pente de surface dans la direction perpendiculaire à la trajectoire du satellite. Nous montrons que cette dernière mesure est capable de capturer des phénomènes qu'un altimètre classique ne voit pas, grâce à une zone d'influence plus large dans la direction perpendiculaire à la trace et sa capacité à mesurer les gradients de la surface libre dans cette direction.

Les mesures altimétriques effectuées par l'interféromètre sont très sensibles au comportement de la plateforme et en particulier le roulis du satellite. Dans nos expériences, nous avons tenu compte de ces erreurs qui présentent la caractéristique d'être corrélées le long de la trace, ce qui diffère des erreurs habituellement prises en compte en assimilation de données, considérées comme indépendantes. Malgré l'amplitude élevée des erreurs de roulis, nous montrons que les capacités prometteuses de l'altimètre à fauchée ne sont pas remises en cause si la corrélation de ces erreurs est prise en compte dans le schéma d'assimilation.

Abstract

We investigate the potential qualitative improvement brought by wide-swath, interferometry-based ocean altimetry measurements with respect to classical nadir altimeters in a coastal/shelf data assimilation system. In addition, particular attention is paid to roll errors, which could significantly reduce the expected benefits of wide-swath altimetry. A barotropic, non-linear free-surface model is set up over the European Shelf as part of an Ensemble Kalman Filter. Experiments assimilating simulated data are performed over the North Sea to test the ability of altimeter configurations to reduce model errors due to the action of meteorological forcing in presence of bathymetric uncertainties. A simplified wide-swath observation scheme is used, composed of nadir altimeter height plus a nadir-centered cross-track sea level slope measurement. The simplified wide-swath measurements are found to be able to constrain events unsampled by a single nadir altimeter, due to a wider domain of influence in the cross-track direction and the ability to detect cross-track gradients.

Since the satellite-borne interferometer is highly sensitive to the platform behavior, especially the satellite roll, experiments taking roll errors into account are then carried out. Whereas observational errors are considered independent in most data assimilation studies, the roll of the platform correlates those errors along the path of the satellite. Despite the large-amplitude of the roll errors, the contribution of the wide swath altimeter in coastal zones remains valuable as long as the roll frequency is known (within Gaussian error) and the assimilation scheme is designed to take observational error correlations into account.

C.1 Introduction

Altimeters have been routinely used for 15 years to measure the sea level variability over the oceans. During that period, altimetric products have reached a high level of precision, allowing great progress in the understanding of the large scale ocean circulation (Fu and Chelton, 2001), the ocean mesoscale activity (Le Traon and Morrow, 2001), the sea level rise (Lombard et al, 2005) and the ocean tides (Le Provost, 2001). Current altimetric missions have been designed to operate over the open ocean and have significant shortcomings in coastal regions. These limitations include inadequate space and time sampling, contamination of altimeter and radiometer waveforms by land, and the inaccuracy of geophysical corrections. These questions are currently addressed, in particular through improved data sampling rate (Anzenhofer et al., 1999, Bouffard, 2007) and by using specific algorithms and control quality procedures to improve corrections in those areas (Vignudelli et al., 2005). A wide swath altimeter instrument based on radar interferometry appears very promising to improve the observation of the coastal ocean, as it is theoretically able to measure sea level on a wide swath, instead of only at the nadir of the satellite (Wide Swath Ocean Altimetry, hereafter WSOA, Fu, 2003). Despite the cancellation of the WSOA mission, such an instrument remains a serious candidate for future altimetric missions. A new project, called SWOT (Surface Water Ocean Topography), is presently under discussion to study both the terrestrial surface waters and the coastal ocean. A description of the mission can be found in Alsdorf et al. (2007).

Using stochastic modelling, Mourre et al., 2004 (hereafter M04) studied the errors of a barotropic model of the European Shelf due to meteorological forcing in presence of uncertainties in bathymetry. Using that framework, Mourre et al., 2006 (hereafter M06)

estimated the impact of various satellite configurations on the constraint of the model error on the North Sea shelf, and the added impact of tide gauge measurements. The relative performances of the various simulated observation networks were evaluated by a statistical criterion based on the Ensemble Kalman filter (hereafter EnKF, Evensen 1994, 2003). The authors showed that tide gauges helped to constrain the short scale model sea level error close to the coast. Further away on the shelf, the dense spatial coverage of the simulated wide swath altimetry measurements provides the adequate temporal sampling currently lacking in altimetric observations.

M06 simulates interferometer observations by a high cross-track resolution within the swath (15 km), and a coarse error budget which ignores error correlations. In this paper, we adopt the modeling framework of M06, with the objective to assess, on the one hand, the first-order potential of wide-swath altimetry to detect coastal oceanic features, by adding cross-track slope measurements to nadir observations, and, on the other hand, the impact of the roll-induced along-track error correlations on the assimilation.

Indeed, the configuration used in M06 does not provide a direct visualization of the first-order improvement expected from cross-track measurements compared to mere nadir measurements, namely through monitoring the sea level slopes, directly linked to currents at geostrophic scales, in both along and cross-track directions. Moreover their interferometer error budget did not take into account errors due to the behavior of the platform, especially the satellite roll, which might reduce the expected benefits of wide-swath altimetry. Whereas it hardly affects a traditional radar altimeter, as it just shifts the radar nadir footprint by a few meters, the satellite roll-induced displacement of an interferometer leads to large errors at the edges of the swath. Enjolras et al. (2006) have shown that error measurements for the WSOA mission on Jason-2 may reach an overall error budget of about 7 cm at the edge of the swath, with a large part due to the roll in the cross-track direction. From the unique standpoint of this type of variance-based argument, the amplitude of such errors would appear to be too large to fit the specifications for coastal applications (Fu and Rodriguez, 2004), thus questioning the feasibility of this type of mission. However, roll errors are special because they are correlated along the satellite path, and their frequency, or frequencies, can be pre-estimated.

The scope of our results will be largely determined by the choice of the particular M06 configuration. The model is barotropic and mainly reproduces the high-frequency response to atmospheric forcing. The modelling domain covers the whole Western European Shelves. The assimilation, using an EnKF, is reduced to the North Sea shelf. Although a wide swath altimeter observes several pixels in the cross-track direction, we use here a simplified interferometer observation model made of a nadir measurement and a cross-track slope measurement. The objectives of this simplification are (1) to access to the first-order impact of cross-track measurements on sea-level slopes associated with the model dynamics, and (2) to easily account for cross-track slope errors. Our focus is on the constraint of model errors on the part of the shelf which is farther from the coast, where error scales are expected to be the most compatible with the sampling of a single wide swath altimeter. The model errors considered are the same as M04 and M06, originating from the ocean response to meteorological forcing in the presence of bathymetric uncertainties, one of the major sources of errors on shelves as described in M04.

The configuration of the barotropic ocean model, the main characteristics of the model error subspace, and the data assimilation scheme are briefly recalled in section C.2, together with a description of the specific observation system used in our study. Section C.3 describes the altimeter error budget. The results concerning the performance of wide swath measurements

and the impact of the correlation of roll errors are presented in section C.4. Conclusions are addressed in part C.5.

C.2 Impact assessment configuration

C.2.1 The model

As in M04 and M06 we use the MOG2D model, developed by Lyard and Greenberg (personal communication), and derived from Lynch and Gray (1979). It is a barotropic free-surface model solving the continuity and momentum shallow water equations on a finite element mesh through a single non-linear wave equation. The solutions of these equations are in terms of sea level and barotropic zonal and meridional currents. The finite element mesh allows a fine resolution on steeper and shallower bathymetry. This model has first been designed to study the barotropic effects of tides, but it has been demonstrated to be adequate to also study the barotropic ocean response to high frequency meteorological forcing (Carrère and Lyard, 2003).

We use the MOG2D model with the same configuration and study period as M04 and M06. The model is implemented over the entire European Shelf, from the North Sea to the Gibraltar Strait. The focus is on the barotropic response of the North Sea to atmospheric forcing. Tidal forcing is not included (except in the form of tidal bottom drag). The simulations are forced by the ECMWF winds and pressure, with a spatial resolution of 0.5° and a time-step of 6 h. The boundary conditions are based on the method of characteristics, by Lardner et al. (1986), with no imposed inflow or outflow, since the particular ocean physics under study is less sensitive to the open ocean features. The approach allows gravity waves to leave the domain. The model is run from 4 to 31 December 1998, with a 2 day spin-up period. During the study period, several meteorological events affect the modelling area. A low pressure system forms over Brittany around December 15, associated to northern winds over the North Sea. On December 27, an intense atmospheric low crosses the North of the North Sea. These events have a lifetime ranging from a few hours to 36 hours.

C.2.2 Stochastic modelling and ensemble spread statistics

As in M04 and M06, we are interested in constraining the model in the particular case of errors due to uncertainties in bathymetry. M04 highlighted significant differences between the various bathymetric solutions available in the modelling domain. The main discrepancies are located in the very shallow areas along the coast, and over the shelf break. They can lead to differences of more than 50% in terms of phase speed estimates ($(gH)^{-1/2}$) of gravity waves, such as Kelvin waves which are known to travel along those coasts.

In order to characterize bathymetry errors and their impact in the model, M04 set up a library of typical bathymetric differences by comparing 5 different databases. A new dataset of O(100) bathymetry samples was then generated by a random combination of these typical errors added to the reference bathymetry from SHOM (Servic Hydrographique et Océanographique de la Marine). Following the methodology of stochastic modelling, the model is run forced by the same atmospheric product with each bathymetry sample, providing an ensemble evolving in time. The model error is then approximated by the ensemble spread.

M04 showed that the resulting errors were non uniform over the domain. They are in average very low in the open ocean, where the bathymetry has little quantitative influence on surface elevation because of the thickness of the water column. The errors are larger in shelf seas, such as the English Channel or the North Sea. In these regions, waves are generated via the atmospheric forcing, and propagate along the coasts. The physical characteristics of these waves and the generation process are highly sensitive to bathymetry. Overall, the bathymetric uncertainties studied here were also found to lead to higher model errors along the coasts than in the inner shelf. A notable exception is nevertheless found at the northern edge of the North Sea shelf. At that location, characterized by strong zonal winds and a particularly deep low pressure event during the study period, the model is shown to be sensitive to bathymetric perturbations applied at the shelf edge. A full description of the model error subspace in that context can be found in M04.

This first ensemble of non-assimilated runs constitutes a reference ensemble, to which the ensembles of simulations with data assimilation will be compared later in this paper (see Exp. REF in Table C.1).

Experiment	Parameters for the innovation vector generation			Comments
	Nadir noise error (sea level)	Interferometer noise error (XTS)	Interferometer roll uncertainty (std dev)	
REF				no assimilation
A	3.9 cm rms	none	none	nadir alone
B	3.9 cm rms	4 cm rms	none	no roll considered
C	3.9 cm rms	4 cm rms	0.0025 Hz	
D	3.9 cm rms	4 cm rms	0.0025 Hz	correlation ignored in the matrix **R**, larger amplitude on the diagonal
E	3.9 cm rms	4 cm rms	0.005 Hz	
F	3.9 cm rms	8 cm rms	0.0025 Hz	

Table C.1: Description of the different configurations used for the data assimilation experiments

C.2.3 The assimilation system

From the M04 ensemble study, an Ensemble Kalman Filter has been set up, as in M06. The EnKF is an approximation of the Extended Kalman Filter (EKF), which is itself an extension of the original Kalman Filter to non-linear processes. The EnKF is able to deal with non linear errors, such as the ones we are interested in. It is fully described in Evensen (2003) and briefly recalled here. The model forecast error covariance matrix $\mathbf{P}^f$ is given by the ensemble covariance matrix:

$$\mathbf{P}^f = \mathrm{E}\left[\boldsymbol{\varepsilon}^f \boldsymbol{\varepsilon}^{f\,\mathrm{T}}\right] \approx \overline{\left(\mathbf{x}_i^f - \overline{\mathbf{x}_i^f}\right)\left(\mathbf{x}_i^f - \overline{\mathbf{x}_i^f}\right)^{\mathrm{T}}} \qquad \text{(C.1)}$$

where E denotes mathematical expectation, and the overbar the mean over the ensemble. $\mathbf{P}^f$ is approximated from the ensemble of simulations at each forecast time; $\boldsymbol{\varepsilon}^f$ is the model forecast error, and $\mathbf{x}_i^f$ is the model forecast state for each member i. In our experiments, the state

vector is composed of the ocean variables, surface elevation and barotropic zonal and meridional currents. Notice that the bathymetry is not corrected.

For each member *i*, the analyzed model state $\mathbf{x}_i^a$ is calculated at any time when an observation or track is available, in our case when the satellite flies over the domain, by adding to the forecast state $\mathbf{x}_i^f$ a linear combination of the individual corrections provided by the observations:

$$\mathbf{x}_i^a = \mathbf{x}_i^f + \mathbf{r}\mathbf{b}_i \tag{C.2}$$

with **r** the matrix of representers calculated as

$$\mathbf{r} = \mathbf{P}^f \mathbf{H}^{\mathrm{T}} \tag{C.3}$$

and the vector **b** of representer coefficients being the solution of the system

$$\left[\mathbf{H}\mathbf{P}^f\mathbf{H}^{\mathrm{T}} + \mathbf{R}\right]\mathbf{b}_i = \mathbf{y}_i^o - \mathbf{H}\mathbf{x}_i^f \equiv \mathbf{d} \tag{C.4}$$

$\mathbf{d}$ is the so-called innovation vector. $\mathbf{H}$ is the projection matrix from the model space to the observation space; $\mathbf{R}$ is the observation error covariance matrix. $\mathbf{y}_i^o$ is a simulated observation vector, and $\mathbf{H}\mathbf{x}_i^f$ is the corresponding model proxy. The matrix of representers **r** describes the model error covariances between the model evaluated at observations locations and the model state variables. Each column of **r** can be used to explore the domain where the corresponding observation influences the solution, defining the domain of influence (*doi*) of an observation by the area of significant correlation between the observed variable and the other state variables. Each simulated observation vector $\mathbf{y}_i^o$ is the sum of instantaneous measurements by the altimeter, and of an observation error of covariance $\mathbf{R}$, which differs from one member to another, consistent with the EnKF methodology:

$$\mathbf{y}_i^o = \mathbf{y}^o + \delta\mathbf{y}_i^o \tag{C.5}$$

In our study we consider two types of observations, so any observation vector has two components:

$$\mathbf{y}_i^o = \begin{pmatrix} \mathbf{y}_i^n \\ \mathbf{y}_i^c \end{pmatrix} \tag{C.6}$$

with $\mathbf{y}_i^n$ containing the nadir sea level measurements and $\mathbf{y}_i^c$ containing the cross-track measurements by the interferometer. The reference observation $\mathbf{y}^o$ is calculated from one particular member which is later excluded from the ensemble, with no assimilation, called the *control run*. The way the observation vectors are defined and the perturbations $\delta\mathbf{y}_i^o$ are prescribed for both types of observations is explained in the following sections.

C.2.4 The simplified measurement model

The technical aspects of the wide swath altimeter in the WSOA configuration have been described by Fu (2003). More details have been given by Enjolras et al. (2006). A wide swath altimeter is composed of a nadir altimeter, plus an interferometer. This latter instrument can

be seen as adding sea-level measurement points in the cross-track direction to the classical nadir altimeter data, or at first order as adding a *cross-track slope* measurement. We chose in this study to model the interferometer observations as cross-track slope for three reasons. First, the lower number of observations reduces the computational cost of the data assimilation, which is high when dealing with a large number of members in the ensemble, since the inversion step in equation C.4 is in observation space and is needed for each member. Second, such a choice allows a more qualitative analysis of the first-order impact of cross track measurements on the model error control. Third, the specification of cross-track slope errors, such as the one (roll) considered in this paper, is more naturally achieved. Therefore our study clearly cannot claim to *quantify* the impact of a wide swath altimeter; we instead aim at understanding what the first-order impact of such an instrument is in our assimilation configuration, and at describing the differential impact of design choices, such as the platform roll error. In the following, we use a simplified model of a wide swath altimeter measuring both the nadir sea level and the sea surface cross-track slope centered on the nadir. The latter is calculated from the difference in sea level between the two points 60 km away from the nadir on each side of the satellite in the cross track direction, i.e. the two points situated halfway within each half swath (Figure C.1). Hereafter, this measurement will be referred to as Cross-Track Slope (XTS), expressed in cm over the 120 km half-swath centered on the nadir. Despite the loss of information due to the reduction of all cross track pixel measurements into a single observation, this configuration is considered suitable for the study of barotropic flow in the North Sea. Indeed M04 showed that the *doi* of a single sea level measurement in the North Sea farther from the coast is about 220 km wide, corresponding to a correlation of .6 (M04 Figure 14). This is an estimate of a typical space scale for model sea level error structures in the central North Sea. The geometric basis of 120 km for the XTS measurement would therefore allow to sample such events in the error subspace. The along-track spatial resolution of the measurements is 15 km. Our model satellite flies on the same orbit as Jason, with a 10 day period (see Figure C.2).

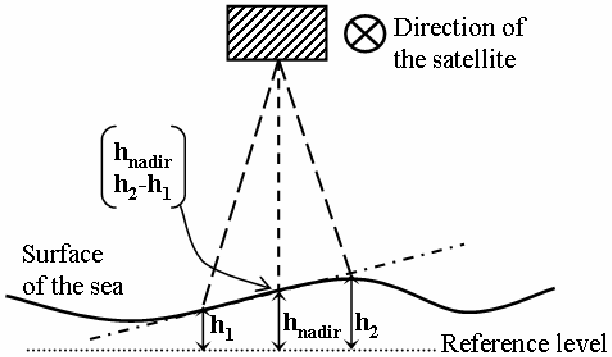


Figure C.1: Schematic representation of the wide swath altimeter model with the two types of measurements: nadir sea level and sea level difference centered on nadir.

As part of real data processing, the correction of the sea level measurements errors due to the wet troposphere is usually calculated from measurements at the nadir of the satellite. Thus, when the nadir reaches the continent, those corrections are not valid anymore, and the whole swath has to be discarded unless data are specially processed to extrapolate the nadir correction. In our study, for the sake of realism, the whole swath has been discarded in such cases. Altimetric missions designers currently work on a way to overcome this difficulty. To that end, alternative methods have been used in the treatment of continental hydrological data, using in-situ measurements and ground models (Enjolras, personal communication), and an

adapted data processing in the land-sea transition zone by Desportes et al. (2007) has given promising results.

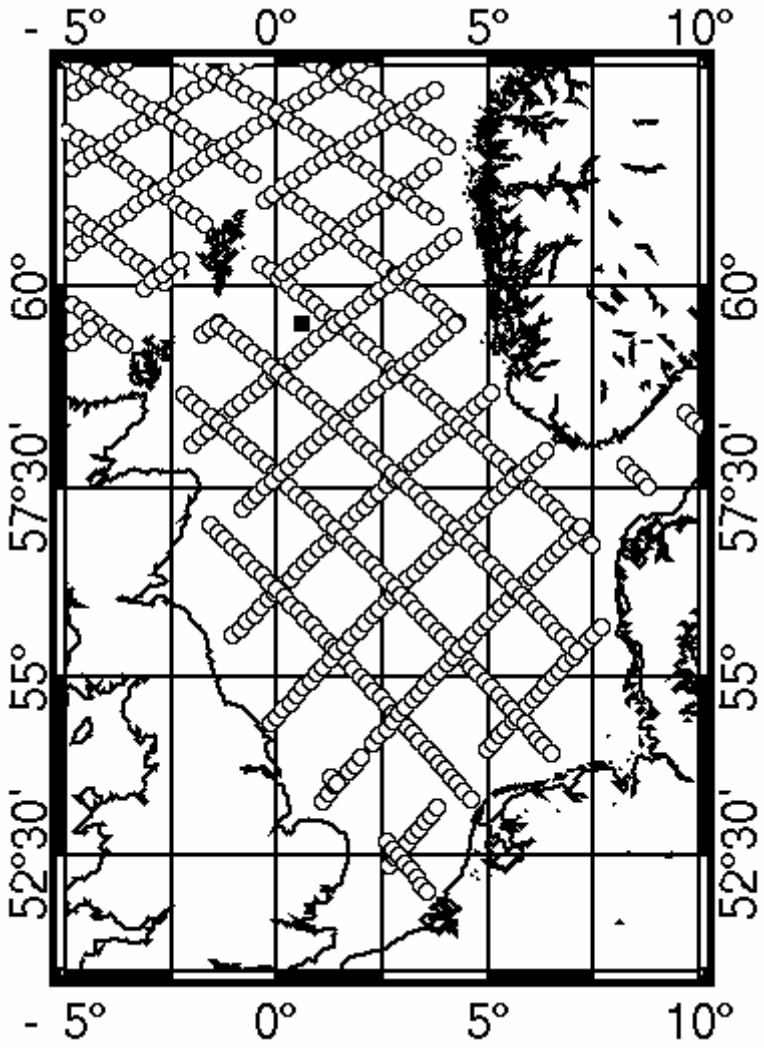


Figure C.2: Tracks of the simulated wide swath altimeter over the study domain. The black square is Point 1.

C.3 Characterization and modelling of the wide swath altimeter errors

In this part, we describe the different sources of errors of the instrument and their technical aspects. This will allow us to specify the error terms added to reference observation $\mathbf{y}^o$ in the Ensemble Kalman Filter formalism, namely the $\delta\mathbf{y}_i^o$ vectors, each composed of a nadir sea level error vector $\delta\mathbf{y}_i^n$ and a cross-track slope error vector $\delta\mathbf{y}_i^s$.

$$\delta\mathbf{y}_i^o = \begin{pmatrix} \delta\mathbf{y}_i^n \\ \delta\mathbf{y}_i^s \end{pmatrix} \tag{C.7}$$

C.3.1 Errors of the nadir altimeter

Consistently with previous work cited above, our nadir altimeter is considered to have an instrumental error of 3.9 cm *rms*, which is larger than the 2 cm *rms* standard error commonly adopted in the open ocean (Fu, 2003; Le Traon and Ogor., 1998). Larger errors in altimetric data in coastal zones are attributable to several sources. The correction of the wet troposphere effects is perturbed by the presence of the coast (Desportes et al., 2007). Access to altimetric data close to the coast thus requires a special processing called retracking (Anzenhofer et al., 1999), based on different assumptions than in the open ocean, where the focus is instead on basin scales (Le Traon and Ogor, 1998). The model-based correction of tides and high frequency response to meteorological forcing also introduces larger uncertainties as these processes are of much larger amplitude on the continental shelf (Andersen, 1999). The value of 3.9 cm for nadir sea level observation error is considered realistic in our study where tides are not present, as it is very close to values of error budget found for new processed data from current altimeters of the coastal zone in the Northwestern Mediterranean Sea, where tides are of very low amplitude (Bouffard, 2007).

It is to be noticed that nadir altimeters are almost insensitive to the platform roll: the radar footprint on the ground would just be translated by a few meters, hardly modifying the distance between the footprint and the satellite, and thus leading to a negligible error in the sea level measurement. The nadir altimeter observation errors are thus uncorrelated, at least through platform roll.

The $\delta\mathbf{y}_i^n$ vector used in the assimilation step is randomly generated using a Gaussian distribution with 0 mean and a 3.9 cm standard deviation. The part of the observation error matrix $\mathbf{R}$ dedicated to the nadir sea level measurement is then purely diagonal, with homogeneous variance $(3.9\ \text{cm})^2$.

C.3.2 Errors of the interferometer

Here, in contrast to previous studies, we consider the interferometer-related errors to be composed of two sources of errors: an instrumental error, and an error due to the roll of the satellite:

$$\delta\mathbf{y}_i^s = \delta\mathbf{y}_i^{instr} + \delta\mathbf{y}_i^{roll} \tag{8}$$

We chose the instrumental error $\delta\mathbf{y}_i^{instr}$ to be 4 cm / 120 km *rms* in XTS. Enjolras et al. (2006) actually showed that the corresponding error in the XTS calculated from instrumental errors at the middle of the swath reaches 6.3 cm *rms*. This lower value for the instrumental error in our study attempts to compensate for the lack of density of cross track measurements due to the simplified scheme we chose. Like any working hypothesis, this is questionable, but we feel that the main qualitative results of this paper do not critically depend on the detailed instrumental error budget adopted.

The error due to the platform roll $\delta\mathbf{y}_i^{roll}$ is an additional XTS error corresponding to a slope error of amplitude 0.2 arcsec. This value is larger than the largest uncertainty on the roll evaluation considered in the study by Enjolras et al. (2006). Indeed in the coastal ocean, the crossover maximum likelihood technique required to reduce the roll angle during the ground post-processing may not be as efficient as in open ocean. An amplitude of 0.2 arcsec

corresponds to a XTS measurement of 11.6 cm over the 120 km measurement basis, which is much larger than the instrumental error. The errors due to the roll are correlated along the path of the satellite, with a dominant roll frequency close to 0.02 Hz for the Jason-2 platform initially chosen to host the WSOA instrument. This is a low enough frequency to be well modelled by the in-board and ground processing (Enjolras, personal communication). This frequency corresponds to an along-track wavelength of 350 km. An uncertainty has been subsequently added to the central frequency to yield an along-track decreasing correlation: a Gaussian distribution of 0 Hz mean and 0.0025 Hz standard deviation has been used to randomly generate error samples added to the central frequency. A specific case illustrates the role of the uncertainty in frequency by using a 0.005 Hz standard deviation instead of 0.0025. The distributions of frequency in the two cases are shown on Figure C.3. This along-track correlation implies that the non-diagonal elements of the matrix $\mathbf{R}$ corresponding to the XTS measurements are now nonzero.

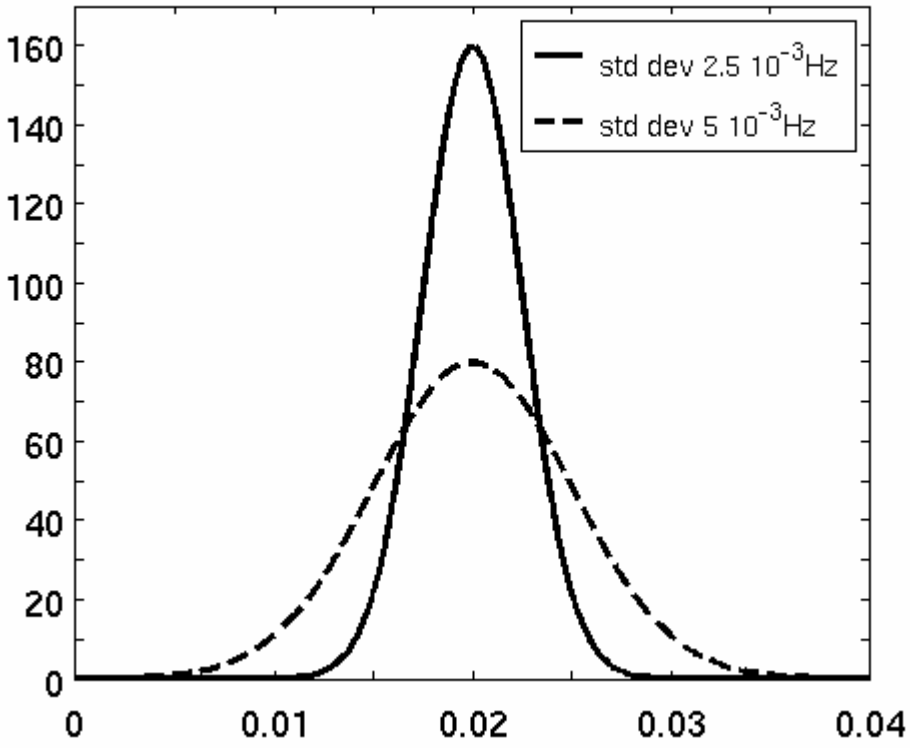


Figure C.3: Distribution of the roll error frequency around the mean value of 0.02 Hz for two study cases (10^4 elements for the test).

Together, the XTS errors due to the noise and to the roll make up the $\delta\mathbf{y}_i^s$ terms used (1) to perturb the observations and (2) to approximate the matrix $\mathbf{R}$ off-line as the statistical covariance matrix on a large ensemble (10^4 members):

$$\mathbf{R} = \mathrm{E}\left[\delta\mathbf{y}^o \delta\mathbf{y}^{o\,\mathrm{T}}\right] = \mathrm{E}\left[\begin{pmatrix}\delta\mathbf{y}^n \\ \delta\mathbf{y}^s\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\delta\mathbf{y}^n \\ \delta\mathbf{y}^s\end{pmatrix}^{\mathrm{T}}\right] = \mathrm{E}\left[\begin{pmatrix}\delta\mathbf{y}^n \\ \delta\mathbf{y}^{instr} + \delta\mathbf{y}^{roll}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\delta\mathbf{y}^n \\ \delta\mathbf{y}^{instr} + \delta\mathbf{y}^{roll}\end{pmatrix}^{\mathrm{T}}\right] \quad \text{(C.9)}$$

Figure C.4 shows the full $\mathbf{R}$ matrix. The part of the matrix $\mathbf{R}$ dedicated to the interferometer error budget is composed of a full matrix block attributable to the roll correlation, plus a

homogeneous diagonal block due to the instrumental noise $\delta \mathbf{y}_i^{instr}$. The interferometer and nadir errors are assumed to be uncorrelated.

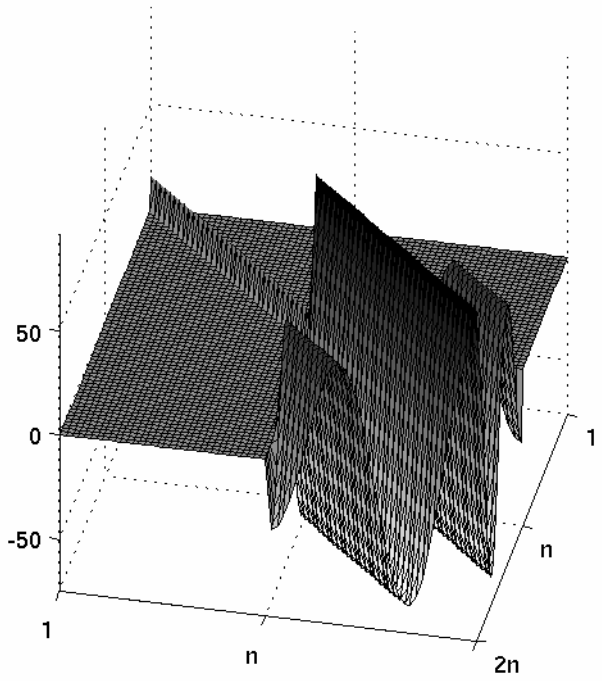


Figure C.4: 3D view of an observational covariance error matrix. The number of observation locations is n*=35. Ranks within [1,*n*] are for nadir sea level, ranks within [*n*+1,2*n*] are for XTS measurements.*

C.4 Impact of cross-track measurements

The impact of the wide swath altimeter model in our assimilation system is analyzed through several experiments from spatial, temporal, and space-time statistics.

C.4.1 The study configurations

Table C.1 describes the experiments carried out in the EnKF framework. **Experiment A** is nadir only, while **Experiment B** is nadir+interferometer with no roll of the platform. Together, **Experiments A and B** show the impact of "idealistic" cross track measurements and the physical aspects linked to this type of observation. **Experiments C and D** are nadir+interferometer with the platform rolling, but C takes that roll into account in the $\mathbf{R}$ matrix while D ignores the corresponding along-track correlation. In both experiments the XTS observation error $\delta \mathbf{y}_i^s$ used to generate the innovation vector $\mathbf{d}$ is defined as in section C.3.2. Case C deals with the correlation of the errors in the data assimilation process where matrix $\mathbf{R}$ is modified to this end, as in section C.3.2. Case D assumes that the errors are uncorrelated during the assimilation step, the matrix $\mathbf{R}$ being purely diagonal with an amplitude equal to $(4+11.6)^2$, i.e. the square of the sum of the instrumental error and of the maximum roll-induced error. **Experiments E and F** are sensitivity tests with respect to

Experiment C on the amplitude of the uncertainty on the satellite roll frequency (E) and on the interferometer instrumental error (F).

C.4.2 Spatial impact of XTS measurements

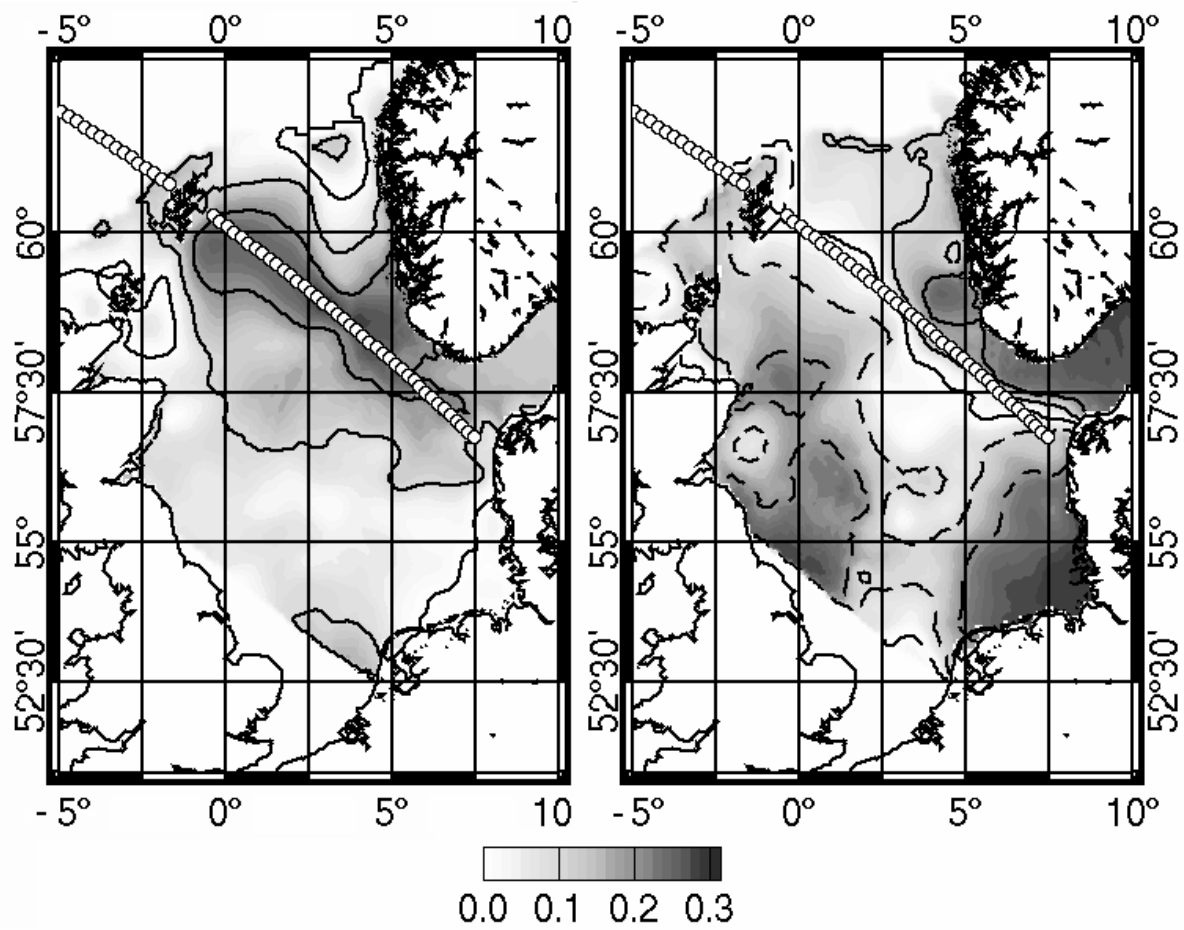


Figure C.5: Average of correlations between model sea level and along-track nadir sea level (left) and XTS measurements (right) for all the points of the plotted track, for experiment B on December 18, at 10 a.m. Continuous lines are for positive values, dashed lines are for negative values. The colorbar determines the amplitude.

Let us start with spatial impact as shown by Experiment B. The differential impact of one XTS measurement can be illustrated by means of the matrix of representers (equation C.3) which contains the error-space covariances between an observation and the model state variables. In particular, we evaluate the spatial impact of an observation by the interferometer, by comparing the *doi*s of both types of measurements, nadir and XTS. Figure C.5 shows the average, over all the measurements from the satellite track, of the normalized representer (columns of matrix $\mathbf{r}$ in equation C.3), giving access to an *average doi* for each measurement type along the full track. Significant correlation for the *average doi*s is considered of 0.2 or higher. On Figure C.5, the *average doi* in sea level for the nadir measurement is restricted to the vicinity of the path of the satellite, whereas the XTS measurement *average doi* is more spread in the cross-track direction. The slope information provided by the XTS measurement appears in the form of negative and positive sea level lobes on each side of the satellite path.

Moreover, considering the southern part of the track, the XTS measurement has its largest influence in an area that is totally unsampled by the nadir altimeter, along the German and Dutch coasts. This illustrates the fact that the interferometer is theoretically able to bring new information and to extend the range of a classical altimeter by means of its slope measurement (at first order).

C.4.3 Temporal impact

The performance of the various observational system options considered above is now evaluated in terms of model error variance reduction, approximated in the EnKF by ensemble spread reduction between forecast and analysis, as in M04 and M06. Figure C.6 compares the temporal evolutions of the sea level ensemble variances at a specific point of the North Sea (point 1 on Figure C.2) by a single nadir altimeter (Experiment A) and by the full nadir+interferometer system without roll error (Experiment B). These are compared to the evolution of the ensemble variances of the reference ensemble (Experiment REF) to quantify the ensemble variance reduction in the two experiments. Mean ensemble variance reduction increases from 19% in Experiment A to more than 26% in Experiment B due to the cross-track slope measurement. Although this increase is significant, we believe that the added value of the interferometer would be further enhanced if (1) all swath pixels were used, and if (2) the bathymetry was corrected by assimilation, leading to better velocity forecasts. Moreover, as pointed out in M06, the improvements brought by the interferometer are not stationary over the period, but happen at specific time steps, when the cross track measurement brings clear additional information compared to the nadir sea level. For instance, the local error variance rises at point 1 during storm events, namely around December 17 and December 28 (Figure C.6); this is when the clearest contribution of the interferometer is seen, since the instrument is able to detect the (erroneous) sea-level slopes generated by atmospheric forcing in presence of the bathymetry errors.

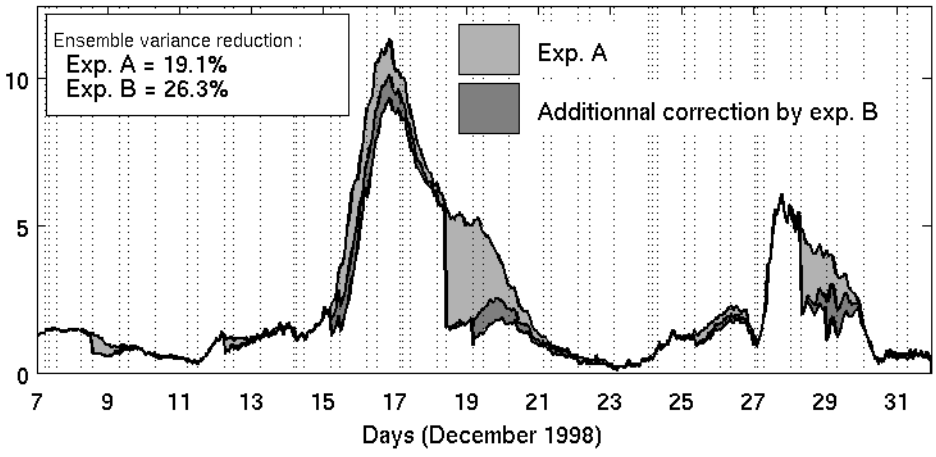


Figure C.6: Sea level ensemble variances (cm^2) at point 1. The upper curve represents experiment REF, the middle one experiment A and the lower one experiment B. The light gray area is the ensemble variance reduction relative to experiment A, and the dark gray area is the additional reduction obtained in experiment B.

C.4.4 Global error reduction

The various configurations are now compared in terms of global error variance reduction in the model variables, namely sea level, zonal and meridional velocities (Figure C.7). For any data assimilation experiment, we define the global error variance reduction as the percentage of reduction of ensemble variance, averaged over the study period and domain, with respect to the ensemble where no data are assimilated. The global error reduction in terms of barotropic velocities is overall less efficient than the one in sea level; this differential behavior in error reduction has been discussed in M06. They found two main reasons. First, as the correction of the velocities was made through a multivariate statistical relationship between the observed sea level and the model velocities, through the matrix $\mathbf{P}^f$, it was less efficient than it would have been through direct assimilation of velocities. Second, the bathymetry, which is the parameter affected by error in our configuration, strongly affects the velocity; as it is not corrected here, the errors in velocities stay high. Moreover, in our study, as the interferometer measurement is reduced to a single sea level difference between two points, the correction does not benefit from the high spatial resolution of the interferometer in the cross-track direction which would undoubtedly have impact on the velocity correction because of the smaller length scale of the barotropic velocities error features. (These errors are located where the sea level gradients are maximum and thus have a shorter spatial extension than sea level errors.)

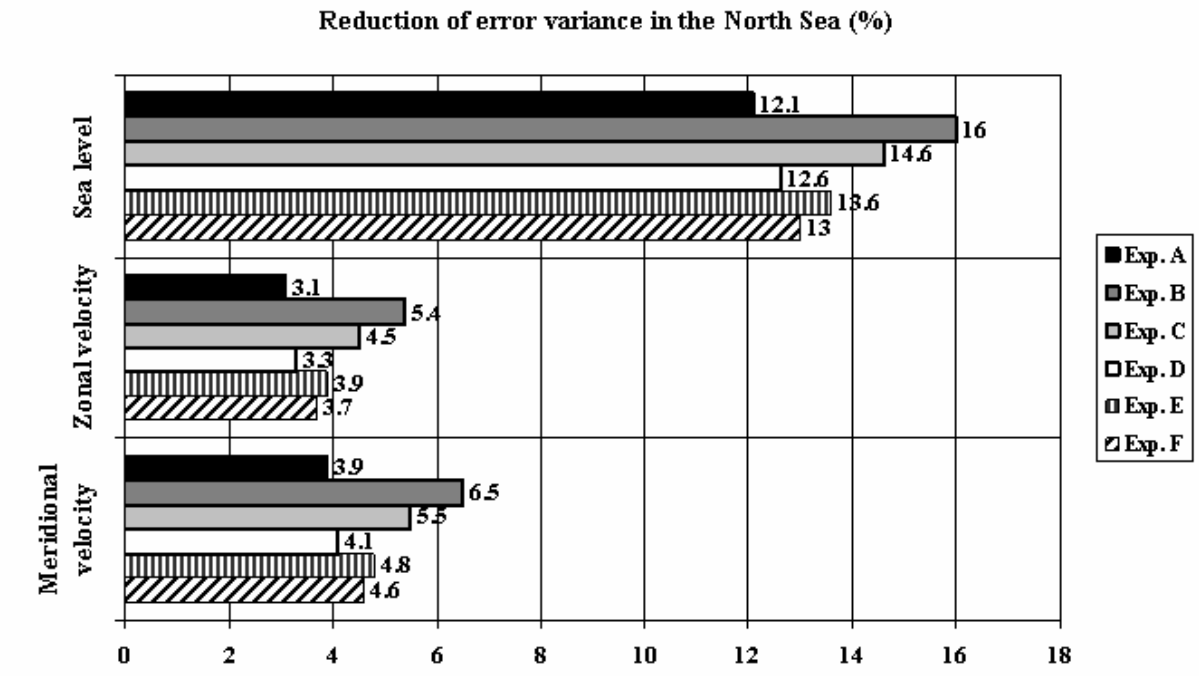


Figure C.7: Reduction of error variances in the North Sea, expressed in percentage, for all experiments of the study: sea level, zonal and meridional velocities.

The addition of cross-track measurements in Experiment B improves the control of the model, especially in terms of currents, with an added error reduction of about 50%. Experiment C, which now assumes correlated roll errors, both in the simulated observations and in matrix $\mathbf{R}$, shows that even if these errors are very large in amplitude (more than 11 cm over 120 km in XTS compared to 4 cm instrumental error), the instrument remains useful compared to a classical nadir altimeter, since the results are closer to those of Experiment B than to

Experiment A. Experiment D assesses that this performance is due to the adapted data assimilation scheme, which takes into account the along-track correlation of the roll errors: when the roll error, while present and correlated, is modelled as additional random noise in the assimilation process, then the cross-track measurement appears to be almost useless when compared to a single nadir altimeter.

Experiments E and F are sensitivity tests on both the uncertainty concerning the roll frequency and the instrumental noise of the interferometer. It appears that a higher uncertainty on the roll frequency (Experiment E, second case on Figure C.3), with a frequency distribution spread between 0 and 0.04 Hz, still gives better results than a single nadir altimeter. In contrast, an increase in the instrumental error of the interferometer (Experiment F, 8 cm over 120 km, instead of 4 cm) leads to worse results than Exp. E. We now attempt to examine the reasons behind those two results. Figure C.8 shows the full spectra of matrix $\mathbf{R}$ in the experiments of our study. n is the number of observation locations, so $2n$ is the observation subspace dimension when we consider the two kinds of measurements, nadir+cross-track slope. The eigenvalues between 1 and n are associated with measurement errors in XTS, and the part of the spectra between n+1 and $2n$, is associated with the error in nadir sea level measurements, characterized by smaller amplitude. Including correlated roll errors in the $\mathbf{R}$ matrix as in experiment C, E and F, only modifies a few eigenvalues, about n/5. The eigenvalues associated to the roll are of much higher amplitude than those associated with measurement noise. We now use the fact that $\mathbf{R}$ is a positive definite matrix, so the eigenvalues of its inverse are the inverse eigenvalues of $\mathbf{R}$, and the order of the eigenvectors is reversed. In the data assimilation process, the $\mathbf{R}$ matrix is involved in the calculation of the vector $\mathbf{b}$ of representer coefficients in equation C.4, where $\mathbf{R}^{-1}$ roughly acts as a multiplying factor to the innovation vector $\mathbf{d}$ (obviously, the lesser the error, the stronger the constraint). The few dominating eigenvalues of $\mathbf{R}$, due to the roll, are of very low amplitude in the spectrum of $\mathbf{R}^{-1}$, which is dominated instead by the eigenvalues from the measurement noise, in sea level and XTS. Dealing with higher uncertainties about the roll frequency (Experiment E) thus only marginally affects this step of the data assimilation process, while increasing the measurement noise error (Experiment F) has a more critical effect since it affects a large number of dominant eigenvalues of $\mathbf{R}^{-1}$. Therefore the uncertainty in the roll frequency distribution around its mean appears to be less important than the amplitude of the cross-track slope noise, once the roll is taken into account with correct central frequency.

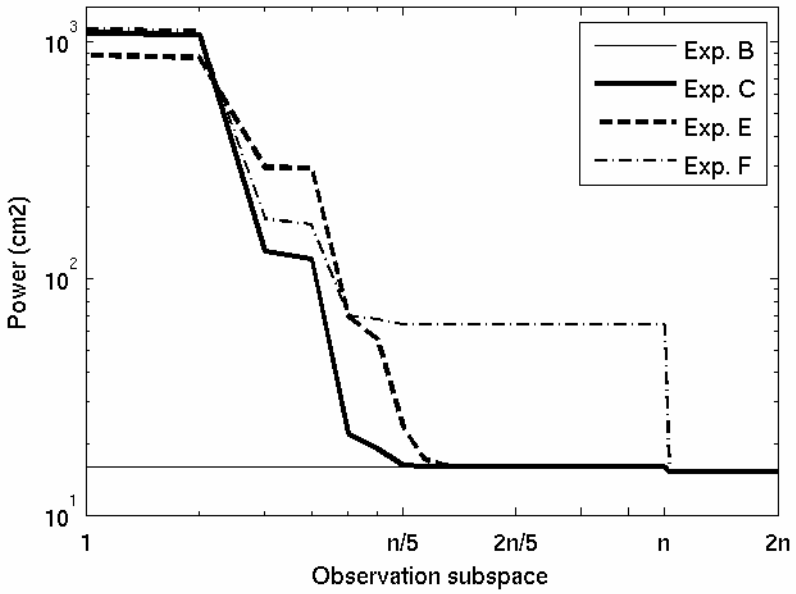


Figure C.8: Logarithmic representation of spectra of eigenvalues for study cases with various $\boldsymbol{R}$ *matrices (*n*: number of track points, 2*n*: total number of observations, including nadir sea level and XTS, here* n*=35).*

C.5 Conclusion

We investigated the potential qualitative improvement brought by wide-swath, interferometry-based ocean altimetry measurements in a coastal/shelf data assimilation system with respect to classical nadir altimeters. Taking after the approach of Mourre et al., 2006, a simplified wide-swath altimeter observing system model has been set up to study the impact of wide swath altimetry in reducing model errors due to the action of meteorological forcing in presence of bathymetric uncertainties in the North Sea, using an Ensemble Kalman Filter. The study also investigates the impact of along-track correlated errors of high amplitude due to the platform roll, which could significantly reduce the expected benefits of the wide-swath altimeter.

Cross-track measurements are of great interest since they allow to sample sea-level gradients in both the along and cross-track directions. These measurements, which are related to velocities in our system, exhibit wider domains of influence than nadir sea-level. In addition, in contrast to nadir altimetry, the entire shelf domain is sampled, associated with shorter revisiting times. This allows for a better control of temporal changes in both sea level and velocities. The improvement is not constant in time, but is found to depend on the ocean state and the information provided by the interferometer overflights.

As expected, the roll of the satellite reduces the performance of the altimeter when compared to a roll-error-free system. But despite the high amplitude of those roll errors, the wide swath observation system remains valuable when compared to a single nadir, as long as the roll error is adequately taken into account in the data assimilation process, in particular with correct central frequency. The performance of the instrument is found to be more sensitive to the instrumental noise of the interferometer than to the uncertainties associated with the roll frequency.

Results in this study depends on the modeling and data assimilation configuration which has been chosen, namely the simplified interferometer model, the particular North Sea ocean dynamics, the error-space dynamics (bathymetry errors), and the duration of the experiments. These limitations have been discussed in the text. Nevertheless, the methodology presented in this paper has the potential to be used in more complex configurations. In particular, to get a more accurate assessment of the quantitative impact of the wide swath altimeter, a more realistic observation model would have to be substituted, using all the available measurement points in the cross-track direction, as well as the associated realistic instrumental errors, e.g. as from Enjolras et al. (2006).

Similarly, even if this study relied on the particular WSOA mission on Jason 2, the orders of magnitude of the roll error amplitude and frequency we used are close to those specified by altimetric mission designers to achieve a sufficient precision for observing sea level. As a matter of fact, whatever the actual roll behavior of the platform is, the figures in this paper are typical of the residual roll errors after ground processing (Enjolras personal communication). Therefore, we are confident that our results constitute a valuable contribution in support of the design of future missions such as SWOT. We hope that this study can also provide some useful indications about the relative importance of the different terms of the error budget. Finally, the methodology used here stresses the power of Ensemble-based methods to infer observation-space statistics, and the need for mission designers to ground design choices onto state-of-the-art deterministic/stochastic modelling of the observed processes.

Acknowledgments

The authors gratefully thank Vivien Enjolras for his advices regarding the WSOA error budget, and Nelly Mognard for her insight on the future of wide swath altimetry and the SWOT mission. Support of Matthieu Le Hénaff by Délégation Générale pour l'Armement is acknowledged. We also thank two anonymous reviewers for very useful suggestions and comments.

Conclusion

Dans cette première partie, nous avons utilisé un filtre de Kalman d'Ensemble dans le cadre d'expériences jumelles afin de qualifier les performances d'un altimètre à fauchée pour la l'évaluation et la contrainte d'un modèle barotrope dont les erreurs sont issues des incertitudes sur la bathymétrie.

L'altimètre a fauchée tire ses performances de mesures disponibles dans la direction perpendiculaire au satellite. Cette direction de mesure assure une meilleure correction des vitesses de courants et accroît la portée des mesures dans le modèle. L'étude menée sur l'impact des erreurs de roulis a permis de démontrer que celles-ci ont malgré leur amplitude un faible impact sur les performances de l'altimètre dans les expériences d'assimilation de données, à condition que caractère corrélé des ces erreurs soit pris en compte dans la matrice de covariance d'erreur d'observation. Ceci assure une correction du modèle adaptée pendant la phase d'assimilation de données. Ainsi l'altimètre à fauchée conserve des performances prometteuses pour mesurer la dynamique barotrope en zone côtière.

La méthodologie des OSSEs utilisée pour l'évaluation des performances de l'altimètre à fauchée est une méthode déjà classique pour évaluer les performances d'un réseau altimétrique (Verron, 1990, Morrow et De Mey, 1995 par exemple). Elle donne un critère de mesure objectif en terme de performance d'un réseau d'observation, à savoir la réduction de la variance d'erreur du modèle. Dans notre étude elle s'avère coûteuse en raison du filtre de Kalman d'Ensemble, rendu nécessaire pour la prise en compte de la dynamique non linéaire du plateau. Ceci prévaut dès que l'on souhaite étudier des phénomènes complexes nécessitant un filtre d'assimilation de données pointu tel que le filtre de Kalman d'Ensemble ou le filtre 4D-Var, gourmands en calcul, car il faut réaliser une expérience d'assimilation de données par réseau que l'on souhaite tester. Cette approche suppose donc un nombre réduit de réseaux à tester.

PARTIE 2 : ANALYSE DE RESEAUX D'OBSERVATION PAR LA METHODE RMS ET APPLICATION A UN MODELE 3D DU GOLFE DE GASCOGNE

Introduction

A la suite du travail mené sur l'observabilité des processus barotropes de plateau par l'altimètre à fauchée, il nous a semblé naturel de nous pencher sur l'étude de l'observabilité des processus baroclines côtiers. En effet ces processus, présents à l'interface entre l'océan hauturier, très profond, et le plateau continental sont d'extension spatiale réduite mais ont une durée de vie longue, de l'ordre de quelques semaines, voire plus. En ce sens, ils complètent la gamme des échelles spatiales et des fréquences temporelles des processus barotropes de plateau que nous venons d'étudier, dont les dimensions spatiales sont larges, notamment dans la direction de la côte, mais de durée de vie très courte. La dynamique barocline se manifeste par la formation de méandres, de tourbillons et caractérise aussi les courants de pente appuyés le long du talus continental. Nous avons d'abord mis en place une modélisation du Golfe de Gascogne couvrant l'été 2004, où les processus cités précédemment sont présents, à l'aide du modèle Symphonie développé par Patrick Marsaleix (Marsaleix et al., 2008). C'est à cette époque qu'a eu lieu l'annonce de l'abandon de la mission WSOA. Ce report de plusieurs années du lancement du premier altimètre à fauchée (dans l'hypothèse probable où cet instrument vole un jour) nous a conduit à élargir le spectre de notre étude à d'autres types d'observations. De plus, la contrainte de coût calcul imposée par la mise en place et l'utilisation d'un filtre de Kalman d'Ensemble nous a poussé à chercher d'autres méthodes permettant d'analyser les performances de réseaux d'observation dédiés à la dynamique barocline. Nous avons conservé l'approche par modélisation stochastique qui permet de déterminer les covariances d'erreur du modèle en respectant la complexité de la dynamique étudiée. Les sources d'erreur retenues sont cette fois le vent de surface et les conditions initiales. Après avoir caractérisé les sous-espaces d'erreur du modèle, il est possible de comparer les covariances d'erreur du modèle aux covariances d'erreur des observations et d'en déterminer quelle variabilité du modèle les observations peuvent mesurer. Cette démarche se rapproche de celle entreprise par Gabriel Jorda au cours de sa thèse sur l'étude de la dynamique du plateau Catalan (Jorda, 2005). Ceci a donné lieu à la mise au point de la technique RMS (Representer Matrix Spectra). C'est l'ensemble de cette démarche que nous décrivons dans cette seconde partie.

Cette partie est composée de quatre chapitres. Le chapitre D décrit la zone du Golfe de Gascogne et ses caractéristiques hydrographiques et dynamiques. Puis nous décrivons le modèle numérique utilisé, ainsi que les conditions atmosphériques prévalant durant la période étudiée et la réponse océanique associée. Enfin nous comparons la simulation effectuée aux observations disponibles afin de valider le réalisme du modèle. En effet, la comparaison pertinente du moment statistique d'ordre deux du modèle, c'est-à-dire la covariance d'ensemble, aux covariances d'erreurs d'observations suppose que le moment d'ordre un, à savoir la simulation de référence, est proche de la réalité observée. Le chapitre E est constitué d'un article soumis à *Ocean Dynamics* et accepté, dont le titre est « **Assessment of observational networks with the Representer Matrix Spectra method – Application to a 3D coastal model of the Bay of Biscay** », noté par la suite RMS en référence à la technique

utilisée. Il décrit la technique RMS et l'applique à la modélisation du Golfe de Gascogne, dont les covariances d'erreur sont dues aux incertitudes sur le vent, en testant divers réseaux altimétriques, dont l'altimètre à fauchée, et un réseau de mesures in situ. Le chapitre F complète les résultats de l'article RMS en introduisant les erreurs du modèle dues cette fois aux incertitudes sur les conditions hydrographiques initiales. Il présente une analyse détaillée des deux sous-espaces d'erreur du modèle et la technique RMS est appliquée, dans les deux cas, pour l'analyse des réseaux décrits dans l'article RMS. Enfin, le chapitre G décrit la physique haute fréquence présente dans le modèle et le sous-espace d'erreur du modèle du aux incertitudes sur le vent dans cette gamme de fréquence. La technique RMS est appliquée à l'analyse des performances d'un réseau marégraphique le long des côtes du Golfe de Gascogne.

Chapitre D : Golfe de Gascogne : Contexte de l'étude

Dans ce chapitre, nous décrivons tout d'abord les principales caractéristiques physiques du Golfe de Gascogne. Puis nous décrivons en détails le modèle Symphonie (Marsaleix et al., 2008) utilisé pour la modélisation du Golfe de Gascogne, ainsi que les conditions météorologiques durant l'été 2004 qui est notre période d'étude. Nous décrivons ensuite notre simulation de référence, en nous penchant sur les événements marquants de cette période. Enfin le modèle est comparé aux observations.

D.1 Physique du Golfe de Gascogne

Nous avons choisi de modéliser la zone du Golfe de Gascogne, qui est une zone d'interface entre l'océan peu profond situé près des côtes et l'océan du large. C'est une zone située en partie dans les eaux territoriales françaises et sujet de nombreuses études tant en observation qu'en modélisation. Nous allons rappeler brièvement les caractéristiques de cette zone. Nous signalons d'ailleurs la revue par Mason et al. (2007) des principales caractéristiques de la zone nord-est Atlantique.

D.1.1 Bathymétrie

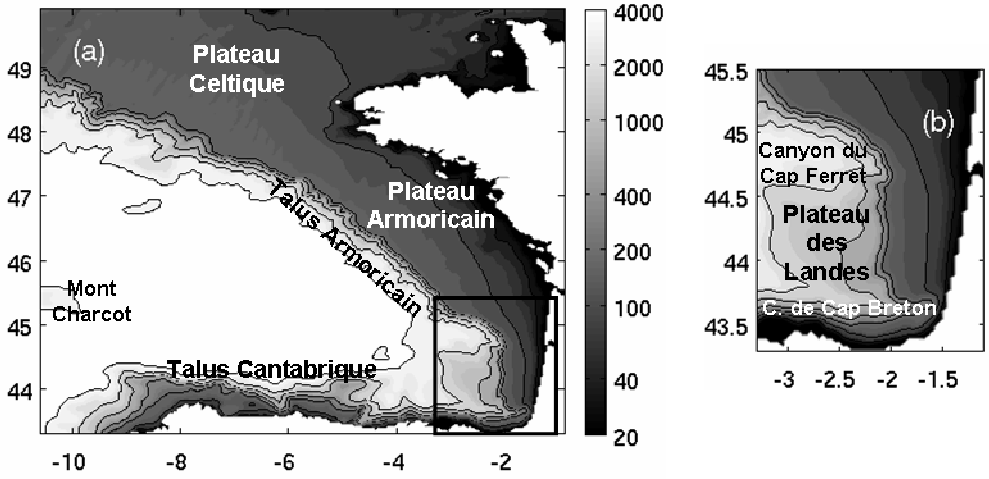


Figure D.1 : bathymétrie du Golfe de Gascogne (m) : toute la zone (a), zoom sur le cadre défini en a (b). Les isobathes sont celles indiquées sur le niveau de gris. Les différentes zones clés sont indiquées.

La Figure D.1 est une carte de la bathymétrie de la zone d'étude. On y note la plaine abyssale, très profonde, au centre, entourée par un talus continental très abrupt. Le Talus Cantabrique s'étend de la Galice au sud ouest au Pays Basque. Il est situé très près de la côte au nord de l'Espagne. Le plateau adjacent est le plateau Cantabrique, appelé aussi plateau Ibérique. Ce talus est quasiment zonal. Il s'élargit vers 5° ouest, où l'on rencontre même un mont sous-marin. Au fond du Golfe, le talus s'adoucit fortement au point de former un plateau, entre 1000 et 2000m, le plateau des Landes, encadré au sud par un canyon très étroit, le Canyon de Cap Breton, et au nord par le Canyon de Cap Ferret. Au nord du Plateau des Landes, le Talus Armoricain s'éloigne de la côte pour prendre une direction nord-ouest. Il redevient très abrupt, avant de s'élargir vers 8° O, où le tracé du talus subit une cassure. Le plateau continental à l'est du talus devient alors très large, tout d'abord au sud de la Bretagne le Plateau Armoricain, puis le Plateau Celtique à l'entrée de la Manche. La plaine abyssale est elle très peu perturbée, sauf vers le bord ouest de la zone d'étude où l'on rencontre le Mont sous-marin Charcot.

D.1.2 Hydrographie

L'hydrographie de l'Atlantique Nord Est a été étudiée par Arhan et al. (1990, 1994) et McCartney et al. (1982) entre autres, et précisément décrite par Van Aken (2000a, 2000b et 2001). L'hydrographie du plateau continental a été décrite par Koustikopoulos et Le Cann (1996), et étudiée depuis par Puillat et al. (2004). Nous reprenons ici les principaux résultats de leurs travaux.

En surface et subsurface la zone est alimentée par les eaux issues de la branche sud de la dérive Nord Atlantique, qui se sépare vers 51°N en deux branches (Pingree 1993). Il s'agit des eaux centrales de l'Atlantique nord ouest, qui forment les eaux de la thermocline permanente. Ces eaux suivent ici la circulation anticyclonique du gyre subtropical, qui les advecte vers l'est depuis le centre du bassin Atlantique, avant de tourner au sud en arrivant au large des îles britanniques. Une partie de ces eaux est subductée en fin d'hiver, et constituent les eaux modales de l'Atlantique nord est. Elles suivent cette circulation vers le sud au niveau du Golfe de Gascogne (Van Aken 2000a).

Les eaux intermédiaires, situées plus en profondeur de 500 à 2000m, sont influencées par différentes masses d'eau. Sous la thermocline un minimum de salinité est observé, associé aux masses d'eau formées par convection en hiver au nord du Golfe de Gascogne ainsi que dans la Baie de Porcupine et advectées vers le sud. Plus en profondeur, vers 1000m de fond, un maximum de salinité est associé aux eaux méditerranéennes qui se déversent dans l'Atlantique au niveau du détroit de Gibraltar et se répandebers l'ouest et vers le nord. Ces eaux longent la péninsule Ibérique vers le nord, advectées par un sous courant de pente vers le nord adossée au talus continental. Là, elles se répandent dans le Golfe de Gascogne (Cf. Figure D.2). Sous ces eaux méditerranéennes, on trouve les eaux de la Mer du Labrador, formées par convection profonde en hiver dans la Mer du Labrador. Elles sont caractérisées par une salinité faible, et sont advectées vers l'est du bassin Atlantique et finalement dans le Golfe de Gascogne (Cf. Figure D.2). Le Golfe de Gascogne est une zone de fort mélange diapycnal, qui entraîne un mélange partiel, entre les eaux du minimum de salinité et l'eau méditerranéenne, et entre l'eau méditerranéenne et l'eau de la Mer du Labrador (Van Aken 2000b).

Les eaux profondes du Golfe de Gascogne, au-delà de 2000m, sont constituées de masses d'eau de la Mer du Labardor, auxquelles se sont adjointes des eaux modales sub-polaires formées entre l'Ecosse et l'Islande, et enfin d'eaux profondes venant du sud et influencés par les eaux de fond Antarctiques, très peu salées (Van Aken 2002, et Figure D.2).

Sur le plateau, les masses d'eau de surface sont influencées par la décharge d'eaux douces continentales qui réduisent leur densité, notamment les grands fleuves comme la Loire et la Gironde sur le Plateau Armoricain (Puillat et al., 1996). On y observe des variations saisonnières marquées, notamment la formation d'une thermocline saisonnière au printemps, qui disparaît au cours de l'automne (Koustikopoulos et Le Cann, 1996).

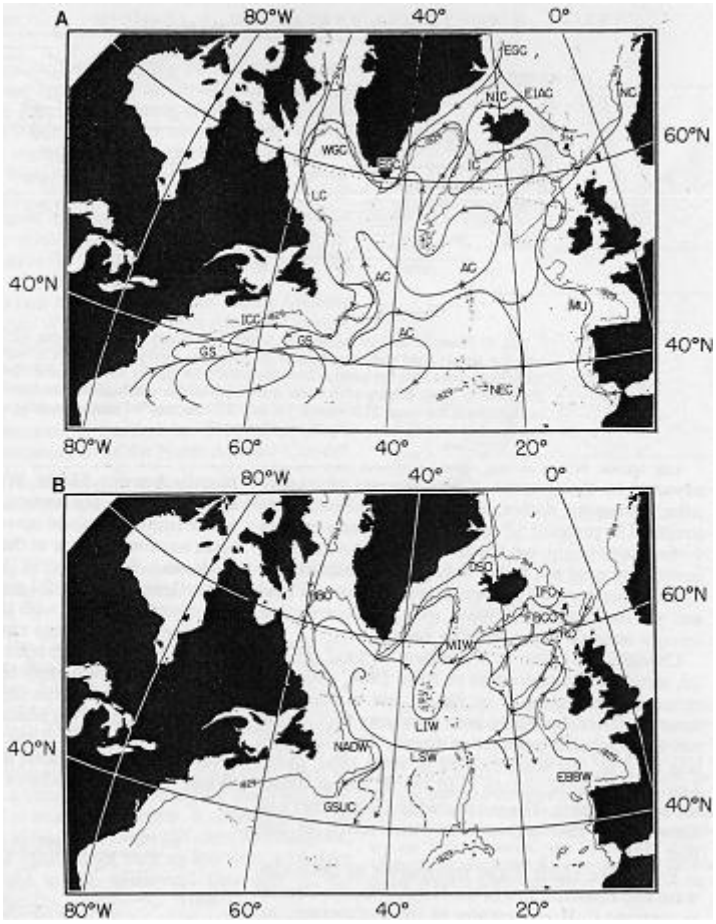


Figure D.2 (issue de McCartney et al. 1982) : trajet des eaux intermédiaires et profondes. A : eaux méditerranéennes MU. B : eaux de la Mer du Labrador LSW, eaux de fond EBBW.

D.1.3 Dynamique

D.1.3.1 Dynamique moyenne

La dynamique de surface et subsurface dans le Golfe de Gascogne a été étudiée en détails par Pingree et Le Cann notamment. On notera une revue de ces travaux par Le Cann et Pingree (1995). La dynamique locale est marquée par un courant dominant anticyclonique issu de la branche sud de la dérive nord Atlantique (Cf. Figure D.3). Ce courant est s'écoule dans le Golfe, avec un transport vers le sud vérifiant la loi de Sverdrup associé à rotationnel de vent

moyen négatif, avec des vitesses moyennes de 1 à 2 cm.s^{-1} (Pingree, 1993). A cette circulation de grande échelle s'ajoute des phénomènes de plus petite échelle.

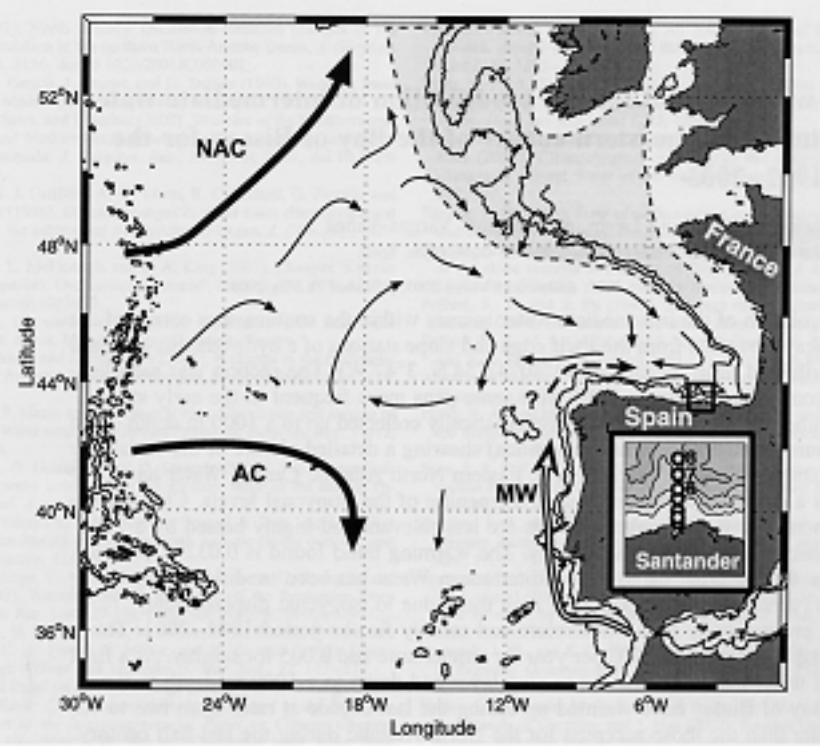


Figure D.3 (issue de Gonzalez-Pola et al. 2005) : structure des courants de surface (flèches en trait épais : dérive nord Atlantique –NAC-, courant des Açores –AC-) avec circulation au sein du Golfe de Gascogne (flèches en trait fin), et du sous-courant méditerranéen (flèche blanche –MW-) et sa continuité dans le Golfe (flèche en tirets). La zone grisée correspond à la zone de formation d'eaux intermédiaires par convection en hiver.

D.1.3.2 Courant de pente

Un courant de pente « remontant » vers les hautes latitudes s'appuie sur le talus continental de l'Espagne jusqu'au nord de l'Irlande. Une intéressante revue de la littérature concernant ce courant de pente est présente dans Coelho et al. (1999). Ce courant est plus intense dans les 200 à 300 premiers mètres, mais se fait sentir jusqu'à 1600m (Ambar et al. 1986). Il présente une grande variabilité temporelle selon l'endroit considéré. Le long du talus Cantabrique, il présente une variabilité interannuelle et est le plus intense en hiver, dont son nom de « Navidad », naissance en espagnol, en référence à Noël. La Navidad est le prolongement du courant de pente le long de la côte portugaise, décrit par Frouin et al. (1990). Le courant de pente est plus intense à mesure que l'on remonte vers le pôle (Pingree et Le Cann 1990). Il est maximum en été le long du plateau Celtique d'après cette même étude, tandis que Van Aken (2002) note une quasi absence de courant de pente en été le long du talus Armoricain, avec un nombre de données faible il est vrai. La structure du courant varie aussi selon la position, avec une composante barocline plus marquée au sud du Golfe de Gascogne qu'au nord. La Figure D.4 synthétise ces résultats.

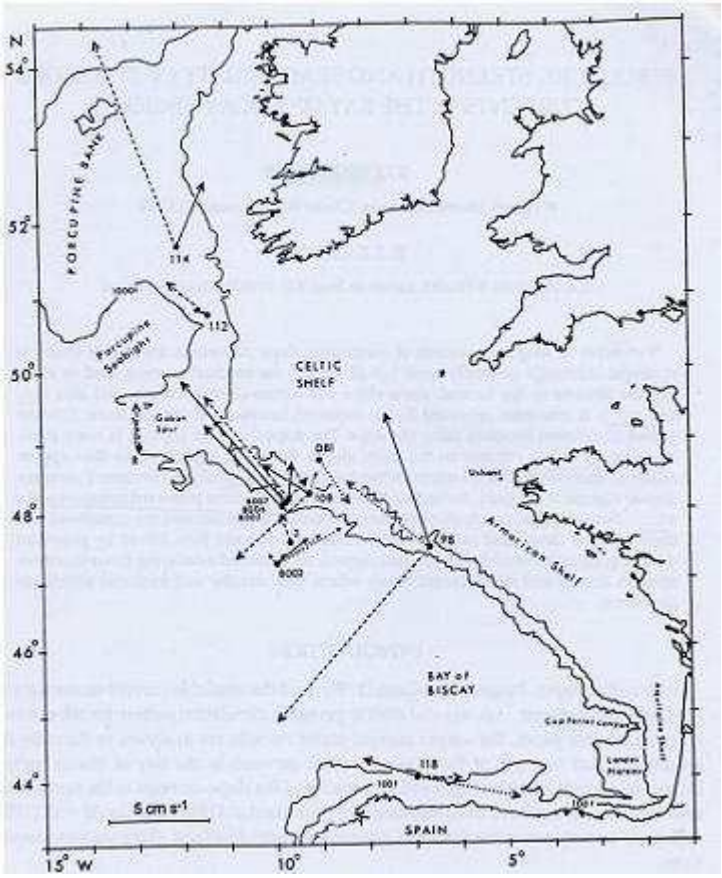


Figure D.4 (issue de Pingree et Le Cann 1990) : Courants mesurés le long du talus : en surface (pointillés), à mi hauteur (trait continu) et au fond (tirets)

L'origine des courants de bord est est controversée. Ambar et al. (1986) attribuent ce courant à l'action directe du vent de sud en hiver, qui par transport d'Ekman pousse une masse d'eau importante le long de la côte où elle s'accumule, formant un bourrelet associé à une surélévation du niveau de la mer, l'ajustement géostrophique s'accompagnant alors d'un courant vers le pôle. Frouin et al. (1990) ont montré que ce mécanisme seul ne peut expliquer l'ensemble du transport associé. Une autre hypothèse associe le courant de pente de bord est au rotationnel du vent cette fois, un rotationnel de vent positif étant associé à un transport vers le nord par la balance de Sverdrup (McCreary et al. 1987). L'hypothèse la plus communément admise (par exemple Pingree et Le Cann, 1990) explique les courants de pente de bord est par la croissance méridienne de la densité océanique de surface à l'échelle du bassin Atlantique, du sud vers le nord. Cette croissance de densité est due essentiellement aux différences de température et induit une contraction plus important des masses d'eau au nord, avec une pente de l'élévation de surface associée par géostrophie à un courant vers l'est. Ce courant pousse des masses d'eau vers le continent, provoquant un downwelling près des côtes et une surélévation de la surface, associée à un courant vers le nord. Huthnance (1984) a étudié précisément le phénomène et en particulier le rôle de la topographie, forçant le courant à s'appuyer sur la pente du talus continental par effet JEBAR (Joint Effect of Baroclinicity And bottom Relief). Ce phénomène est capable de générer un courant de l'ordre de 10 $cm.s^{-1}$, conforme aux mesures de Pingree et Le Cann (1990) au niveau du talus Armoricain, avec des valeurs moyennes de 5 à 10 $cm.s^{-1}$, mais pouvant atteindre localement et selon l'époque 50 $cm.s^{-1}$. Les variations saisonnières locales sont attribuées aux variations de vent. Par exemple

le vent d'est au nord de l'Espagne en été, responsable d'un phénomène d'upwelling, s'oppose à l'établissement du courant de pente. Ainsi celui-ci n'est pas continu tout le long du plateau.

Ce courant est localisé sur le talus continental et sa largeur est de l'ordre du premier rayon de Rossby, une quinzaine de km à ces latitudes (Coelho et al. 1999). Il est associé à des eaux plus chaudes que les eaux environnantes, car il advecte des eaux du sud vers le nord (Cf. Figure D.4). Ce type de courant a été observé au large de la Californie (McCreary et al., 1987), ainsi qu'à l'ouest de l'Australie, dans l'hémisphère sud (Smith et al., 1991).

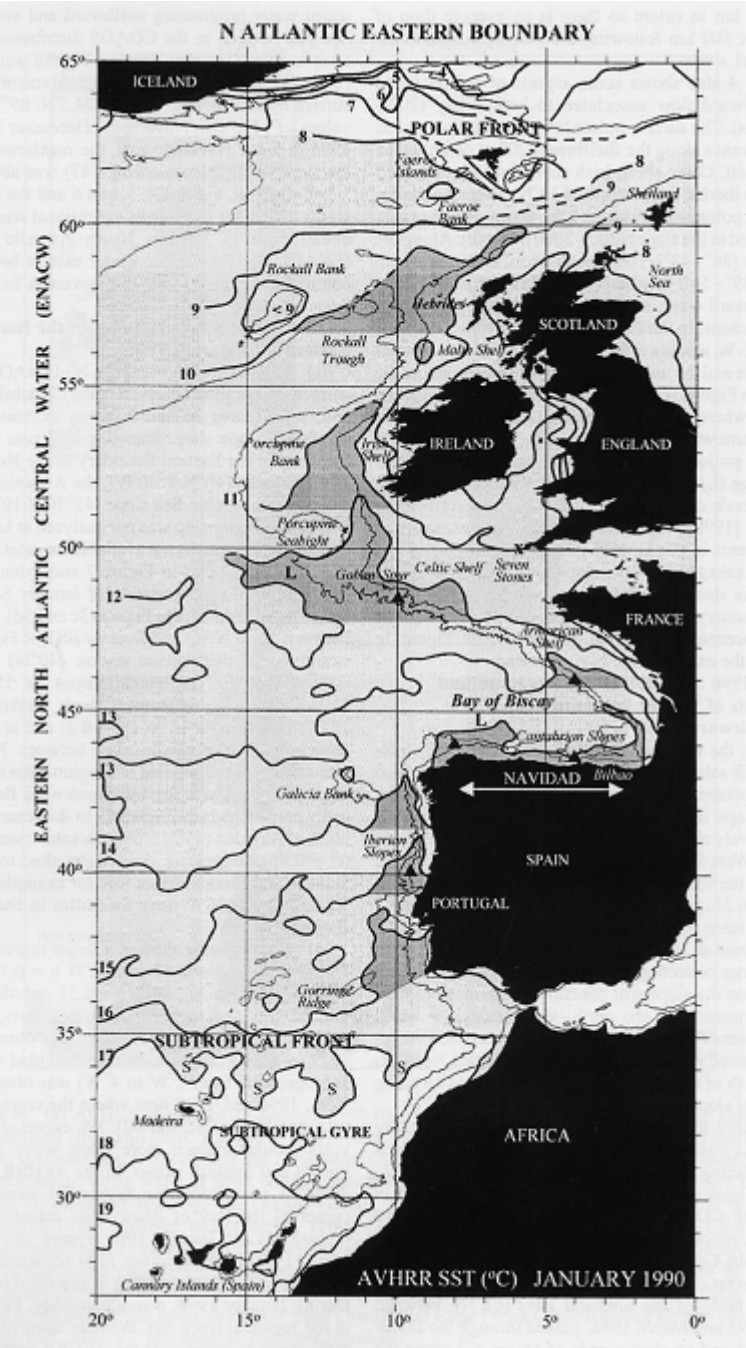


Figure D.4 (issue de Garcia-Soto et al., 2002) : carte de température de surface vue par l'instrument AVHRR en janvier 1990. Les parties grisées correspondent aux eaux chaudes advectées par le courant de pente.

D.1.3.3 Tourbillons

On observe dans cette région de nombreux tourbillons, de 50 à 100km de diamètre. Pingree et Le Cann (1992a, 1992b) ont observé plusieurs tourbillons anticycloniques, formés le long du talus Cantabrique et au niveau du Canyon du Cap Ferret, qu'ils ont dénommés swoddies (slope water oceanic eddies) car formés par instabilité du courant de pente, préférentiellement durant l'hiver (Cf. Figure D.5). Ces tourbillons ont une durée de vie de plusieurs mois, et se font sentir jusqu'à 1500m de profondeur. Ils permettent un transfert d'eau du talus vers le large, et sont en moyenne advectés vers l'ouest. Ces tourbillons ont néanmoins des caractéristiques très variables, tant en structure qu'en dynamique. Van Aken (2002) semble toutefois confirmer la prédominance des tourbillons anticycloniques. Bardey et al. (1999) ont étudié l'activité meso échelle du Golfe de Gascogne grâce à des observations satellite et ont observé divers tourbillons cycloniques et anticycloniques dans l'ensemble du Golfe tout au long de l'année. Ils ont aussi observé des structures de types méandres ou filaments permettant un transfert de masses d'eau depuis le talus vers l'intérieur du Golfe. Le talus continental au sud du Golfe de Gascogne est décrit comme une zone complexe de formation de tourbillons, parfois associés en dipôles ou triplets, en des zones de variations fortes dans la direction du talus continental, par exemple au niveau du Cap Ortegal en Galice ou du Canyon de Cap Ferret (Pingree et Le Cann, 1992b, Garcia-Soto et al., 2002). She et al. (2000) ont étudié comment un courant de type courant de pente passant sur un canyon pouvait créer un ou des tourbillons et confirment le caractère anticyclonique des structures formées dans le cas d'un courant de bord est.

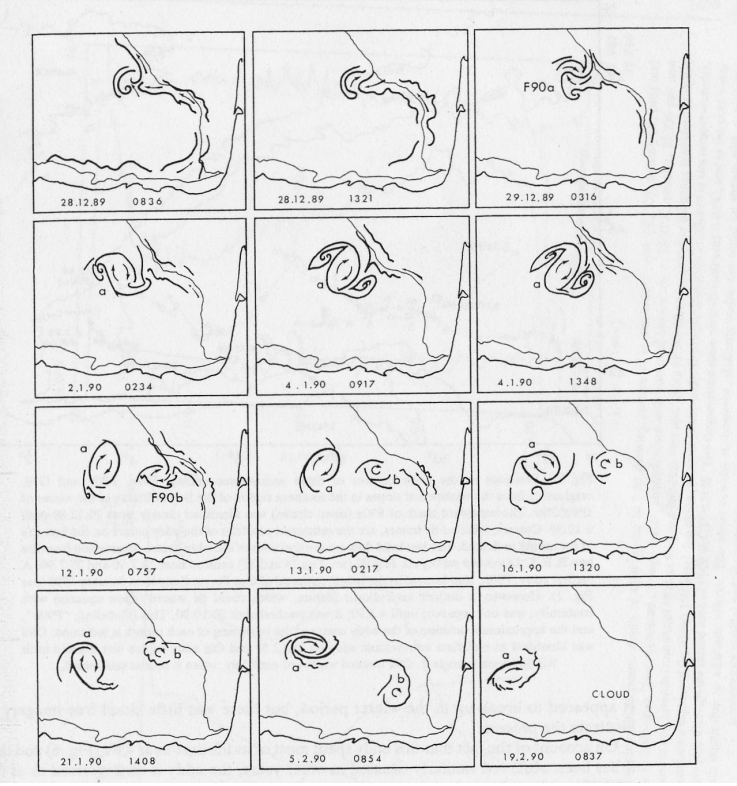


Figure D.5 (issue de Pingree et Le Cann 1992b) : mécanisme de formation d'un swoddy à la sortie du Canyon de Cap Ferret en janvier 1990. On remarque la présence transitoire de tourbillons cycloniques adjacents lors de cette formation.

D.1.3.4 Dynamique de plateau

Le plateau continental a une dynamique de haute fréquence en réponse à la marée et au vent. Les courants varient donc de direction et d'intensité. Pingree et Le Cann (1989) ont étudié le courant résiduel de plateau en réponse au vent (Figure D.6). Sur le plateau Armoricain il est orienté prioritairement dans la direction NO-SE, d'intensité de 5 à 10 $cm.s^{-1}$. Plus au sud, au niveau des Landes et sur le plateau nord espagnol, la dynamique semble plus complexe. Aux embouchures des fleuves, l'apport d'eau douce génère localement des courants de densité, eux aussi influencés par le vent (Jegou et Lazure 1995).

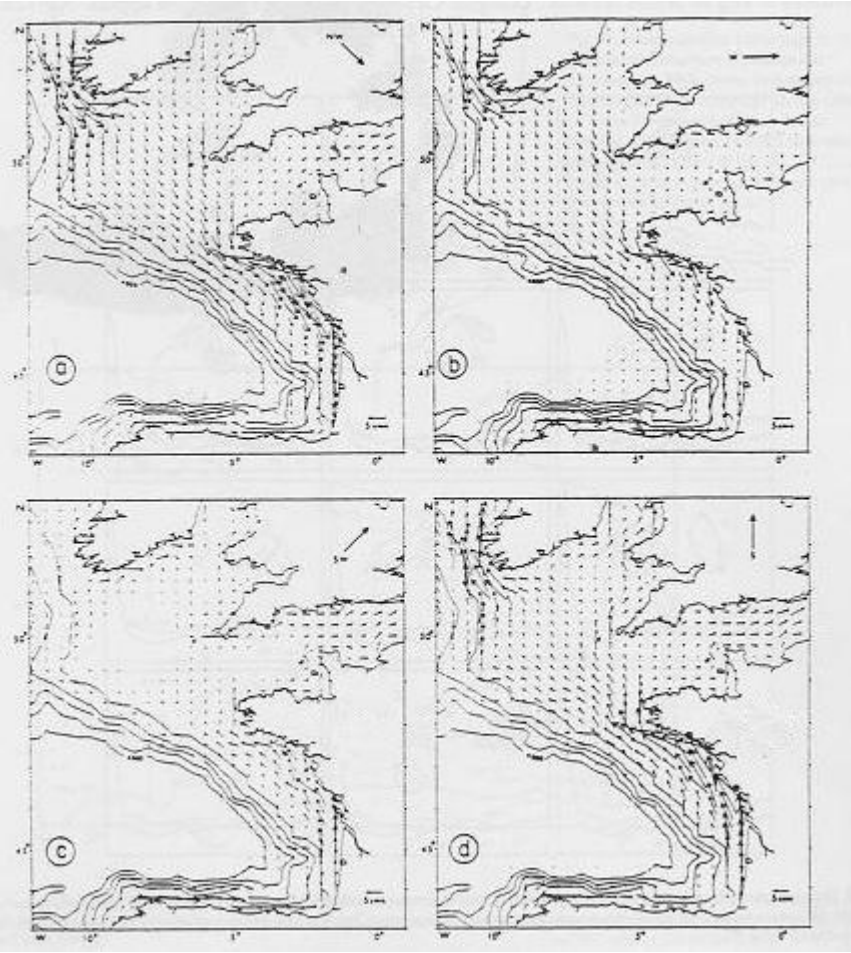


Figure D.6 (Le Cann et Pingree 1995) : courants de plateau modélisés en réponse à un vent constant de (a) nord ouest, (b) ouest, (c) sud ouest, (d) sud.

La Figure D.7 rappelle les caractéristiques principales de la dynamique du Golfe de Gascogne.

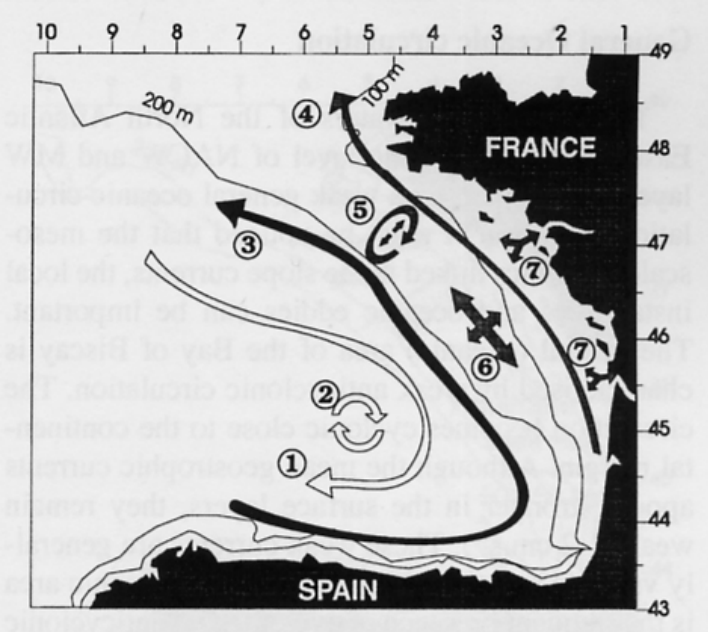


Figure D.7 (issue de Koustikopoulos et Le Cann, 1996) : schéma récapitulatif de la dynamique du Golfe de Gascogne : 1 : circulation générale, 2 : tourbillons, 3 : courant de pente, 4 : circulation résiduelle sur le plateau, 5 : courants de marée, 6 : courants induits par le vent, 7 : courants de densité associés à la décharge des fleuves.

D.1.4 Upwelling

Un upwelling désigne une remontée d'eaux froides le long de la côte du à l'effet du vent. Un vent parallèle à la côte et laissant celle-ci à gauche (à droite dans l'hémisphère nord) entraîne un transport d'Ekman dans la direction perpendiculaire à celle-ci, vers le large. Ce transport des eaux de surface vers le large s'accompagne d'une remontée des eaux froides plus profondes vers la surface (Cf Figure D.8, haut). L'élévation de surface chute à la côte en raison du départ de masses d'eau et la présence d'eaux froides plus denses. La pente ainsi générée avec les eaux plus au large, ainsi que la remontée des isopycnes le long de la côte, entraîne par géostrophie un courant côtier dans la direction du vent.

Différents upwellings ont lieu sur la zone, notamment au printemps et en été. Ils ont lieu le long des côtes françaises du plateau Armoricain lorsque le vent passe au nord-ouest ou au nord, et quand la stratification saisonnière est présente. Cette stratification est associée sur le plateau Armoricain à une masse d'eau froide sous la thermocline saisonnière de température inférieure à 12°C et identifiée par l'appellation « bourrelet froid » (Vincent et Kurc, 1969). En été, différents upwellings peuvent avoir lieu sur la côte espagnole, au nord de la Galice notamment, associé à un vent de nord-est (Cf Figure D.8, bas). Un vent d'est peut permettre aussi à des upwellings de se produire plus à l'est le long de la côte nord espagnole (Bardey et al. 1999). Ces upwellings sont moins marqués que sur les côte portugaises à la même époque (Borja et al., 1996) et génèrent des filaments d'eau froide.

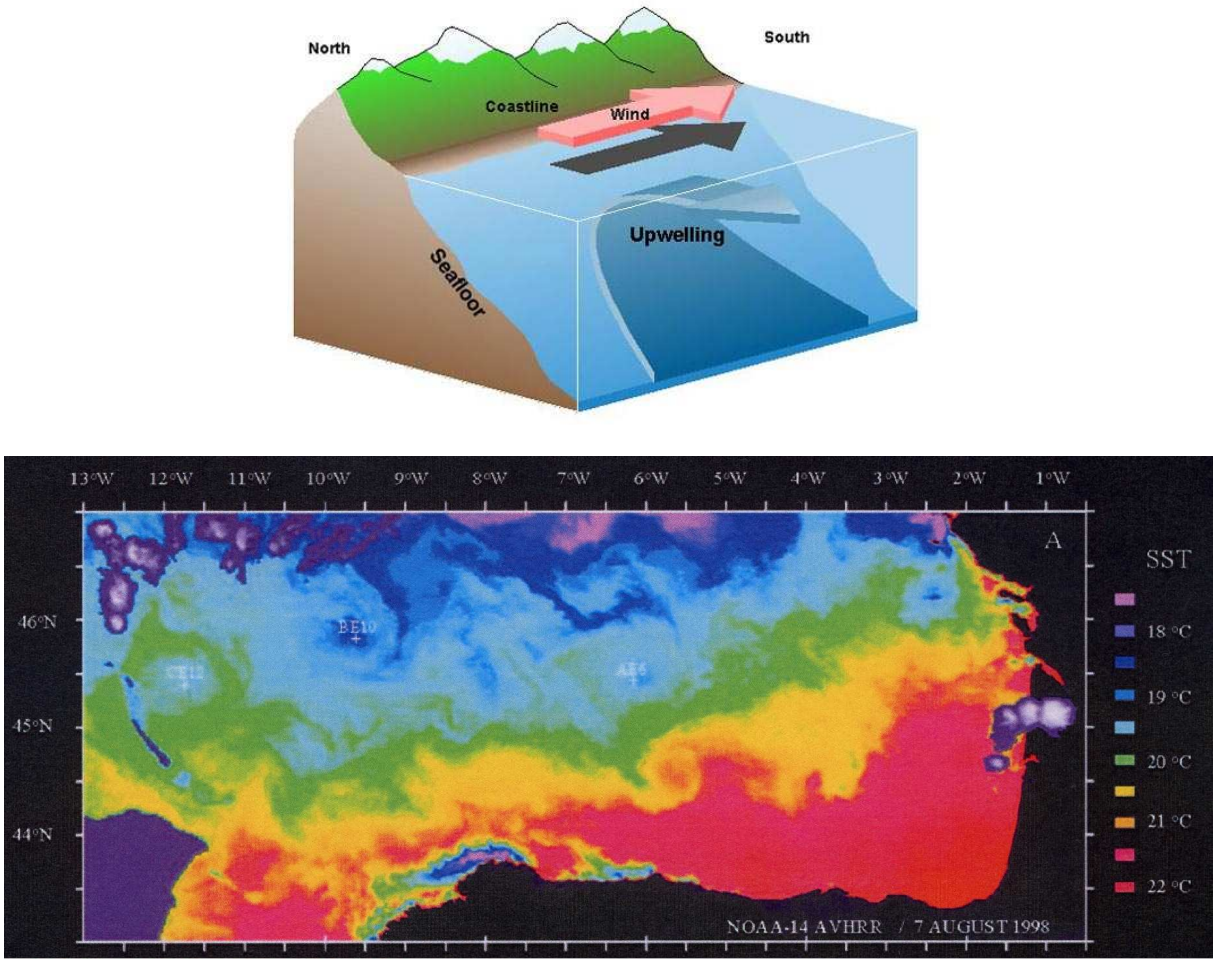


Figure D.8 : (haut) mécanisme simplifié de l'upwelling (Image NOAA), (bas) température de surface du Golfe de Gascogne vu par AVHRR le 7 août 1998.

D.1.5 Conditions de l'étude

On a vu que les phénomènes observés sur le Golfe de Gascogne ont une grande variabilité saisonnière. Il ressort qu'en été, période que nous modélisons, on observe des eaux de plateau stratifiées et la formation d'upwellings sur le plateau Armoricain. La circulation résiduelle sur le plateau est déterminée par le vent dominant. Au fond du Golfe, on observe un réchauffement marqué des eaux de surface ; la zone est appelée « Langue d'Eau Chaude » (Vincent et Kurc, 1969, visible sur la Figure D.8, bas). La cote nord espagnole est une zone sujette aux upwellings, notamment le long des côtes de Galice. Sur le talus, le courant de pente est faible ou absent sur le talus Cantabrique, mais marqué au nord du talus Armoricain. L'activité méso-échelle, surtout recensée en hiver, est marquée tout au long de l'année, avec la présence de tourbillons et de méandres.

Parmi ces phénomènes, il est à noter que les courants résiduels du plateau ainsi que les upwellings sont particulièrement sensibles au vent, paramètre que nous allons perturber afin d'étudier une catégorie d'erreur du modèle.

D.2 Le modèle

Le modèle utilisé pour l'étude du Golfe de Gascogne est le modèle Symphonie développé par Patrick Marsaleix au Laboratoire d'Aérologie à Toulouse. Ce modèle est décrit dans Marsaleix et al, 2008. Il s'agit d'un modèle hydrostatique aux équations primitives résolues sur une grille C. La résolution horizontale est de 3 km par 3 km. La discrétisation des équations est inspirée de la méthode aux différences finies décrite dans Arakawa et Lamb (1997). La grille comporte 45 niveaux verticaux.

D.2.1 Equations du modèle

On se place dans l'approximation de Boussinesq, qui permet de considérer les variations de densité autour de la densité de référence de l'océan comme faibles :

$$\rho = \rho_0 + \rho'(x,y,z,t) \quad , \quad \rho' << \rho_0 \tag{D.1}$$

ρ_0, la densité de référence du modèle, vaut 1026.745 kg.m^{-3}.

L'équation de continuité dans l'approximation de Boussinesq conduit à la conservation du volume :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{D.2}$$

L'hypothèse hydrostatique stipule que sur la verticale les variations verticales de pression ne sont dues qu'aux variations de densité :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \tag{D.3}$$

Grâce à cette hypothèse, l'équation de Navier Stokes s'écrit, selon *x* et *y* :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} - fv = -\frac{g}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial x}\left[\int_z^\eta \rho' dz'\right] - g\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}\left(K_v \frac{\partial u}{\partial z}\right) + K_h\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \tag{D.4}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z} + fu = -\frac{g}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial y}\left[\int_z^\eta \rho' dz'\right] - g\frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}\left(K_v \frac{\partial v}{\partial z}\right) + K_h\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \tag{D.5}$$

f est le paramètre de Coriolis, calculé de manière exacte en chaque point en fonction de la latitude :

$$f = 2\Omega \sin(lat) \tag{D.6}$$

avec Ω la pulsation de rotation de la Terre, Ω=7.29 10^{-5} s^{-1}. η est l'élévation de la surface libre, K_h le coefficient de diffusivité horizontale, qui vaut 30 m^2.s^{-1} dans notre simulation. Les

termes diffusifs à droite de (D.4) et (D.5) représentent l'effet de la viscosité, ainsi que des phénomènes de petite échelle non représentés par le modèle. Il est à noter que la marée n'est pas représentée dans notre simulation. En intégrant sur la verticale l'équation (D.2), on obtient l'équation d'évolution temporelle de la surface libre :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(H\bar{u}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(H\bar{v}\right) = 0 \tag{D.7}$$

où $H = h + \eta$ est la profondeur totale, et la barre verticale signifie une moyenne sur la verticale :

$$\bar{u} = \frac{1}{H}\int_{-h}^{\eta} u dz' \tag{D.8}$$

De même, en intégrant les équations (D.4) et (D.5) sur la verticale, on obtient les équations d'évolution de η , $\bar{u}$ et $\bar{v}$:

$$\frac{\partial H\bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial H\bar{u}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial H\bar{v}\bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial H\overline{w}\,\overline{u}}{\partial z} - Hf\bar{v} + gH\frac{\partial \eta}{\partial x} = \Pi_x \tag{D.9}$$

$$\frac{\partial H\bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial H\bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial H\bar{v}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial H\overline{w}\,\overline{v}}{\partial z} + Hf\bar{u} + gH\frac{\partial \eta}{\partial y} = \Pi_y \tag{D.10}$$

où Π_x et Π_y représentent l'intégration des termes dépendant de z dans les équations (D.4) et (D.5).

Les équations (D.7), (D.9) et (D.10) donnent accès aux ondes de gravité de surface et aux vitesses barotropes. Ces variables sont calculées sur un pas de temps plus court que les équations complètes (D.2), (D.4) et (D.5). Ce mode rapide est appelé mode *externe*, qui correspond à la physique barotrope, par opposition au mode *interne*, qui résout l'ensemble de la physique en 3 dimensions. Cette technique de séparation des modes interne et externe est décrite dans Blumberg et Mellor (1987), ainsi que dans Marsaleix et al. (2008). L'idée est la suivante : au début de chaque cycle, le modèle calcule les vitesses résiduelles (u-$\bar{u}$) et (v-$\bar{v}$) qui interviennent dans le calcul de Π_x et Π_y, puis calcule les vitesses barotropes $\bar{u}$ et $\bar{v}$ ainsi que l'élévation de surface η grâce aux équations (D.7), (D.9) et (D.10) en mode externe (pas de temps court), mettant à jour les variables externes successivement, avant de calculer les variables complètes u, v et w en mode interne (pas de temps long). Ces variables servent ensuite au calcul des résidus de vitesse nécessaires à la résolution du mode externe, et un nouveau cycle peut commencer. Dans notre simulation, le pas de temps interne est 171.43 s, le pas de temps externe est 4.29 s.

Le coefficient de diffusivité verticale K_v utilisé dans les équations de la dynamique est proportionnel à l'énergie cinétique turbulente E_{CT} :

$$K_v = c_k l_k {E_{CT}}^{1/2} \tag{D.14}$$

E_{CT} est l'énergie cinétique turbulente :

$$E_{CT} = \frac{1}{2}\left(u'^2 + v'^2 + w'^2\right) \tag{D.15}$$

où $u'=(u-\bar{u})$ etc. Elle suit ici l'équation d'évolution de type :

$$\frac{\partial E_{CT}}{\partial t}+\frac{\partial uE_{CT}}{\partial x}+\frac{\partial vE_{CT}}{\partial y}+\frac{\partial wE_{CT}}{\partial z}= K_v\left(\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right)+\frac{g}{\rho_0}K_v\frac{\partial \rho}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial z}\left(K_v\frac{\partial E_{CT}}{\partial z}\right)-\frac{c_\varepsilon {E_{CT}}^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad \text{(D.16)}$$

Les longueurs l_k et l_ε sont calculées selon Bougeault et Lacarrère (1989), et dépendent de deux longueurs l_u et l_d qui correspondent aux longueurs caractéristiques de conversion d'énergie cinétique turbulente en énergie potentielle, l'une vers le haut (*upward*), l'autre vers le bas (*downward*) :

$$l_k=\min(l_u,l_d),\quad l_\varepsilon=\sqrt{l_u l_d} \quad \text{(D.17)}$$

$$\frac{g}{\rho_0}\int_z^{z+l_u}\left(\rho(z)-\rho(z')\right)dz'=E_{CT}(z)$$
$$\frac{g}{\rho_0}\int_z^{z-l_d}\left(\rho(z)-\rho(z')\right)dz'=E_{CT}(z) \quad \text{(D.18)}$$

Les coefficients c_k et c_ε sont des coefficients empiriques qui valent 0.1 et 0.7 respectivement (Gaspar et al., 1990).

Sur le plan hydrographique, la densité suit une équation d'état linéaire en fonction de la température potentielle et la salinité :

$$\rho=\rho_0(1-\alpha_T(T-T_0)+\alpha_S(S-S_0)) \quad \text{(D.19)}$$

Dans notre cas, les paramètres α_T et α_S valent respectivement 1.84 10^{-4} K^{-1} et 7.57 $10^{-4}$$psu^{-1}$, T_0 et S_0 valent respectivement 11.64 °C et 35.11 psu, et ρ_0 vaut 1026.745 $kg.m^{-3}$. Les paramètres α_T et α_S sont déduits d'une linéarisation de l'équation d'état non-linéaire proposée par Mellor (1991) autour des constantes de référence (T_0,S_0, ρ_0), ces dernières étant représentatives, en moyenne, de la stratification dans les premières centaines de mètres, où se développe l'essentiel de la circulation.

T et *S* suivent une équation de conservation :

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial uT}{\partial x}+\frac{\partial vT}{\partial y}+\frac{\partial wT}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial z}\left(K_v\frac{\partial T}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial x}A_x\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}A_y\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{1}{\rho C_p}\frac{\partial Q}{\partial z} \quad \text{(D.20)}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\frac{\partial uS}{\partial x}+\frac{\partial vS}{\partial y}+\frac{\partial wS}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial z}\left(K_v\frac{\partial S}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial x}A_x\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}A_y\left(\frac{\partial S}{\partial y}\right) \quad \text{(D.21)}$$

Q est le flux solaire pénétrant, qui influe naturellement sur la température. *Q* décroit depuis sa valeur en surface Q_S avec la profondeur *z* selon le modèle décrite par Paulson et Simpson (1977) :

$$\frac{Q}{Q_S} = 0.42e^{\frac{z}{23}} + 0.58e^{\frac{z}{0.35}} \qquad \text{(D.22)}$$

Les coefficients de diffusivité horizontale A_x et A_y ne sont pas les mêmes que le coefficient K_h utilisé dans le schéma de diffusion des courants. Le calcul de la diffusion des traceurs est en pratique confondu avec le calcul de leur advection. Ce calcul global s'appuie sur un schéma hybride entre un schéma d'advection centré non diffusif et un schéma d'advection upstream induisant une diffusion associée à des coefficients de diffusivité (A_x,A_y) égaux à $\left(\frac{|u|\Delta x}{2}, \frac{|v|\Delta y}{2}\right)$, où $(|u|,|v|)$ sont les valeurs absolues des composantes horizontale du courant, et $(\Delta x, \Delta y)$ les dimensions horizontales d'une cellule de calcul. Un diagnostique a priori portant sur les gradients de densité local et en amont de la maille considérée évalue la part relative à donner à l'advection centrée et à l'advection upstream. Si α est la part d'advection upstream retenue lors de ce diagnostique, ceci revient à modéliser une diffusion de coefficient :

$$(A_x, A_y) = \alpha\left(\frac{|u|\Delta x}{2}, \frac{|v|\Delta y}{2}\right) \qquad \text{(D.23)}$$

Cette diffusion induite concerne aussi l'advection verticale avec un coefficient proportionnel au courant vertical et a l'écartement des niveaux verticaux. Cette diffusion induite par le schéma d'advection s'ajoute alors au schéma de Gaspar. En revanche, le schéma d'advection des variables dynamiques *u* et *v* est centré non diffusif. La seule diffusion horizontale y est alors celle associée au coefficient constant K_h égal à 30 $m^2.s^{-1.}$

D.2.2 Forçage sur le fond et en surface

En surface et sur le fond, les champs de vitesses subissent l'effet de la tension de vent, ou stress de vent, et de frottement sur le fond (Wu, 1980, Blumberg et Mellor, 1987):

$$\rho_0 K_v\left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z}\right) = \begin{cases} (\tau_{sx}, \tau_{sy}) & \text{at } z = \eta \\ (\tau_{bx}, \tau_{by}) & \text{at } z = -h \end{cases} \qquad \text{(D.24)}$$

h étant la profondeur du fond. Ces forces de frottement sont source d'énergie cinétique turbulente en surface et sur le fond :

$$E_{CT} = \begin{cases} \dfrac{\tau_s}{\rho_0\sqrt{c_\varepsilon c_k}} & \text{at } z = \eta \\ \dfrac{\tau_b}{\rho_0\sqrt{c_\varepsilon c_k}} & \text{at } z = -h \end{cases} \qquad \text{(D.25)}$$

Le frottement sur le fond est de la forme :

$$\vec{\tau_b} = \rho_0 C_{DB}\left|\vec{u}_{-h}\right|\vec{u}_{-h} \qquad \text{(D.26)}$$

où u_{-h} est la vitesse la plus proche du fond dans le modèle. C_{DB} est le coefficient de frottement sur le fond, de la forme :

$$C_{DB} = \left(\frac{\kappa}{\log(\Delta z / z_0)} \right)^2 \quad \text{(D.27)}$$

avec κ le coefficient de Von Karman κ =0.41, Δz l'écart entre le fond et le niveau vertical le plus profond. z_0 est une longueur de rugosité fixée à $z_0=10^{-2}$m.

En surface le stress de vent a une forme comparable :

$$\vec{\tau_s} = \rho_{air} C_{DS} \left| \vec{U}_{10m} \right| \vec{U}_{10m} \quad \text{(D.28)}$$

où ρ_{air} est la densité de l'air, approximée à ρ_{air}=1.226 kg.m-3, U_{10m} est le vent à 10m fourni par le modèle météorologique Aladin de Météo-France. Ce modèle fournit des sorties sur une grille horizontale de 10km*10km, avec une résolution spatiale de 3h. Ils ont été interpolés linéairement sur la grille horizontale de Symphonie. C_{DS} est le coefficient de frottement du vent en surface.

Les traceurs T et S sont eux aussi soumis en surface respectivement à des flux de chaleur et des flux d'évaporation. Pour la température, ces flux sont la somme du flux solaire incidents Q_S de longueur d'onde courte, du flux infrarouge Q_L, de longueur d'onde longue, et des flux d'échange entre l'atmosphère et la surface de l'océan, le flux de chaleur sensible Q_H, dû à la différence de température entre les deux milieux et le flux de chaleur latente Q_E, dû à l'évaporation de l'eau à l'interface océan-atmosphère. Ainsi, en surface :

$$\rho_0 C_P K_v \frac{\partial T}{\partial z} = Q_S + Q_L + Q_H + Q_E \quad \text{(D.29)}$$

avec C_P le capacité calorifique de l'océan C_P =3950 J.kg^{-1}.J^{-1}. Le flux solaire incident Q_S est fourni par le modèle Aladin. Le flux net de grande longueur d'onde reçu à la surface est déduit des données de chaleur reçue de l'atmosphère Q_A, fourni par Aladin, moins la chaleur émise par l'océan à sa surface suivant la loi de Stefan-Boltzmann :

$$Q_L = Q_A - \sigma (SST)^4 \quad \text{(D.30)}$$

SST est la température de surface, σ la constante de Stefan, σ =5.67 10^{-8} W.m^{-2}K^{-4}.

Le flux de chaleur latente est proportionnel à l'évaporation E :

$$Q_E = 2.5\ 10^6\ E \quad \text{(D.31)}$$

Le flux de chaleur sensible est plus difficile à calculer. Il dépend de la température de surface, de la densité de l'air, de la température potentielle atmosphérique près de la surface de l'océan, θ_{2m}, et du vent à 10m, fournis par le modèle Aladin :

$$Q_H = \rho_{air} C_P (\theta_{2m} - SST) \left| \vec{U}_{10m} \right| \quad \text{(D.32)}$$

Il est à noter que parmi les quatre termes constituant le flux de chaleur en surface, seul le flux solaire pénètre dans le couches de surface de l'océan et intervient dans les équations d'évolution de T à l'intérieur de l'océan.

La salinité suit une équation comparable à celle de la température :

$$\rho_0 C_P K_v \frac{\partial S}{\partial z} = E \tag{D.33}$$

où l'évaporation est fonction de l'humidité spécifique de l'air à 2m q_{2m} et du vent à 10m, fournis par le modèle Aladin, ainsi que de l'humidité spécifique de l'air à la surface de l'océan, supposé saturé en vapeur d'eau :

$$E = \rho_{air} C_E \left(q_{2m} - q_{0m}^{sat}\right)\left|\vec{U}_{10m}\right| \tag{D.34}$$

Le terme d'humidité spécifique de l'air en surface est calculé grâce aux données de température de surface de la mer, de pression de vapeur saturante et de pression atmosphériques. Le coefficient de transfert lors de l'évaporation C_E, ainsi que le coefficient de frottement en surface C_{DS} intervenant dans le calcul du stress de vent, sont calculés de manière itérative selon une procédure décrite par Estrounel et al. (2007), dont la description des formulations *bulk* de flux de chaleur, d'évaporation et de stress de vent est issue.

D.2.3 Forçage aux frontières latérales ouvertes

Aux frontières latérales, le modèle est rappelé vers les valeurs d'un modèle grande échelle de circulation de l'Atlantique Nord. Il s'agit du modèle Psy2v1 de Mercator, issu du modèle OPA (Madec, 1998). Il s'agit lui aussi d'un modèle aux équations primitives résolues sur une grille C. Il a une résolution horizontale de 1/12°, avec 43 niveaux verticaux de type *z*. Ce modèle fournit des champs moyennés sur une journée, mais on utilise des moyennes hebdomadaires pour renouveler les champs de forçage tous les sept jours uniquement. Ce choix est justifié par le fait que l'on s'intéresse principalement à la physique barocline du Golfe de Gascogne, qui met en jeu des temps caractéristiques de plusieurs jours à plusieurs semaines. Il n'est pas nécessaire de renouveler les champs de forçage grande échelle tous les jours.

Le choix des conditions aux limites du modèle est discuté dans Marsaleix et al, (2006). En ce qui concerne le mode barotrope, nous avons utilisé une condition de radiation de type Flather (Oey et Chen, 1992), qui évacue les anomalies entre modèle et champs de forçage aux frontières du courant barotrope sous forme d'onde de gravité :

$$\left(\eta - \eta_F\right) = \pm\left(\frac{H}{g}\right)^{1/2}\left(\bar{u} - \bar{u}_F\right) \tag{D.35}$$

L'indice F correspond aux valeurs issues des champs de forçage grande échelle. La partie droite de (D.35) est précédée de + si l'on se situe à l'extrémité est du domaine, - à l'extrémité ouest. Cette condition est comparable selon *y*, avec un signe + au nord, - au sud. La composante du courant barotrope tangent à la frontière est donnée par une condition de type gradient nul, qui, sur les frontières perpendiculaire à la direction *Ox* , s'exprime de la manière

suivante: $\frac{\partial(\bar{v}-\bar{v}_F)}{\partial x}=0$. En ce qui concerne les vitesses baroclines nous appliquons aux composantes relatives (les composantes totales moins les composantes du forçage) une condition de type Sommerfeld. Sur les frontières perpendiculaires à la direction *Ox* cela donne :

$$\frac{\partial(u-u_F)}{\partial t}\pm c\frac{\partial(u-u_F)}{\partial x}=0 \qquad \text{(D.36)}$$

où *c* représente une vitesse de phase posée à priori égale à 1m/s.

En ce qui concerne les traceurs, les équations complètes D.20 et D.21 sont calculées jusqu'aux points de frontières inclus. Simplement sur ces derniers, le schéma d'advection hybride est totalement upstream (c'est-à-dire que le coefficient α de l'équation D.23 est égal à 1) et ce dernier permet d'introduire dans le domaine la solution extérieure, ici les solutions du modèle Psy2v1, en cas de flux entrant.

Par ailleurs, les champs de température, salinité et courants subissent aussi un rappel décroissant sur une zone éponge de largeur *L*, par l'ajout d'un terme de forçage supplémentaire à droite des équations du mouvement et d'évolution de T et S. Ce terme est de la forme $\frac{\phi-\phi_F}{\tau_r}$ où ϕ représente n'importe laquelle des variables ci-dessus mentionnées et τ_r une échelle de temps dépendant de la distance à la frontière la plus proche. Sur les frontières, le rappel est maximum. La constante de temps vaut respectivement 1.2 heures et 2 jours pour les variables de courants barotropes et baroclines, elle vaut zéro pour les traceurs T et S. L'échelle de temps τ_r augmente avec la distance à la frontière, diminuant progressivement le rappel, qui disparaît complètement lorsque cette distance atteint 45 km.

D.2.4 Représentation des fleuves

Dans notre modélisation du Golfe de Gascogne, nous représentons les débits de la Loire, de la Gironde et de l'Adour. Les fleuves sont représentés dans le modèle par l'apport de flux de masse, via le débit *F*, en un point du modèle situé au fond de l'embouchure de chacun des fleuves, adjacent à un point continental pour lequel il existe une valeur de *T* et *S* (Estournel et al, 2001). Dans le cas où la côte est localement perpendiculaire à la direction *Ox*, le flux de masse entrant prend la forme d'un courant entrant *u* tel que :

$$\Delta y\int_{-h}^{\eta} u\,dz = F \qquad \text{(D.37)}$$

avec Δy la largeur d'une maille horizontale, représentant la largeur du fleuve au niveau de son embouchure, *h* la profondeur du fond, η l'élévation de la surface libre. En ce point particulier où les eaux des fleuves pénètrent dans la zone modélisée, les traceurs sont sous l'influence des valeurs de *T* et *S* du fleuve, par advection de ces valeurs prédéfinies imposées au point continental voisin. La salinité est nulle car les fleuves sont constitués d'eaux douces. La température suit une loi climatologique de type cosinus oscillant au cours de l'année entre une température minimale T_{min}=8°C à la mi-février, et une température maximale T_{max}=24°C à la mi-août. Cette modélisation a été effectuée par Patrick Marsaleix lors d'une étude nécessitant

la modélisation du panache du Rhône (thèse de C. Ulses, 2005). Considérant que la Gironde, la Loire et l'Adour se situent à la même latitude que le Rhône et appartiennent à la même zone géographique, nous avons considéré cette modélisation de la température des fleuves comme réalistes. Ceci a été confirmé par G. Reffray lors d'une étude de la validation des températures des fleuves sur une modélisation comparable du Golfe de Gascogne (communication personnelle). Le débit des fleuves *F* a été fourni par les données de la base données HYDRO[1]. Cette base de données regroupe les observations de diverses agences environnementales, nationales ou locales, mais aussi d'organismes de recherche (CEMAGREF, universités etc.) La modélisation de la Gironde résulte de la somme des débits de la Garonne, la Dordogne et l'Isle, qui sont ses trois principaux affluents.

D.2.5 Grille verticale

La grille verticale est une grille sigma généralisée, adaptée d'une grille sigma. La grille sigma présente une répartition des niveaux verticaux suivant la hauteur d'eau totale, et donc bathymétrie, avec des niveaux resserrés en eaux peu profondes et beaucoup plus lâches sur la plaine abyssale. La grille sigma généralisée que nous utilisons est une grille sigma pour laquelle on choisit d'adoucir la contrainte d'étirement des niveaux verticaux en surface et subsurface afin de conserver un nombre important de niveaux verticaux dans cette zone, où se produit la majorité des phénomènes qui nous intéressent (Figure D.9). Ulses et al. (2007) présente une description précise de la méthode de génération de la grille sigma généralisée.

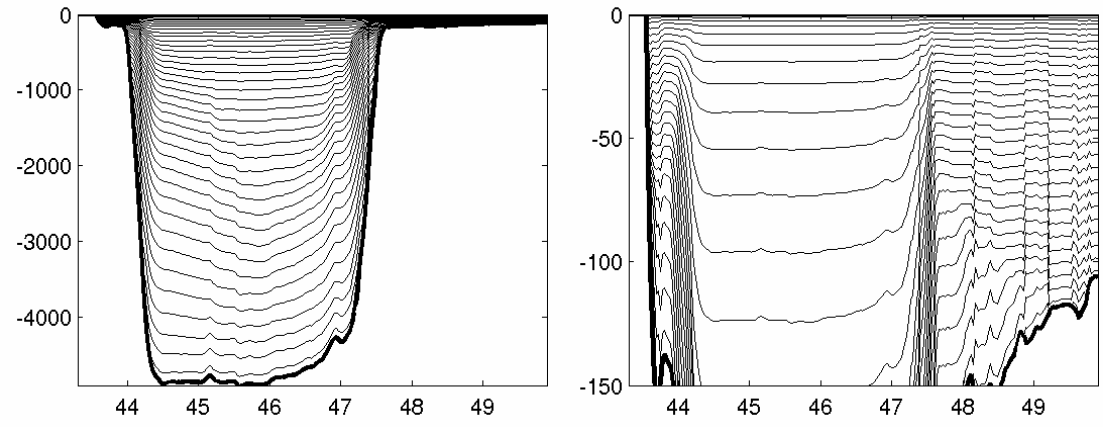


Figure D.9 : Coupe méridienne à 7°W avec les niveaux verticaux. Gauche : de la surface à 4900m de fond, droite : de la surface à 150m de fond. Trait épais : bathymétrie

La grille utilise de plus une version hybride « sigma-step » pour laquelle les niveaux les plus profonds ont la possibilité de disparaître quand ils rencontrent la bathymétrie, à la manière d'une grille C classique avec des niveaux verticaux parfaitement horizontaux. L'utilisation d'un « saut de niveau » pour représenter une variation de bathymétrie est restreinte à deux situations critiques. La première correspond aux fortes pentes bathymétriques (talus continental) dont on sait qu'elles sont responsables d'erreurs de précision sur le calcul de la force de pression dans les modèles à coordonnée sigma classique. La seconde correspond aux zones très peu profondes où l'on souhaite éviter la concentration des niveaux verticaux,

[1] http://www.hydro.eaufrance.fr/

contraignante d'un point de vue des critères de stabilités numériques, notamment dans l'utilisation de pas de temps réduits (Estournel, 2007).

L'utilisation d'une grille sigma complique les équations du modèle sur la verticale. Marsaleix et al. (2008) décrivent les équations de Symphonie en coordonnées sigma, ainsi que le budget précis d'énergie du modèle. Nous travaillons sur la même version du modèle Symphonie que celle évoquée dans cette étude.

D.2.6 Conditions initiales

Le modèle est initié par les mêmes champs servant au forçage aux frontières. Il s'agit d'une moyenne hebdomadaire des sorties journalières du modèle Psy2v1 développé à Mercator. La projection des champs Mercator de grande emprise et de faible résolution spatiale sur la grille plus fine du modèle Symphonie peut amener à détériorer sérieusement la qualité du champ, si l'on ne prend pas garde à en conserver les propriétés physiques. L'outil VIFOP développé au Laboratoire d'Aérologie par Francis Auclair (Auclair et al., 2000, 2006) permet d'effectuer à la fois l'interpolation des champs de forçage et leur optimisation en tenant compte de considérations physiques. L'interpolation horizontale est de type gaussienne :

$$a'(i,j) = \frac{\sum_{\alpha,\beta} \exp\left(-\frac{d^2}{R^2}\right) a_{ref}(\alpha,\beta)}{\sum_{\alpha,\beta} \exp\left(-\frac{d^2}{R^2}\right)} \qquad \text{(D.39)}$$

avec a la variable à interpoler, a_{ref} le champ du modèle de référence Psy2v1. d est la distance entre le point de coordonnées (i,j) sur la grille du modèle Symphonie et le point de coordonnées (α,β) sur la grille du modèle Psy2v1. R est une distance caractéristique de l'ordre de la distance entre deux points de grille du modèle à basse résolution. Ici R est fixé à 7 km, distance inférieure à la résolution du modèle Psy2v1, mais qui évite un lissage excessif des données. L'interpolation verticale est linéaire.

L'optimisation du champ ainsi interpolé consiste à forcer la divergence globale du champ de courants vers 0, pour vérifier la conservation de la masse sur la zone. L'outil VIFOP propose différentes options de contrainte pour l'optimisation de champs interpolés, mais nous nous sommes limités à celle-ci.

La bathymétrie utilisée pour la modélisation Symphonie est une combinaison de données bathymétriques de la base de données Etopo 2 et du SHOM réalisée par Florent Lyard. La bathymétrie utilisée pour la modélisation de l'Atlantique Nord par Psy2v1 est une bathymétrie de moins bonne résolution. Ceci a compliqué l'étape d'interpolation/optimisation, car localement les différences peuvent être très importante (Cf. Figure D.10)

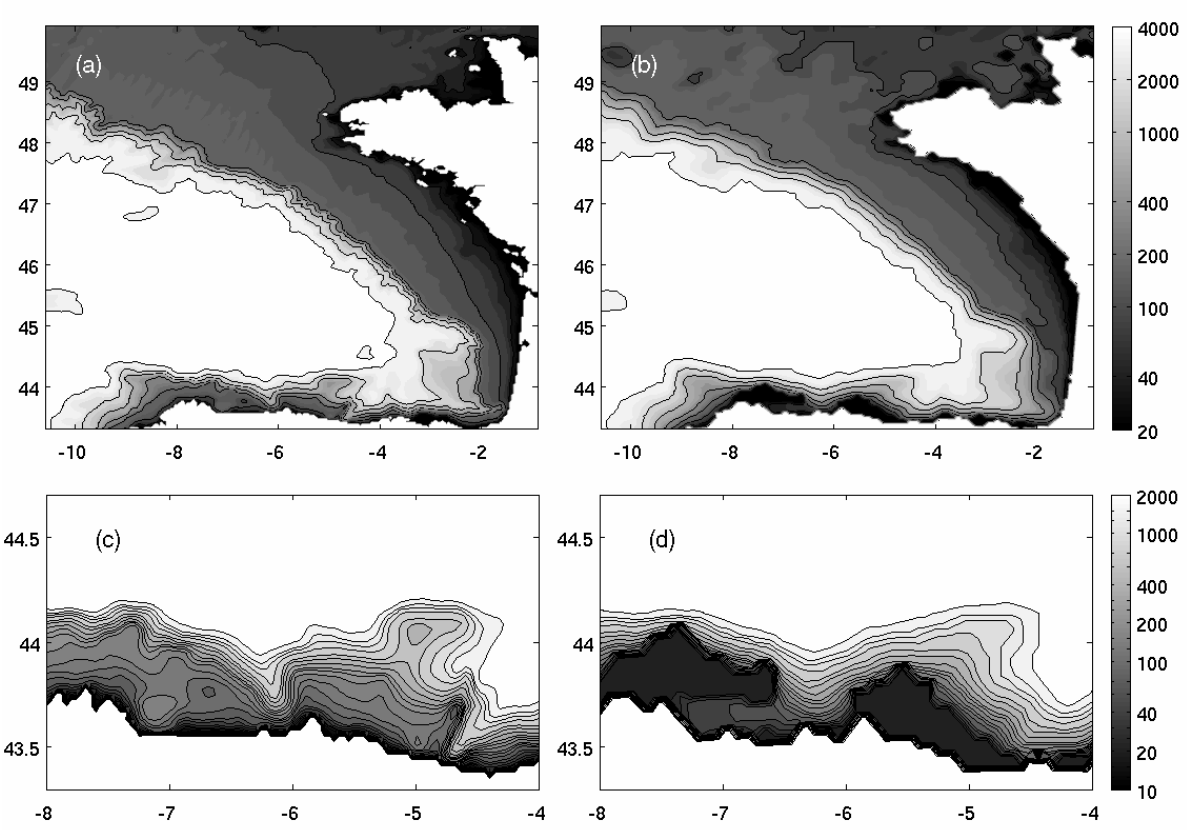


Figure D.10 : bathymétrie (m) utilisée par les modèles Symphonie (a et c) et Psy2v1 (b et d). (c) et (d) : zoom sur la côte nord-espagnole.

Les Figures D.10a et D.10b montre des différences notables entre les deux champs de bathymétrie utilisés par Symphonie et Psy2v1, en terme de résolution. On voit que la bathymétrie de Psy2v1 est beaucoup plus lisse, notamment au niveau du tracé du talus continental. Les différences peuvent être très importantes localement, comme le montrent les Figures D.10c et D.10d : au niveau de la côte nord-espagnole la pente du talus continental n'est pas du tout la même dans les deux cas : elle est continue depuis la côte jusqu'au fond dans Symphonie, alors que dans Psy2v1 il existe un plateau continental de plusieurs dizaines de km qui s'arrête brusquement par un talus très abrupt. Au niveau de ce plateau, la bathymétrie de Symphonie est beaucoup plus profonde que Psy2v1, et l'interpolation verticale des champs de Psy2v1 sur la grille Symphonie n'a pas de sens. Nous avons donc du extrapoler les champs au niveau des points problématiques (points définis dans Symphonie et non dans Psy2v1) à partir des points environnants. Cette étape, longue en calcul, a été effectuée sur la partie de la zone modélisée située au sud de 45.2°N. Des problèmes similaires persistent en Manche, dans la baie de St Brieuc notamment. Dans la mesure où notre étude se focalise sur l'interface plateau/océan profond du Golfe de Gascogne, nous n'avons pas optimisé l'interpolation dans la Manche.

Cette étape d'interpolation/optimisation a été réalisée sur le champ initial ainsi que sur les champs intervenant ultérieurement dans le forçage aux frontières.

D.2.7 Sorties temporelles

Nous avons choisi pour la simulation de référence de Symphonie des sorties moyennées sur 2 jours. Cette période permet de réduire l'effet des oscillations d'inertie, de période $1/f$ soit environ 16h aux latitudes modélisées, et les périodes diurnes. La marée n'a finalement pas été retenue dans les termes forçant la simulation. Ceci permet d'identifier plus facilement, dans une première étape, les événements responsables de la génération ou de la modification des structures d'erreur du modèle lors des modélisations stochastiques que nous allons réaliser.

La période retenue de sorties à deux jours est adaptée à notre étude. Elle permet de suivre les phénomènes mesoéchelles de type tourbillons et méandres, ainsi que les courants de pente, de durée de vie longue, et de lisser les phénomènes de plus haute fréquence, comme la dynamique de plateau, typiquement les ondes côtières, de durée caractéristique de quelques heures à quelques jours, et les phénomènes de fréquence inertielle.

D.3 Les conditions météorologiques de la simulation de référence

D.3.1 La période d'étude

Le choix de la période d'étude a été guidé par plusieurs considérations. Nous avons d'abord voulu une période plutôt calme, avec l'idée que les structures méso échelle sont d'autant plus observables que les phénomènes de plus haute fréquence temporelle, notamment associés à des épisodes de vent intense, sont de faible amplitude. Ceci a plus de chance d'arriver au printemps ou en été. Les premiers tests ayant eu lieu courant 2005, notre choix s'est naturellement porté sur le printemps et l'été 2004, d'autant qu'une simulation de l'Atlantique Nord par le modèle Psy2v1 de Mercator était disponible pour cette période. De plus, le SHOM a débuté une série de campagnes d'observations en Golfe de Gascogne, les campagnes Mouton et Congas, durant l'été 2004. Malgré un faible nombre d'observations effectuées, pour cause de conditions météorologiques difficiles, nous avons effectué une modélisation du Golfe de Gascogne au cours de l'été 2004, durant les mois de juillet et août, en prévoyant de modéliser plus tard l'été 2005, sans doute plus clément. Nous n'avons pas eu le temps d'effectuer cette étude sur une autre période. La période modélisée s'étend donc du 1er juillet au 30 août 2004.

D.3.1.1 Conditions atmosphériques moyennes

Comme le laissait entendre le faible nombre de mesures effectuées dans le Golfe de Gascogne au cours des campagnes du SHOM de l'été 2004, les conditions météorologiques ne semblent pas avoir été très estivales au cours de cet été 2004. Nous allons le vérifier par l'étude des champs de forçage issus du modèle Aladin de Météo-France, sur les données de pression atmosphérique et de vent à 10m toutes les 3h, ainsi que les données de température à 2m, moyennées sur 24h pour s'affranchir des variations diurnes.

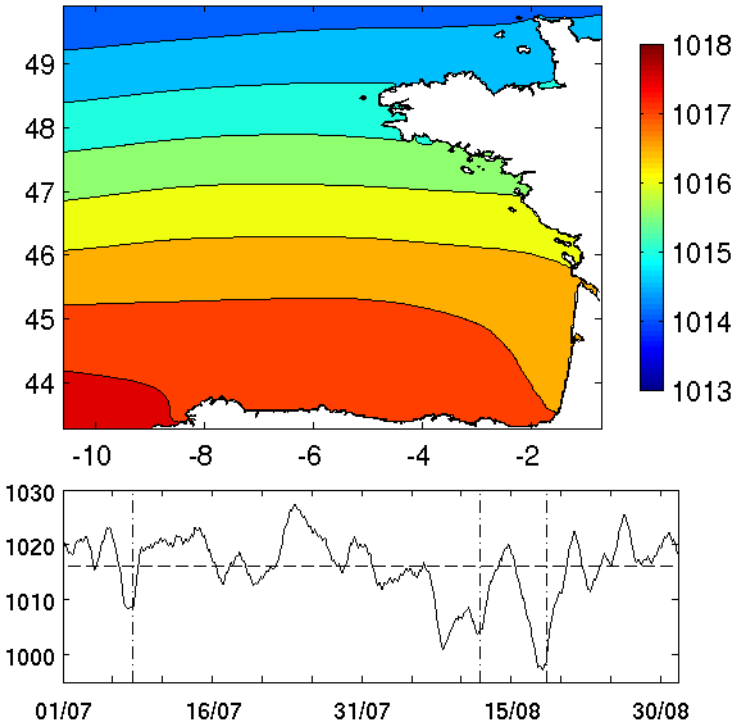


Figure D.11 : (haut) Carte de pression atmosphérique (hPa) moyenne du modèle Aladin pour juillet et août 2004. (bas) Série temporelle de la moyenne spatiale instantanée de la pression atmosphérique (hPa) au cours de la simulation (trait plein), avec la moyenne temporelle associée (1016 hPa, en tirets). 3 épisodes dépressionnaires ont été retenus, le 8 juillet, le 12 et le 18 août (traits mixtes verticaux).

La situation moyenne au cours de l'été est associée à un gradient de pression méridien décroissant du nord au sud (Figure D11 haut). Cet état correspond bien à la moyenne temporelle d'une situation de dépression centrée sur les îles britanniques et advectée d'ouest vers l'est, typique des conditions météorologiques de la zone. La structure méridienne de la pression est perturbée au niveau des côtes Landaises, où des pressions plus élevées s'étendent vers le sud. Il en est de même au niveau des côtes espagnoles. Le vent moyen associé (Figure D.12) suit la géostrophie : le vent est d'ouest sur l'ensemble de la zone, sauf au fond du Golfe de Gascogne où il est de dominante nord-ouest. L'écartement des isobares est associé à une baisse de l'intensité du vent.

On voit nettement sur la série temporelle de pression trois épisodes dépressionnaires affecter le Golfe de Gascogne lors des mois de juillet et août 2004 (Figure D.12, bas). Le premier a lieu aux alentours du 8 juillet et n'est pas le plus marquant sur la série temporelle de pression (Figure D.12 bas), mais il est associé à l'épisode de vent le plus intense (Figure D.13 bas). Ensuite, les conditions atmosphériques sont plus clémentes durant la fin du mois de juillet, caractérisé par des hautes pressions et des vents faibles. Au cours du mois d'août, deux dépressions traversent la zone, vers le 12 août et le 18 août, avec des vents associés de forte intensité. La fin du mois d'août voit revenir des pressions plus conformes aux conditions estivales. Il est à noter que le vent reste intense autour du 25 août, alors que les pressions ont nettement remonté.

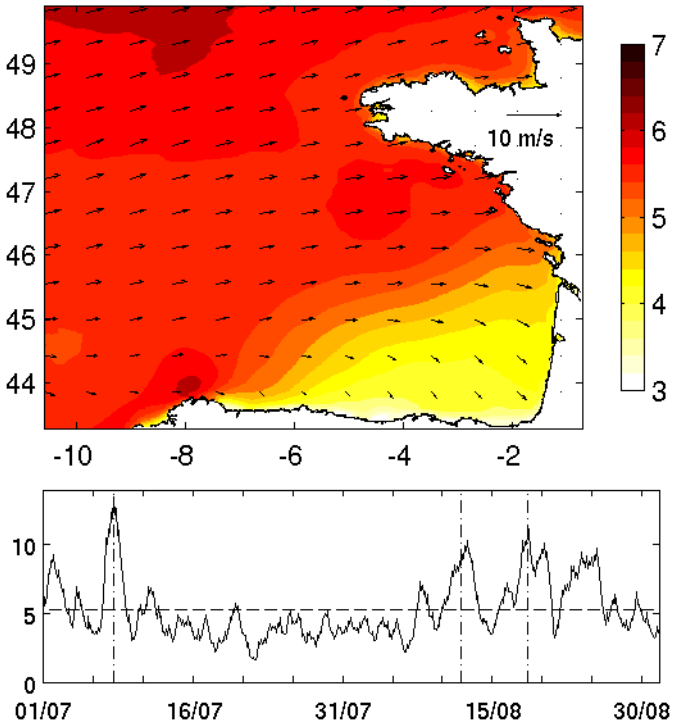


Figure D.12 : (haut) Carte de la norme moyenne du vent à 10m ($m.s^{-1}$) du modèle Aladin pour juillet et août 2004, avec vecteurs associés. (bas) Série temporelle de la moyenne spatiale instantanée de la norme de vent à 10m ($m.s^{-1}$) au cours de la simulation (trait plein), avec la moyenne temporelle associée (5.3 $m.s^{-1}$, en tirets). Les 3 épisodes dépressionnaires sont notés (traits mixtes verticaux).

Ces conditions atmosphériques contrarient une des raisons ayant justifié notre choix de modéliser l'été 2004. Néanmoins, la période entre le 10 juillet et le 12 août constitue une période « calme » suffisamment longue pour permettre le suivi de structures mesoéchelles et autres processus de durée de vie longue. De plus, la présence d'une tempête au début de la simulation va permettre de développer les modes d'erreurs associés au vent lors de l'étude du sous-espace d'erreur du modèle du aux incertitudes sur le vent.

En terme de température de l'air, on voit une décroissance de la température moyenne avec la latitude (Figure D.14 haut). Cette tendance est modulée au fond du Golfe par des températures atmosphériques plus chaudes. Au cours de la période d'étude, la température de l'air reste assez stable jusqu'au 10 juillet, et augmente faiblement jusqu'à fin juillet (Figure D.14 bas). Entre le 25 juillet et le 12 août, deux pics de chaleur sont observés, puis les deux dépressions observées par la suite s'accompagnent d'une baisse des températures, brutale lors du dernier épisode dépressionnaire. Ensuite, la température moyenne reste stable jusqu'à la fin de la période d'étude.

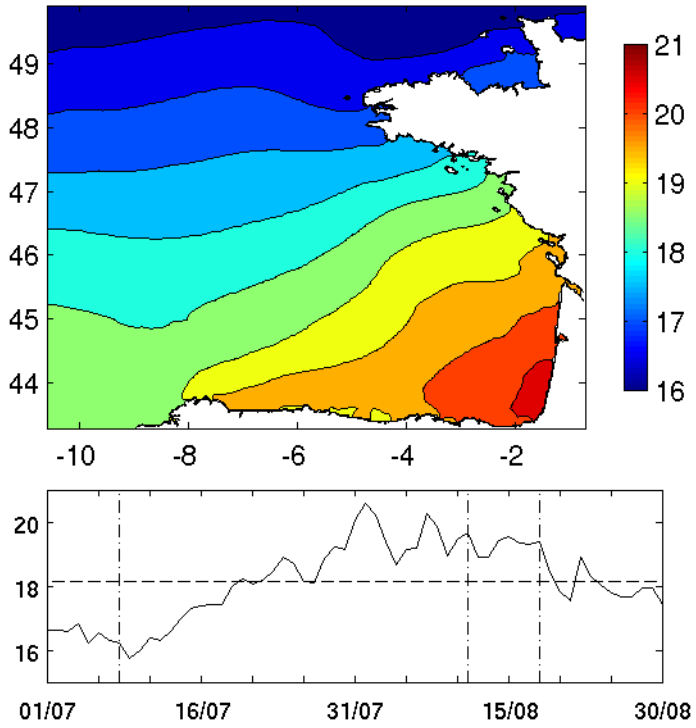


Figure D.14. (haut) : température à 2m moyenne du modèle Aladin (moyennes journalières) sur le Golfe de Gascogne au cours de la période d'étude (°C). (bas) : série temporelle de la moyenne spatiale instantanée de la température à 2m (°C) au cours de l'étude. Les 3 épisodes dépressionnaires sont notés (traits mixtes verticaux).

D.3.1.2 Variabilité temporelle

Une analyse EOF (*Empircal Orthogonal Functions*) effectuée par une méthode de Lanczos (Toumazou et Crétaux, 2001) permet de déterminer les modes de variabilité atmosphérique dominants sur le Golfe de Gascogne.

Soit A un champ géophysique de dimension spatiale n_s et de dimension temporelle n_t à analyser, avec $n_s \geq n_t$, et $\overline{A}$ la moyenne temporelle associée. L'analyse EOF vise à décomposer l'anomalie temporelle de A, $A' = A - \overline{A}$, sous la forme d'une décomposition en valeurs singulières :

$$A' = USV^T \qquad \text{(D.41)}$$

où U et V sont deux bases orthonormales de dimension (n_s , n_t), et S une matrice diagonale de dimension (n_t , n_t) contenant les valeurs singulières de A'. Les colonnes de la matrice U contiennent les structures spatiales, ou modes, associées à chaque valeur singulière sur la diagonale de S. Les colonnes de V contiennent les séries temporelles associées.

L'approche de Toumazou et Crétaux vise à trouver un sous-espace réduit de dimension $r << n_t$, avec U de dimension (n_s , r), V de dimension (n_t , r) et S diagonale de dimension (r, r) tel que la matrice USV^T contienne les modes de variabilité dominants qui nous intéressent. La matrice de covariance temporelle de A associée aux modes dominants est

$$\mathrm{cov}(A) = A'^{*}A'^{T} = US^{2}U^{T} \qquad \text{(D.42)}$$

U étant une base orthonormale, la variance de A est décomposée en modes dominants dans la base U, et chaque mode *i* explique une part $s^2_{(i,i)}$/var(*A*) de la variance de A.

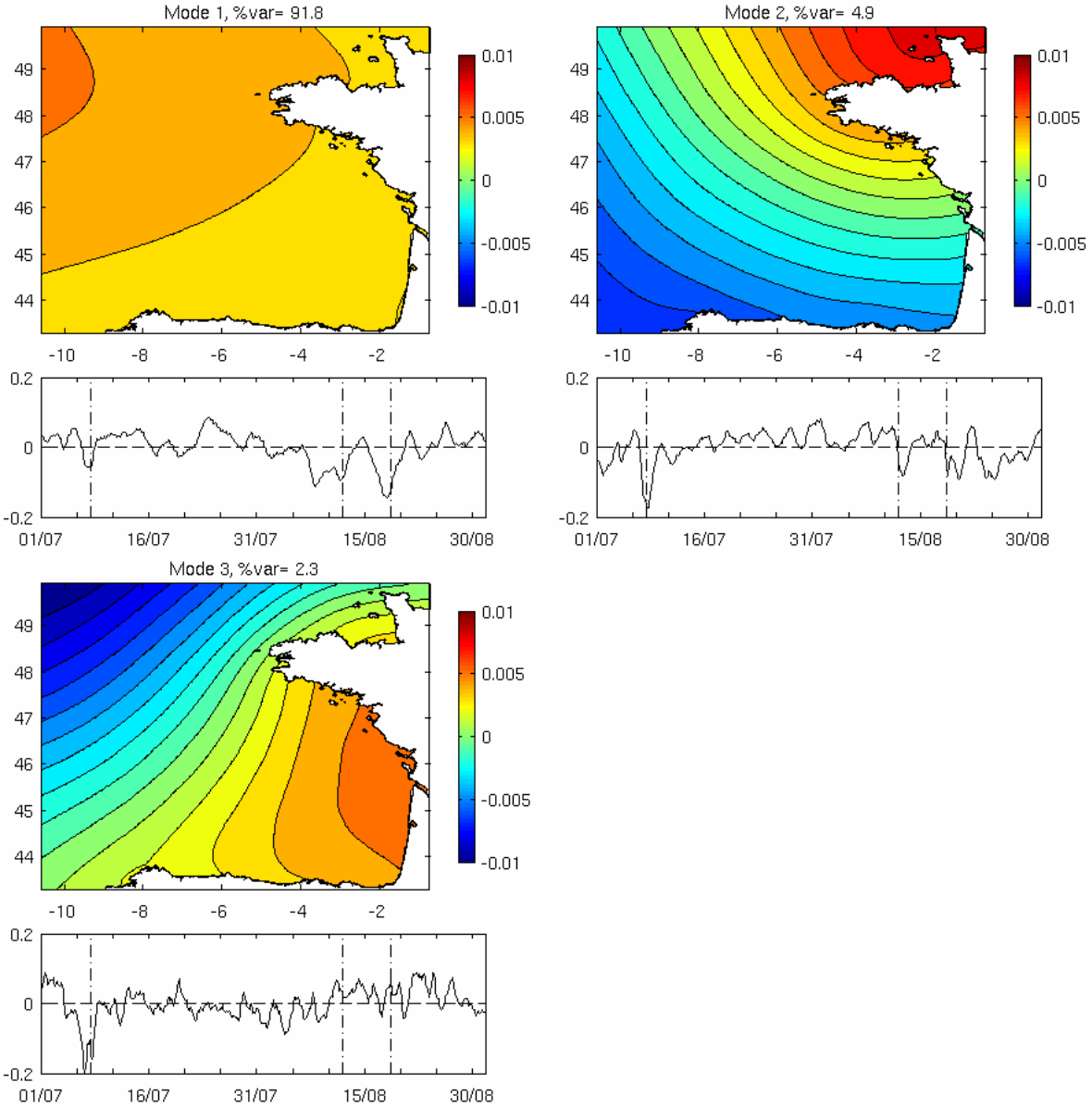


Figure D.15 : Trois modes EOF dominants en pression atmosphérique avec séries temporelles associées (sans dimension). Les 3 épisodes dépressionnaires sont notés (traits mixtes verticaux).

On se rend compte que le mode dominant représente plus de 90% de la variabilité en pression, avec un mode spatial presque uniforme et une série temporelle qui suit la série temporelle de la Figure D.13 : le 1er mode est essentiellement une augmentation ou une diminution, selon le signe de la série temporelle, du niveau moyen de pression sur la zone. Dans l'hypothèse géostrophique il n'est pas ou peu associé à une structure de vent, dans la mesure où le mode spatial n'introduit qu'un gradient de pression faible. Naturellement, chacun des épisodes dépressionnaires est associé à une chute globale de la pression. Les modes suivants sont clairement associés à ces événements, d'après leur série temporelle. Le mode 2 est associé à

une structure dépressionnaire très creuse centrée sur la Bretagne, particulièrement développée lors du coup de vent du 8 juillet mais active aussi lors de ceux du mois d'août. Le 3ème mode semble lui exclusivement associé au coup de vent du 8 juillet et la journée précédente, sous la forme d'une dépression centrée sur la Charente Maritime. Les modes suivants sont moins exploitables et n'ont pas été montrés.

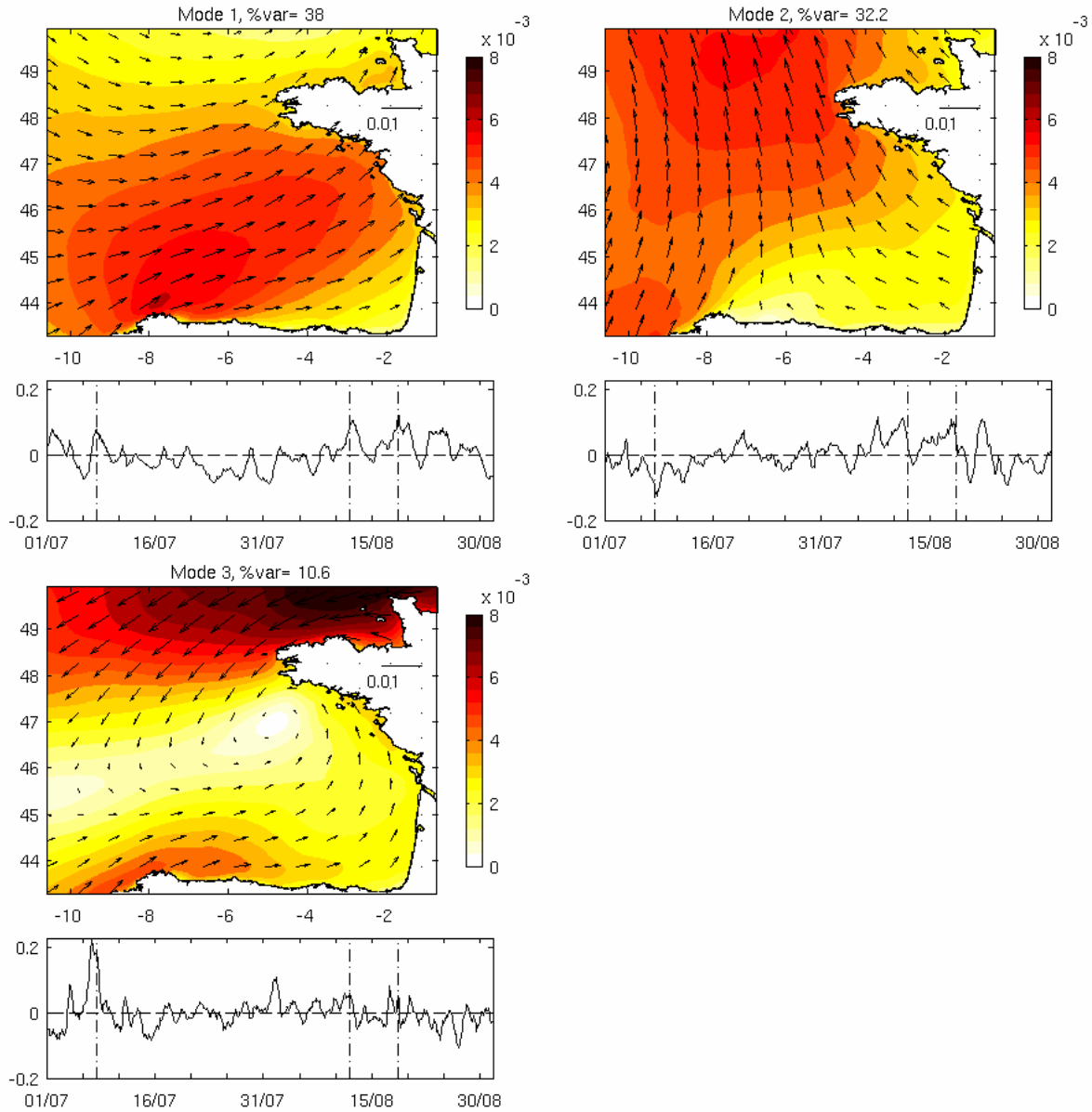


Figure D.16 : Trois modes EOF dominants en vent à 10m (norme et vecteurs associés, sans dimension) avec séries temporelles associées (sans dimension). Les 3 épisodes dépressionnaires sont notés (traits mixtes verticaux).

En terme de vent, on trouve un mode dominant de structure spatiale associée à des vents d'ouest centrée sur les îles britanniques, avec des vents plus intenses au sud du bassin. Ce mode est assez proche de la moyenne temporelle totale (Figure D.13). Lorsque la série temporelle est positive, ce qui est le cas lors des épisodes dépressionnaires du mois d'août notamment, ceci correspond à une intensification des vents d'ouest. Lorsqu'elle est négative, typiquement lorsque le vent moyen sur la zone est faible, il s'agit d'une diminution des vents dominants. Le 2ème mode est associé à des vents orientés nord/sud, qui interviennent

essentiellement lors des épisodes de coups de vent : vent du nord lors de la tempête du 8 juillet, vent du sud lors des événements du mois d'août. Lors des coups de vent d'août, les pics de la série temporelle du mode 2 précèdent de quelques heures ceux observés sur le mode 1 : des vents de sud précèdent les coups de vent d'ouest, lorsque la dépression arrive sur les îles britanniques. Le troisième mode est lui clairement associé au coup de vent du 8 juillet, avec des vents cycloniques intenses centrés sur la Bretagne. Les trois modes dominants en vent semblent donc déterminés par les événements extrêmes : du mois d'août pour les modes 1 et 2, de début juillet pour les modes 2 et surtout 3.

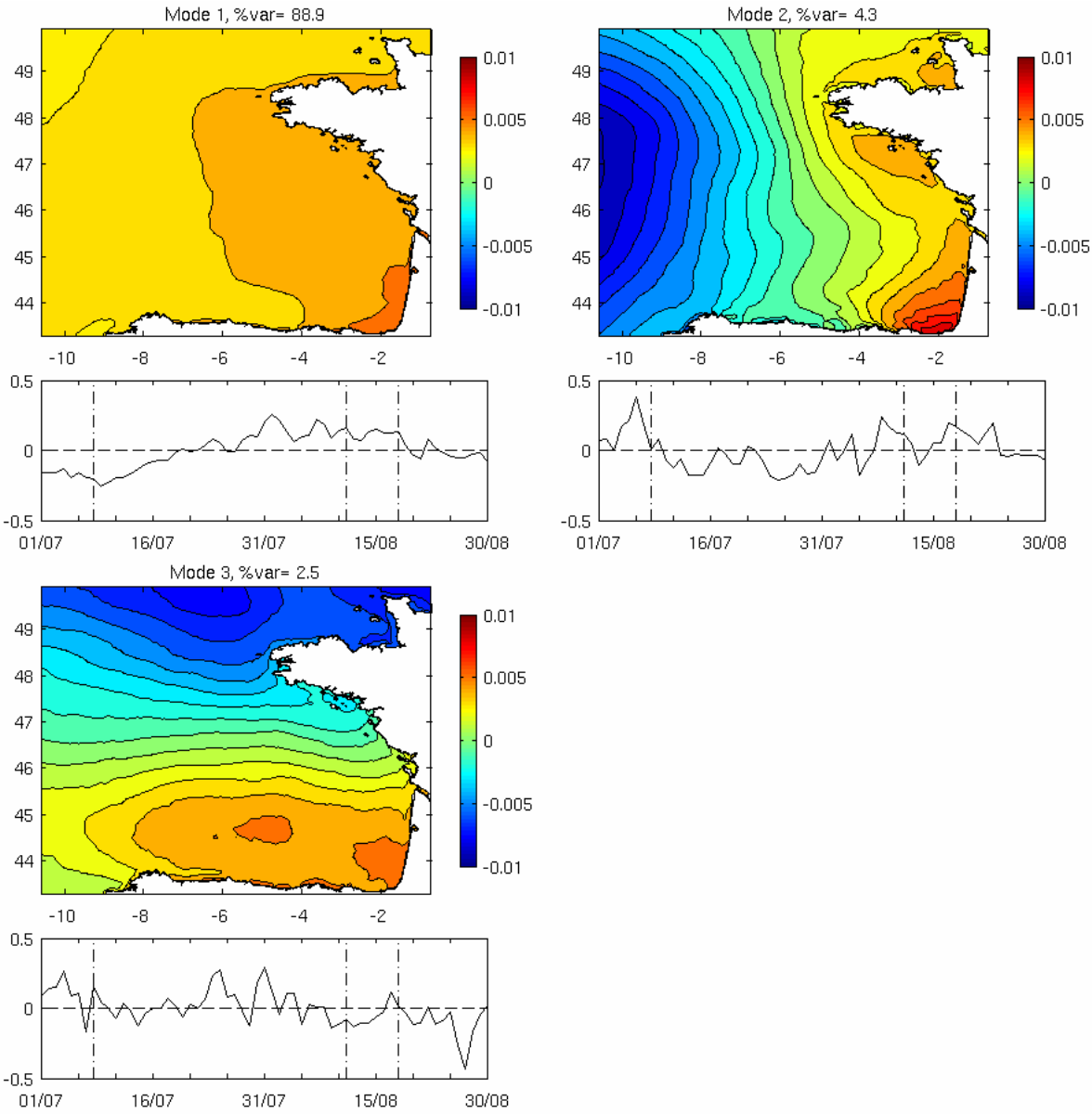


Figure D.17 : Trois modes EOF dominants en température à 2m en moyennes journalières (sans dimension), avec séries temporelles associées (sans dimension). Les 3 épisodes dépressionnaires sont notés (traits mixtes verticaux).

En température, la variabilité temporelle est assez proche de celle de la pression : le 1er mode est très dominant, à près de 90% de variance expliquée, mais de structure spatiale quasi uniforme. Ceci correspond simplement à un réchauffement/refroidissement de l'ensemble de la zone, plus intense au fond du Golfe, selon le signe de la série temporelle. Celle-ci suit la

série temporelle moyenne de la zone (Figure D.14) : au 1er ordre, la température a une structure méridienne de gradient quasi constant, dont la valeur moyenne est croissante en juillet, décroissante en août, modulée par les coups de vent. On remarque que le mode 2 présente des pics positifs associés à un réchauffement sur le continent et un refroidissement de la pleine mer un à deux jours avant chacune des trois dépressions majeures affectant la zone durant l'étude. Un fort gradient est-ouest de température semble être précurseur dans le développement des coups de vents observés, mais nous n'allons pas nous attarder sur les causes des instabilités atmosphériques observées durant notre étude. Le mode 3 quant à lui est difficilement associable à un ou des événements météorologiques observés durant la période.

Les conditions météorologiques sont donc caractérisées par une température dominée par les variations d'échelle saisonnière, à savoir un réchauffement au cours du mois de juillet, et un refroidissement léger en août, et des champs de pression et de vent dominés par les événements extrêmes : 3 coups de vent, un en début juillet et deux autour de la mi-août, entraînent une chute de la pression sur la zone et localement, associés à des structures de vent identifiées.

D.3.2 Les coups de vent de l'étude

Nous venons de voir que trois coups de vent dominent la variabilité atmosphérique lors de la période étudiée. Nous allons nous pencher sur ces 3 événements.

D.3.2.1 Le coup de vent du 8 juillet

On suit sur la Figure D.18 l'évolution de la structure en pression et vents de l'événement de début juillet. Tout d'abord une dépression se forme au fond du Golfe de Gascogne (a). Puis cette dépression remonte la côte Atlantique française jusqu'en Bretagne (b), où elle se creuse (c), associée à des vents croissants. Enfin, le centre dépressionnaire est advecté en Manche vers l'est. D'après les séries temporelles de la moyenne de la pression et du vent (Figure D.12 et D.13), cet épisode a une durée de 2 jours environ.

D.3.2.2 Le coup de vent du 12 août

L'épisode du 12 août est plus classique pour la zone : il s'agit d'une dépression suivant le vent dominant d'ouest, entre 48 et 50°N et en translation vers l'est. On remarque qu'au cours des 24h précédents l'arrivée du centre dépressionnaire sur la zone les vents sur le bassin sont de sud (a, b), identifiés dans le 2ème mode de l'analyse EOF (Cf. Figure D.16), avant de virer vers l'est. Cet épisode semble avoir une durée de vie plus longue, de l'ordre de 2.5 à 3 jours.

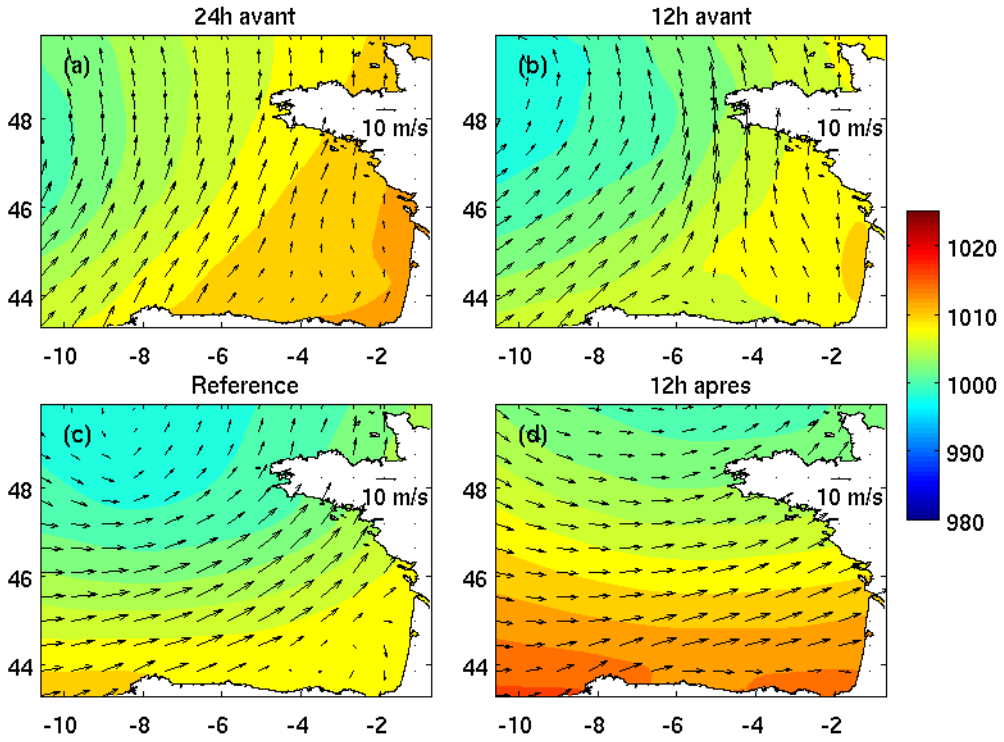


Figure D.19 : Images instantanées de pression atmosphérique (hPa) et vents à 10m (flèches) le 11 août à 0h (a), à 12h (b), le 12 août à 0h (c) et à 12h (d)

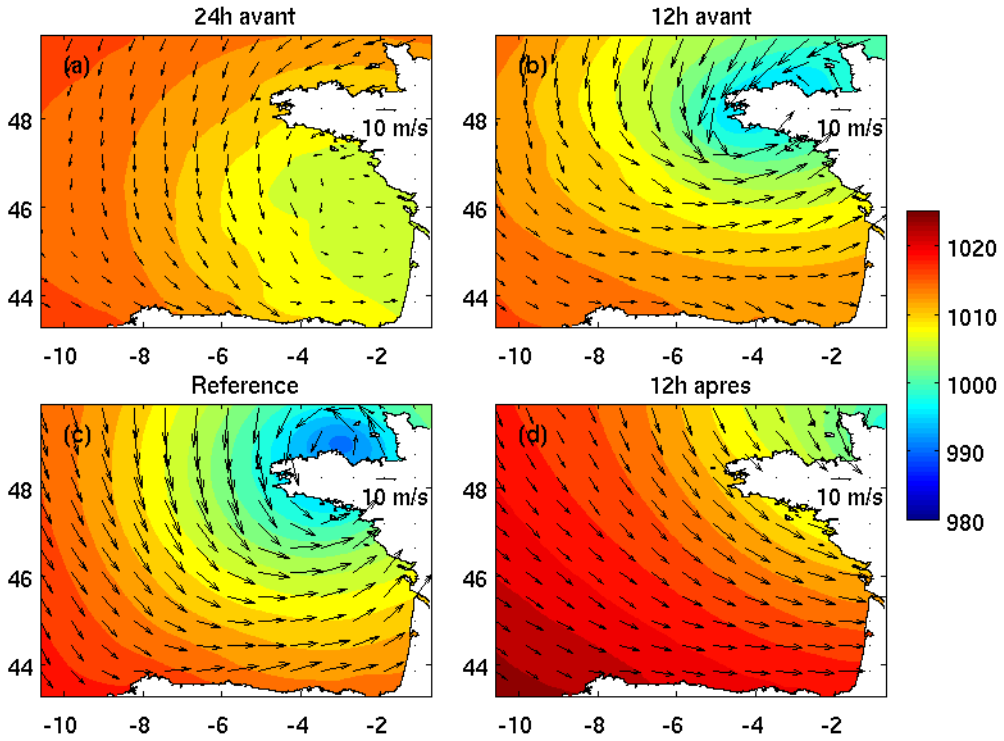


Figure D.18 : Images instantanées de pression atmosphérique (hPa) et vents à 10m (flèches) le 7 juillet à 3h (a), à 15h (b), le 8 juillet à 3h (c) et à 15h (d).

D.3.2.3 Le coup de vent du 18 août

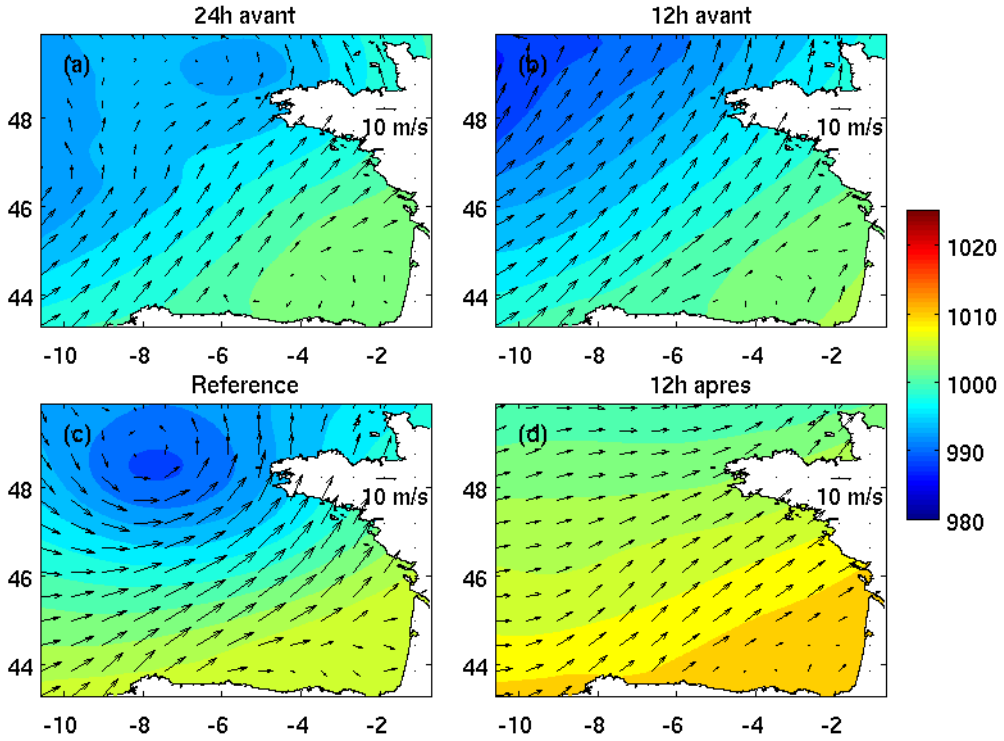


Figure D.20 : Images instantanées de pression atmosphérique (hPa) et vents à 10m (flèches) le 17 août à 18h (a), le 18 août à 6h (b) et 18h (c), et le 19 août à 6h (d).

L'épisode du 18 août est très similaire à celui du 12 août. Il s'agit là aussi d'une dépression advectée par le vent dominant d'ouest, se creusant au niveau de la Manche. Les pressions associées sont plus basses que lors de l'épisode précédent, mais les vents ont une vitesse comparable.

On remarque pour ces deux épisodes que malgré les vents soufflant violemment sur la zone, le fond du Golfe de Gascogne demeure plutôt calme, avec des pressions qui restent élevées et de gradient vertical ou zonal faible. Ce sont des caractéristiques déjà vues lors de l'étude de la moyenne temporelle sur la période, que l'on vérifie aussi lors d'événements météorologiques extrêmes de la période.

D.4 Réponse océanique

Il convient maintenant de caractériser la réponse du modèle aux conditions atmosphériques que nous venons de décrire.

D.4.1 Etat moyen

D.4.1.1 En surface

Nous allons tout d'abord caractériser les variables de surface du modèle, à savoir l'élévation de surface et la température de surface de la mer (couramment appelée SST pour *Sea Surface Temperature*, en anglais).

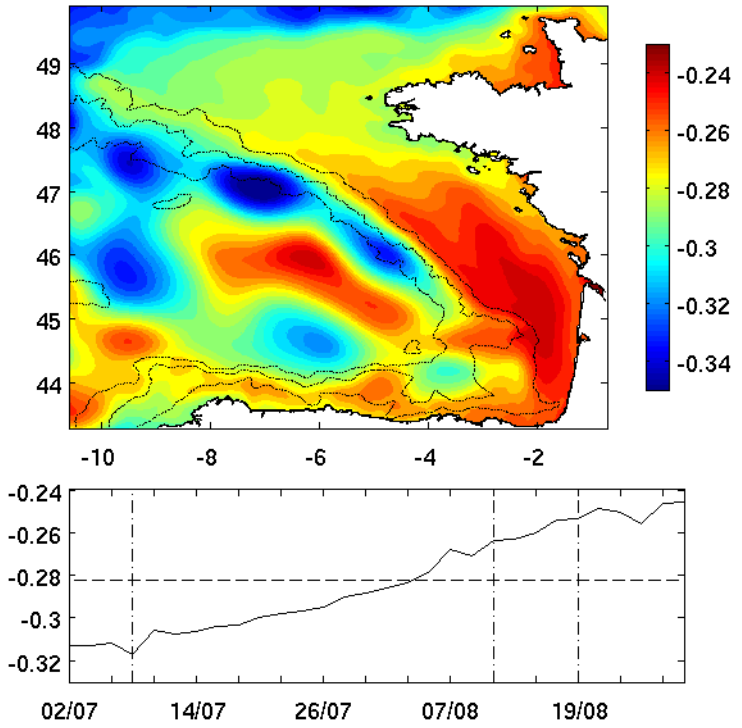


Figure D.21 : Haut : Carte de la moyenne temporelle de l'élévation de surface (m) du modèle Symphonie pour la période juillet août 2004. Les isobathes 200m, 2000m et 4000m sont en pointillés. Bas : Série temporelle de la moyenne spatiale. Les dates des coups de vent sont en traits mixtes verticaux, la valeur moyenne de la série (-0.283 m) est en tirets.

En élévation de surface (Figure D.21), on note une différence d'échelle entre les structures observées sur le plateau continental : les structures sont beaucoup plus larges sur le plateau, avec une dimension comparable à la taille du plateau elle-même. On remarque de plus un très fort gradient à l'extrême nord du la zone modélisée associée à un courant géostrophique très intense. Nous pensons que ce courant est du au champ de forçage aux frontières au niveau des côtes britanniques. Le champ d'élévation de surface de Symphonie sur le plateau est plus élevé que celui de Psy2v1. Le rappel de l'élévation de surface aux frontières induit alors une pente de l'élévation de surface à laquelle est associé un fort courant géostrophique. Ce courant n'est pas réaliste et affecte objectivement la modélisation de la partie Manche de la zone. Cette partie est de plus un endroit où la marée a une influence très forte, phénomène qui n'est pas représenté dans notre modélisation. Pour ces deux raisons nous nous garderons d'effectuer des analyses plus poussées en Manche.

Sur le talus et la partie profonde du Golfe de Gascogne, on observe des structures de petite échelle associées à des tourbillons et des méandres. Les structures creuses, associées à des tourbillons cycloniques, sont prédominantes. Ceci contredit les études de Pingree et Le Cann (1992a, 1992b) et Van Aken (2002) qui recensent une majorité des tourbillons anticycloniques sur la zone. Les mesures sur lesquelles ces études se fondent ont généralement lieu en hiver, il est donc possible que la situation diffère durant l'été. Les structures modélisées ont une extension spatiale de l'ordre de la centaine de km, voire un peu plus, ce qui est en accord raisonnable avec les études de Pingree et Le Cann (1992a, 1992b). On observe deux structures cycloniques adossées au talus Armoricain, dont un tourbillon très intense centré sur 7°O. Le long de la frontière ouest du domaine on observe une succession de strcutures cycloniques et anticycloniques. Le long du talus Cantabrique, un tourbillon

cyclonique se forme vers 6°O, 45°N. Entre ce dernier et les deux tourbillons cycloniques le long du talus Armoricain, on note une large structure anticyclonique qui correspond à la circulation dominante de la zone (Pingree 1993). Il est possible que la succession de structures fermées à l'ouest de la zone soit due aux conditions aux frontières, isolant en partie la circulation au sein du Golfe de Gascogne. On observe une surélévation générale des eaux du plateau, très marquée au niveau Armoricain. Le gradient d'élévation entre le plateau et la plaine abyssale indique le courant de pente le long du talus Armoricain. Ceci est aussi vrai, dans une moindre mesure, au niveau du talus Cantabrique. Le long de ce talus on note une structure plus élevée s'avançant vers le large à 5°O. Ceci correspond à un débordement du courant de pente vers le large. Ce type de débordement est aussi présent, de manière marquée, au niveau du Canyon de Cap Ferret. Ces zones semblent être propices au transfert de masses d'eau vers le large. Entre ces deux zones, entre 3 et 4° O le long du talus Cantabrique, se forme un tourbillon cyclonique qui semble bloqué par la bathymétrie.

La série temporelle de l'élévation de surface moyenne montre une tendance à l'augmentation de l'élévation de surface au cours de la simulation. Cette augmentation est présente dans les champs de forçage grande échelle. Elle est en moyenne peu modulée par les événements atmosphériques, à part le premier coup de vent qui s'accompagne d'une baisse générale du niveau de mer sur la zone.

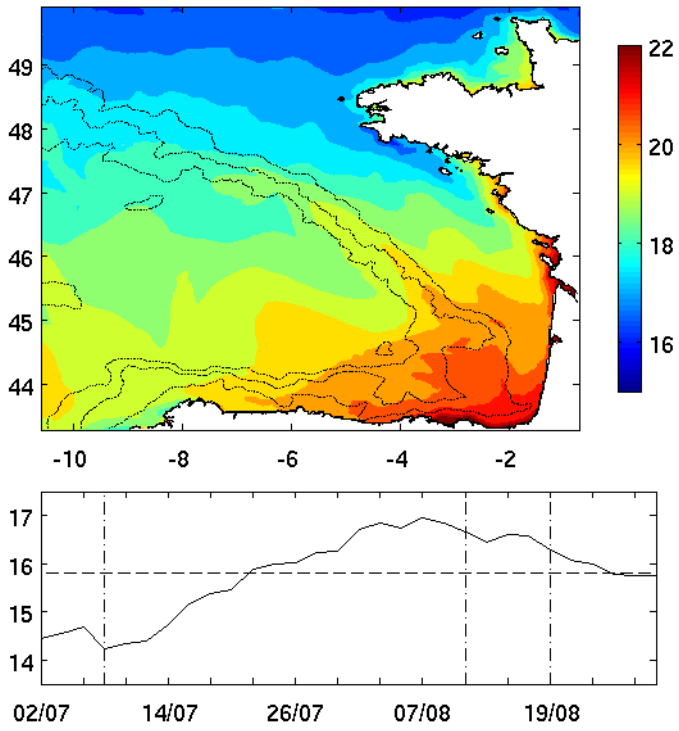


Figure D.22 : Haut : Carte de la moyenne temporelle de la SST (°C) du modèle Symphonie pour la période juillet août 2004. Les isobathes 200m, 2000m et 4000m sont en pointillés. Bas : Série temporelle de la moyenne spatiale. Les dates des coups de vent sont en traits mixtes verticaux, la valeur moyenne de la série (15.8 °C) est en tirets.

La température de surface (Figure D.22) présente un gradient méridien assez proche de ce que l'on observe sur les champs de température atmosphérique, avec une concentration d'eaux plus chaudes au fond du Golfe, qui forment la Langue d'Eau Chaude. Les isothermes de surface sont modulées par la dynamique, on pense notamment au déplacement des isothermes

vers le Nord le long du talus, grâce au courant de pente qui advecte des eaux plus chaudes du sud au nord, comme illsutré par Garcia-Soto (2002, Cf. Figure D.4). Les eaux on tendance à être plus chaudes le long de la côte que plus au large, sur le plateau Armoricain comme en Manche, sauf au sud de la Bretagne où une tâche d'eaux froides au pas de temps initial se maintient durant une partie de la simulation. Elle est vraisemblablement due à un phénomène d'upwelling associé aux vents dominants d'ouest qui en cet endroit laissent la côte à gauche, entraînant par transport d'Ekman vers le sud une remontée d'eaux froides le long de la côte sud de la Bretagne. Un phénomène d'upwelling bien développé a lieu au cours de simulation dans la partie sud-ouest de la zone, au nord de la Galice, vers le milieu de la simulation. Cet épisode est visible sur la Figure D.22 (haut) par une température de surface plus faible le long de la côte aux abords de la Galice. Le long de la frontière ouest de la zone modélisée, on remarque des taches de SST différentes de la SST ambiante. Ces taches sont dues aux écarts entre la température des champs Psy2v1 du forçage grande échelle, advectée par les courants entrants, et la température modélisée par Symphonie à l'intérieur du bassin.

La série temporelle montre une élévation de la température de surface, associée à un plus grand flux solaire incident en été. Elle suit logiquement la courbe de la température de l'atmosphère, bien que les variations à hautes fréquences temporelles visibles sur la température atmosphérique sont naturellement lissées par l'océan. Le 1er coup de vent vers le 8 juillet a pour effet de refroidir la SST sur zone.

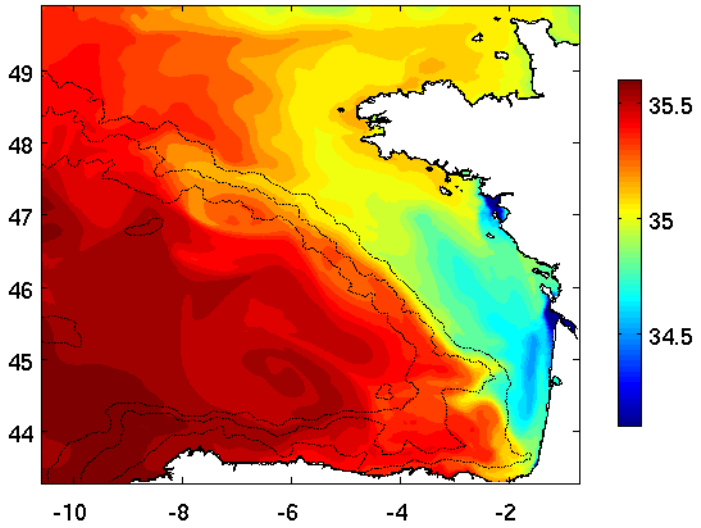


Figure D.23 : Carte de la moyenne temporelle de la salinité surface (psu) du modèle Symphonie pour la période juillet août 2004. Les isobathes 200m, 2000m et 4000m sont en pointillés.

La salinité de surface (Figure D.23) témoigne de la différence hydrographique entre la plaine abyssale et le plateau. La partie profonde est influencée par une salinité élevée, notamment au sud en raison d'une évaporation plus marquée dans le gyre subtropical. Sur le plateau, la salinité est plus faible en raison de la décharge des fleuves. Ceci est particulièrement vrai ici sur le plateau continental en Aquitaine, sous l'influence de la Gironde, ainsi qu'à l'embouchure de la Loire. La salinité est alors un excellent traceur des échanges entre le large et le plateau. Au nord de la zone, une zone de salinité assez élevée empiète sur le plateau Celtique, marquant une entrée des eaux du large sur le plateau. Le long du talus Armoricain, une langue d'eau de salinité plus faible se détache vers le sud au niveau du tourbillon

cyclonique intense visible sur la Figure D.21. Ce méandre de salinité plus faible marque un transfert d'eau du plateau vers le large. De même on suit une langue d'eau peu salée au nord du Plateau des Landes. Sur l'océan profond, on suit de même l'activité méso échelle grâce à des différences de salinité, comme le tourbillon d'eau plus salée centré vers 6°O, 45°N.

Nous rappelons néanmoins que nous ne représentons pas la marée dans notre simulation, ce qui réduit fortement le mélange et le transport sur le plateau et au bord du talus. La salinité modélisée n'est donc pas une salinité totalement réaliste mais elle permet un suivi de la dynamique du modèle, forcée essentiellement par le vent.

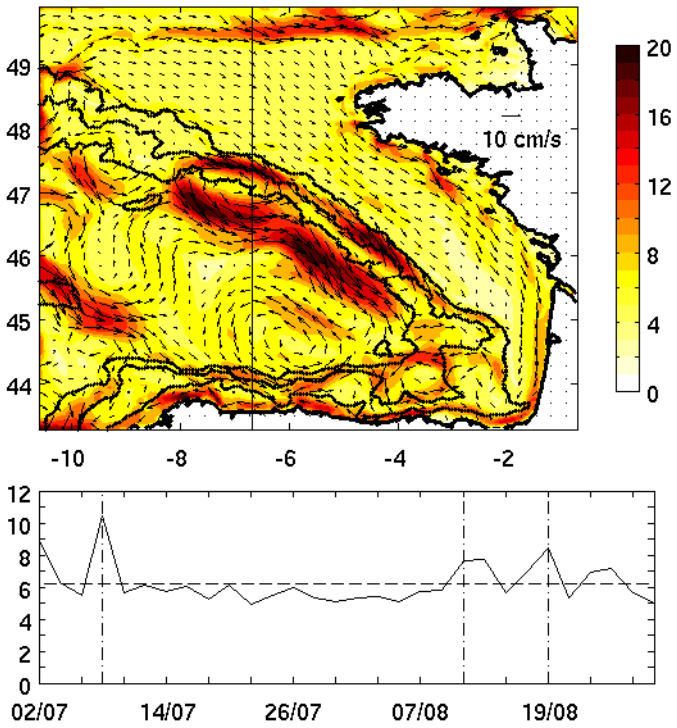


Figure D.24 : Haut : Carte de la moyenne temporelle des courants de surface (cm.s^{-1}) du modèle Symphonie pour la période juillet août 2004. La flèche de référence sur le continent représente 10 cm.s^{-1}. Les isobathes 200m, 2000m et 4000m sont en pointillés. Le trait méridien repère la longitude 6.7°O. Bas : Série temporelle de la moyenne spatiale de la norme de courants de surface. Les dates des coups de vent sont en traits mixtes verticaux, la valeur moyenne de la série (0.062 m.s^{-1}) est en tirets.

Les courants de surface moyens (Figure D.24) suivent, au premier ordre, les structures établies vues sur la Figure D.21 par équilibre géostrophique avec la hauteur de mer moyenne. Les courants entrent sur la zone depuis le bord ouest. Tout au nord, une partie des courants déborde sur le plateau, où un courant se forme en Manche le long de la zone éponge du modèle. On a vu que ce courant n'est pas réaliste. Sur le plateau Armoricain, les courants portent au sud-est, puis au sud au niveau des Landes. Cette situation correspond aux conditions de vent dominant durant l'étude d'après l'étude du courant résiduel par Pingree et Le Cann (1989). Sur le plateau Cantabrique, ces courants s'intensifient et vont vers l'ouest, où une bonne partie est advectée hors de la zone à la frontière sud du modèle.

Le long du talus Cantabrique, on observe un courant de pente attendu. Sa vitesse en surface est de l'ordre de 10 cm.s-1, qui est proche de la vitesse observée par Pingree et Le Cann

(1990) vers 7°O. Il ne prend pas naissance par un courant entrant au sud, où les courants sortent de la zone, mais est nourri par la partie sud du courant entrant à l'ouest. Ce courant est continu jusqu'à 4°O où la partie profonde du talus Cantabrique, entre 2000 et 4000m de fond, s'élargit fortement. Une partie du courant s'éloigne vers le nord et rejoint la structure cyclonique centrée sur 6°O, 45°N. Une autre partie de ce courant continue de suivre le talus vers le sud puis l'est. Sur cette partie du talus au large de Santander, entre 3 et 4°O, se forme une structure cyclonique accolée à la bathymétrie. Le long du talus Armoricain se forme un autre courant de pente, plus intense, qui remonte le talus vers le nord. La vitesse des courants est de l'ordre de 15 à 20 cm.s^{-1}, légèrement plus rapide que les mesures sur la zone (de l'ordre de 10 cm.s^{-1} à 6.5°O, 47.5°N en moyenne, Pingree et Le Cann, 1989), mais on sait que le courant de pente présente une variabilité saisonnière marquée (Pingree et Le Cann, 1990). Le courant de pente se détache complètement du talus à 47.5°N, ce qui n'est pas réaliste car ce courant est observé plus au Nord vers la baie de Porcupine (Pingree et Le Cann 1990). Cette recirculation forcée est sans doute due au forçage aux frontières ouvertes du modèle. Le courant, après avoir quitté le talus, se retourne vers le sud est, où il rejoint la sortie du Canyon de Cap Ferret. A cet endroit, une partie du courant nourrit le courant de pente, une autre part vers le sud et rejoint la structure cyclonique au centre du bassin. Ce fort courant de nord ouest à contre courant du courant de pente est aussi nourri par une partie du courant entrant au bord ouest.

En moyenne sur la zone, les courants de surface ont une vitesse relativement constante autour de 6 cm.s^{-1}. Les trois coups de vent ayant lieu au cours de l'étude s'accompagnent à chaque fois d'une intensification de ces courants.

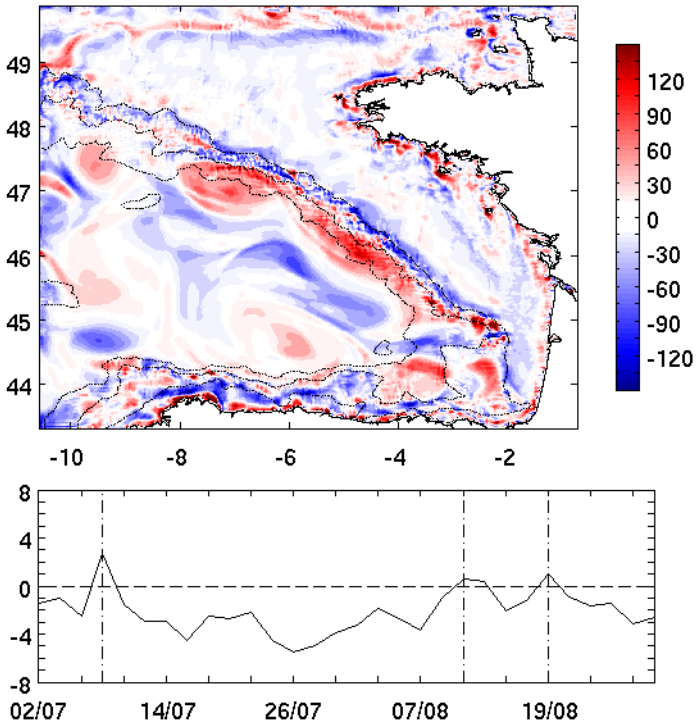


Figure D.25 : Haut : Carte de la moyenne temporelle de la vorticité relative (10^{-4} s^{-1}) du modèle Symphonie pour la période juillet août 2004. Les isobathes 200m, 2000m et 4000m sont en pointillés. Bas : Série temporelle de la moyenne spatiale de la vorticité relative (10^{-4} s^{-1}). Les dates des coups de vent sont en traits mixtes verticaux.

La vorticité relative (Figure D.25) associée aux courants de surface illustre la description que l'on vient de faire sur la dynamique. On observe une grande bande de vorticité positive associée au courant de pente du talus Armoricain, avec deux lobes marqués sur les structures cycloniques, et le courant de retour associé plus au large. Cette zone de vorticité positive est bordée sur la limite du talus par une fine bande de vorticité négative associée aux courants de plateau qui sont de nord-ouest.

On retrouve aussi sur la partie profonde des structures tourbillonnaires, déjà vues en élévation de surface, cycloniques sur le talus en face de Santander ainsi que le tourbillon centré sur 6°O, 45°N. Entre cette dernière et la zone de vorticité positive associée au courant de pente et au courant de retour, le centre du bassin est une zone de vorticité anticyclonique marquée. On retrouve aussi la succession de structures cycloniques et anticycloniques le long de la frontière ouest du domaine.

La moyenne spatiale de la vorticité relative est très proche de zéro au cours de l'étude (Figure D.25, bas). Néanmoins on voit sur la série temporelle que cette vorticité est plutôt négative en moyenne, conforme à la circulation moyenne dans le Golfe de Gascogne (Pingree 1993), sauf lors des événements de vent intense, qui semblent exciter les structures cycloniques.

D.4.1.2 Sur la verticale

Sur la verticale, nous nous intéressons à la longitude 6.7°O repérée sur la Figure D.24.

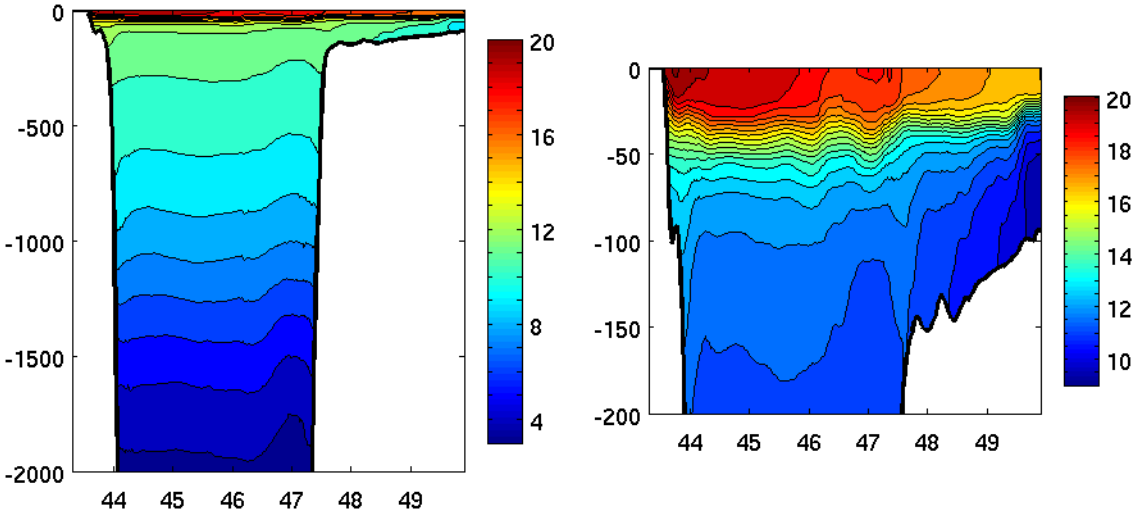


Figure D.26 : coupes verticales de la température potentielle moyenne (°C) à 6.7°O. Gauche : de 0 à 2000m. Droite : de 0 à 200m.

La coupe verticale de température montre la stratification de la température sur la zone d'étude (Figure D.26). En profondeur (Figure D.26, gauche), la température décroît quasi linéairement de la subsurface vers le fond. Cette stratification est modulée sur la verticale par la présence des courants de pente le long du talus Cantabrique et du talus Armoricain, ainsi que le courant de retour entre 46.5 et 47°N. Près de la surface (Figure D.26 droite), on observe près du talus Cantabrique un renflement de la thermocline associé à la veine du courant de pente. Au niveau du talus Armoricain, la couche mélangée est plus épaisse au

niveau du courant de pente, puis la thermocline s'élève qu niveau du talus vers le plateau Celtique. Plus en profondeur, on observe que l'isotherme 11.5°C n'est pas continue entre la partie profonde et le plateau, ce qui illustre la barrière constituée par la divergence des courants à cet endroit. A l'extrême nord, on observe une remontée de la thermocline moyenne dans la zone éponge, forcée par le modèle Psy2v1 vers une profondeur supérieure à celle modélisée par Symphonie. Dans la couche de surface, on observe le même gradient méridien que celui observé en surface (Figure D.23).

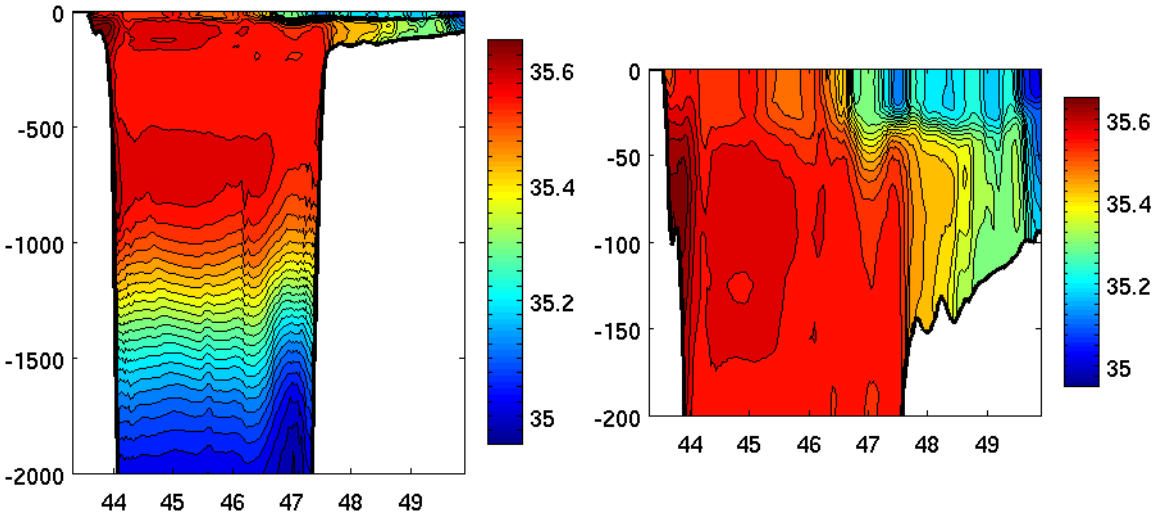


Figure D.27 : coupes verticales de la salinité moyenne (psu) à 6.7°O. Gauche : de 0 à 2000m. Droite : de 0 à 200m.

Les coupes verticales de salinité permettent de suivre les différentes masses d'eau présentes sur la zone d'étude (Figure D.27). Dans la partie profonde, on observe entre la surface et environ 1000m des salinités élevées. Jusqu'au minimum relatif situé vers 300m de profondeur, les masses d'eau présentes proviennent de la circulation du gyre subtropical de l'Atlantique Nord et sont constituées d'Eau Atlantique Intermédiaire. Le pic observé vers 700m de fond et les eaux avoisinantes correspondent aux Eaux Méditerranéennes ayant longé les côtes portugaises et espagnoles depuis leur formation à Gibraltar. Plus en profondeur, la salinité chute rapidement, lorsque l'on rencontre les eaux profondes formées en Mer du Labrador (van Aken 2000b). Une fois encore, la stratification horizontale est modulée par la présence de courants, notamment les courants adossés au talus continental. On observe en surface et subsurface des eaux moins salées sur le plateau Celtique, sous l'influence des eaux continentales. Au niveau du talus continental, on observe sous la couche de mélange un très fort gradient méridien correspondant à la frontière eaux profondes- eaux continentales. Dans la couche de mélange, les eaux peu salées correspondant aux eaux du plateau débordent sur la partie profonde, advectées par le tourbillon présent à cet endroit (Cf. Figures D.23 et D.24). On remarque enfin une veine de salinité élevée le long du talus Cantabrique, entre 50 et 100m de profondeur, correspondant au courant de pente advectant des eaux salées depuis le sud dans le Golfe de Gascogne.

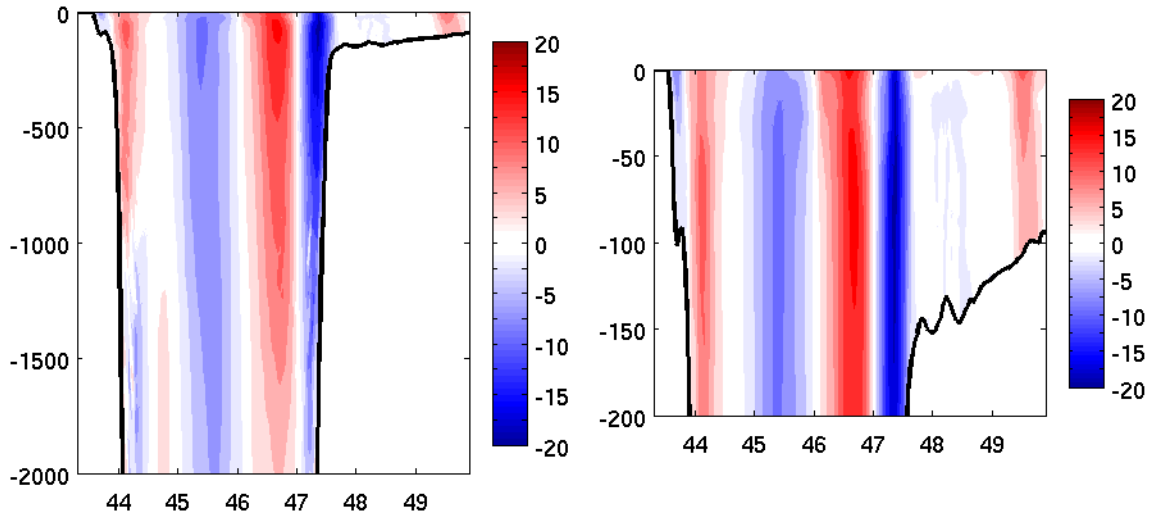


Figure D.28 : coupes verticales du courant zonal (cm.s^{-1}) à 6.7°O. Gauche : de 0 à 2000m. Droite : de 0 à 200m.

Les courants moyens sont dominés par les courants de pente adossés au talus, ainsi qu'au courant de retour proche du talus Armoricain (Figure D.28). Contrairement à la température et la salinité, les courants ont une structure essentiellement verticale quasi barotrope dans les 1000 premiers mètres. Le courant de pente le long du talus Cantabrique a une structure verticale moins marquée que celui du talus Armoricain, conformément aux observations (Pingree et Le Cann, 1990). Celui-ci est marqué jusqu'à environ 800m, et semble s'inverser plus en profondeur. Son maximum est situé entre 50 et 150m de fond. Le courant de pente au niveau du talus Armoricain est plus large et plus profond. Son maximum est situé lui aussi entre 50 et 150m de fond, mais il se fait encore sentir jusqu'à 2000m de fond. Il en est de même pour le courant de retour. Au milieu du bassin, on observe un courant vers l'ouest associé au tourbillon observé Figure D.25 et centré vers 45°N. Le courant de subsurface y est nettement plus fort que celui observé en surface, tandis que les courants précédents conservent une intensité significative en surface. La circulation profonde au sud du bassin diffère de celle des couches supérieures. Il s'agit d'une recirculation des eaux advectées par le courant de retour vers le large. Sur le plateau Cantabrique, on retrouve la circulation de surface vers l'ouest observée Figure D.24. Sur le plateau Celtique le courant est faible, sauf pour le courant vers la Manche au bord de la zone éponge.

D.4.2 Variations temporelles

Nous décrivons maintenant les variations observées durant la période modélisée, à savoir du 1er juillet au 30 août 2004. Nous rappelons que notre simulation de référence est composée de champs moyennés sur 2 jours. Les deux premières sorties du modèle, centrées sur le 2 juillet et le 4 juillet, sont encore très marquées par l'ajustement barotrope depuis les conditions initiales, ou « spin-up », visible par la signature d'ondes rapides sur le plateau et depuis le talus continental. Le spin-up complet du modèle Symphonie en zone côtière est de l'ordre de 3 semaines, d'après l'étude d'Estournel et al. (2007) menée avec le modèle Symphonie dans une configuration comparable à la nôtre, en Méditerranée Nord-Ouest. Nous nous intéressons malgré tout à l'ensemble de notre simulation, qui est relativement courte. Nous présentons

pour chaque champ 6 sorties du modèle, centrées sur le 10, 20 et 30 juillet, et les 9, 19 et 29 août.

D.4.2.1 En surface

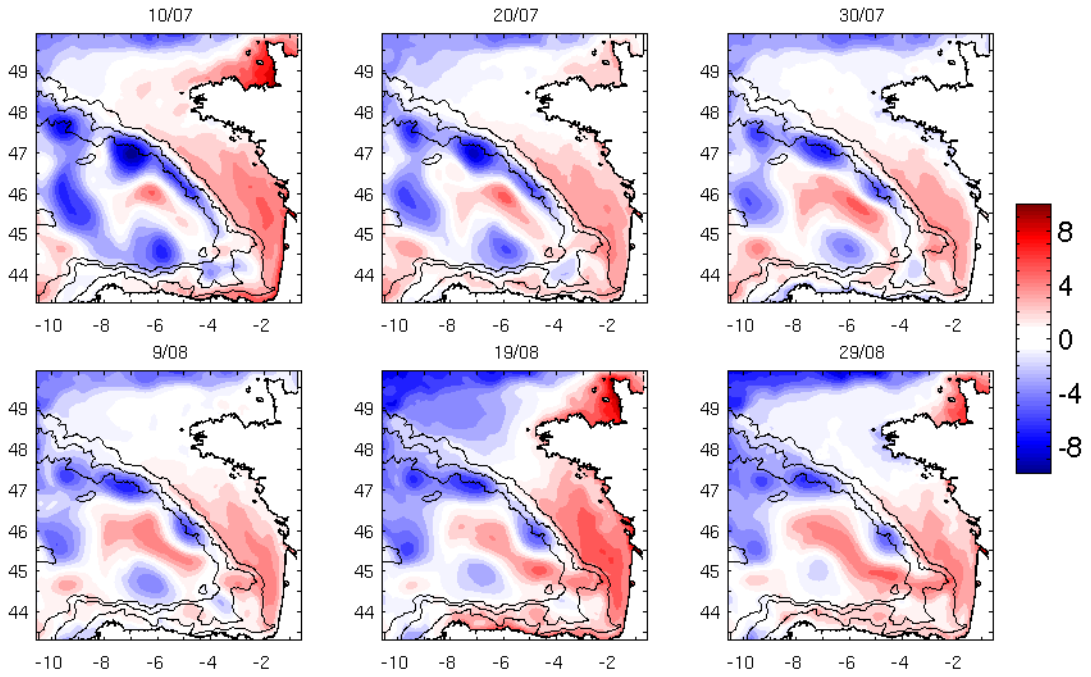


Figure D.29 : Evolution de l'anomalie de l'élévation de surface (cm), calculée par rapport à la moyenne spatiale instantanée, au cours de la simulation. Les isobathes 200, 2000 et 4000m sont indiqués.

On suit sur la Figure D.29 l'évolution de l'anomalie de l'élévation surface. On a ôté la moyenne spatiale instantanée pour s'affranchir de l'effet d'élévation moyen observé Figure D.21. Ceci permet de conserver les gradients relatifs associés aux structures dynamiques au cours de la simulation. On observe en particulier la formation et l'évolution des structures meso échelle au cours de la simulation, les structures creuses étant associées à des tourbillons cycloniques et les bosses à des tourbillons anticycloniques par géostrophie. Les deux tourbillons cycloniques observés sur les Figures D.21 et D.24 sont à l'origine réunis en un creux présent le long du talus Armoricain, dont la partie nord forme déjà une structure quasi tourbillonnaire. Cette partie nord se détache (30 juillet) et se déplace le long du talus vers le nord est à une vitesse de 1 $cm.s^{-1}$ environ. Le second tourbillon se forme en amont sur le talus, et se recentre sur une irrégularité dans le tracé du talus continental. Un autre tourbillon cyclonique, présent au début de la simulation au nord ouest du talus Armoricain, se déplace vers le sud. Ce déplacement est sans doute conditionné par la frontière ouest toute proche. La structure cylonique visible Figures D.24 et D.25 à 6°O, 45°N est surtout présente en début de simulation, puis son intensité et sa taille décroissent durant son déplacement vers le nord ouest. De même la structure cyclonique au nord du Mont Charcot tout à l'ouest du bassin présente dès le début de la simulation a une intensité qui décroît au cours de la simulation. La structure cyclonique sur le plateau Cantabrique vers 4°O a elle aussi une intensité décroissante. Au contraire, la partie centrale, de vorticité anticylonique repérée par une surélévation de la surface croît au long de la simulation et rejoint une structure comparable

formée à l'embouchure du Canyon de Cap Ferret, qui semble un lieu de formation de structure anticyclonique, comme suggéré par Pingree et Le Cann (1992b).

Sur le plateau Celtique, on observe un très fort gradient associé au courant se dirigeant vers la Manche et déjà évoqué. Ce courant semble accélérer durant la simulation. Le plateau Armoricain, ainsi que la plateau Aquitain plus au sud, adjacent au Plateau des Landes, sont plus souvent associés à des surélévations par rapport au centre du bassin et au plateau Celtique. Ceci est particulièrement vrai le 19 août, suivant le 3ème coup de vent d'ouest identifié dans notre simulation. Cette balance plateau/large est sensible aux variations des conditions de vent. Les plus fortes élévations de surface sont observées en Manche, dans la baie du Mont St Michel et sont très variables au cours du temps. De manière générale, les phénomènes affectant le plateau sont de durée de vie plus courte, de quelques heures à quelques jours. La moyenne effectuée sur deux jours pour chaque sortie du modèle ainsi que la présentation d'une carte tous les 10 jours n'est pas adaptée pour étudier les phénomènes du plateau.

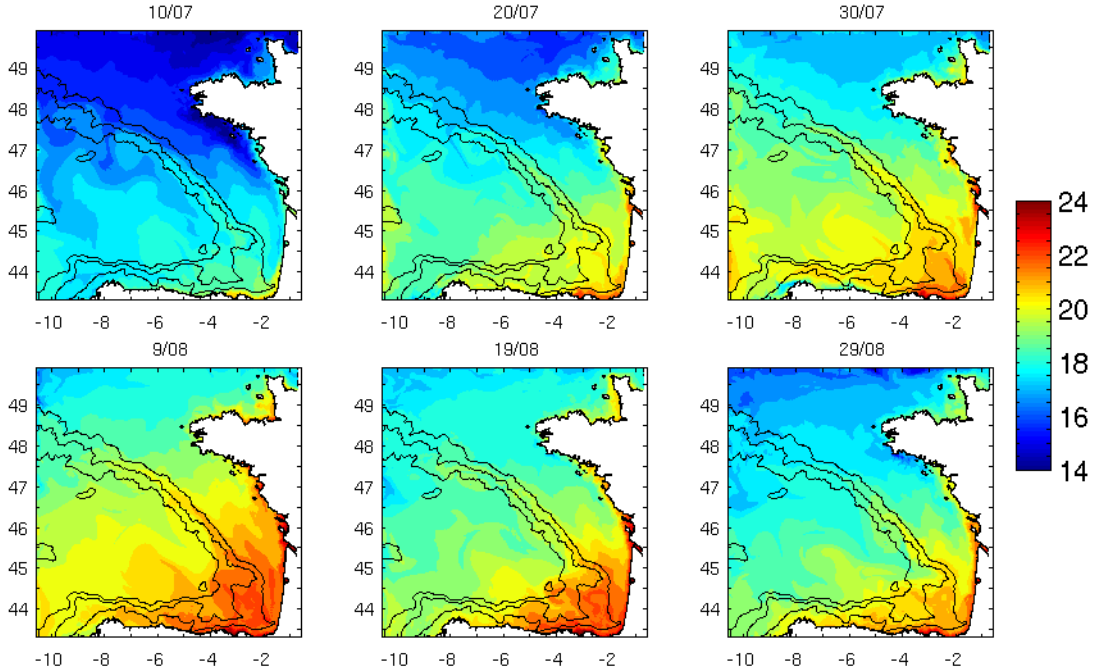


Figure D.30 : Evolution de la température de surface (°C) au cours de la simulation. Les isobathes 200, 2000 et 4000m sont indiqués.

En température de surface (Figure D.30), on observe tout d'abord le réchauffement général jusqu'à mi août puis le refroidissement, tels que décrits Figure D.22. Ensuite, on note la formation de la Langue d'Eau Chaude au fond du Golfe tel que décrite dans la littérature (Koustikopoulos et Le Cann, 1996) au cours de l'été. Cette langue d'eau chaude semble bien résister aux coups de vent de mi août qui refroidissent l'ensemble de la zone sauf le fond du Golfe de Gascogne. Le développement d'une langue d'eau plus chaude depuis la côte nord espagnole vers 6°O visible à partir de fin juillet semble être associée à la structure cyclonique observée au même endroit. De même les filaments d'eau froide au sud du plateau Celtique en début de simulation semblent associés aux structures tourbillonnaires observées en cet endroit. Le talus Armoricain est de même marqué par la remontée vers le nord d'eaux plus chaudes grâce au courant de pente. On observe aussi fin juillet une langue d'eau froide caractéristique d'un upwelling le long de la côte nord espagnole. Cet upwelling est plus

intense au large de la Galice, et un panache d'eau plus froide se répand vers l'ouest. Ceci est conforme à la littérature (Mason, 2007).

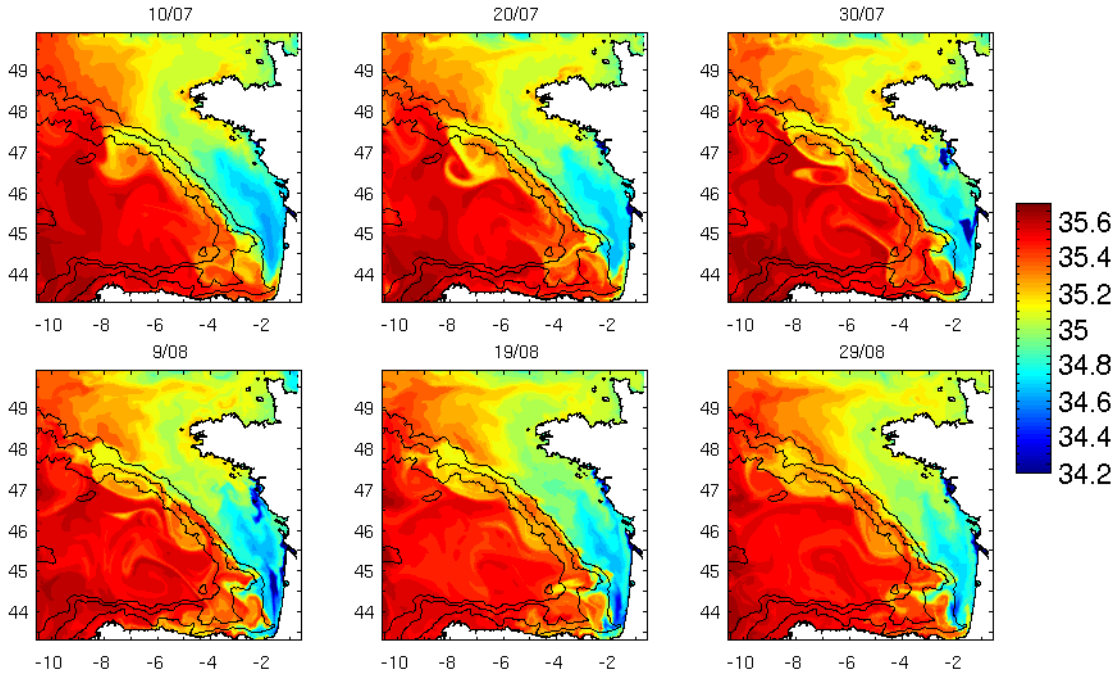


Figure D.31 : Evolution de la salinité de surface (psu) au cours de la simulation. Les isobathes 200, 2000 et 4000m sont indiqués.

L'évolution de la salinité de surface (Figure D.31) permet de suivre l'évolution des structures dynamiques de la zone. On remarque notamment un filament d'eau peu salée se détacher du talus Armoricain, en juillet, et s'enrouler dans une structure cyclonique déjà décrite. Ceci a lieu dans une moindre mesure et plus tard au cours de la simulation pour le tourbillon cyclonique formé en amont. On observe de même plusieurs filaments d'eau peu salée se répandre dans le Golfe de Gascogne depuis le Plateau des Landes. Sur le plateau Celtique, la salinité plus élevée associée aux eaux du large permet de suivre le courant formé en Manche. Sur le plateau Armoricain, on observe l'apport d'eau douce de la Loire et la Gironde, très visible de mi juillet à mi août. Avant cela, l'eau douce, modélisée dans notre simulation mais absente ou plus faible dans la simulation de forçage initial, n'a pas eu le temps de se répandre sur le plateau. Après cela, il semble que les épisodes de vent du mois d'août aient en partie mélangé ces masses d'eau aux eaux avoisinantes, rendant l'apport des fleuves moins visible. On note aussi sur l'ensemble du bassin une chute des contrastes de salinité de surface au cours du mois d'août. Ceci est à mettre en relation avec les épisodes dépressionnaires du mois d'août, associé à un mélange vertical.

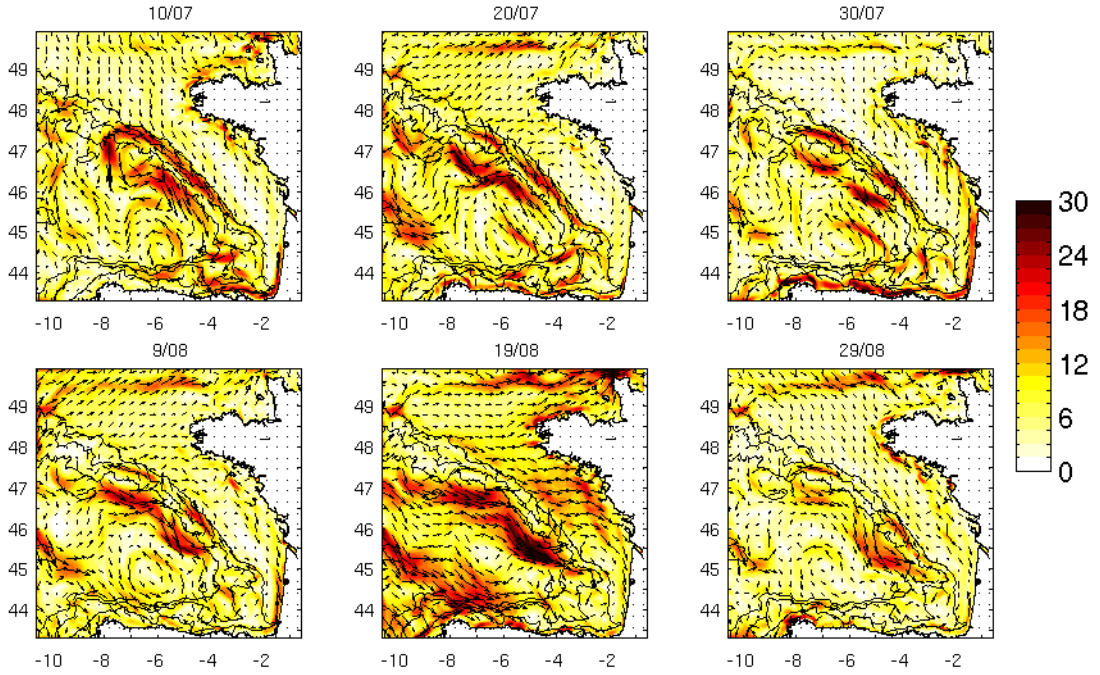


Figure D.32 : Evolution des courants de surface ($cm.s^{-1}$) au cours de la simulation. La flèche de référence sur le continent représente 10 $cm.s^{-1}$. Les isobathes 200, 2000 et 4000m sont indiqués.

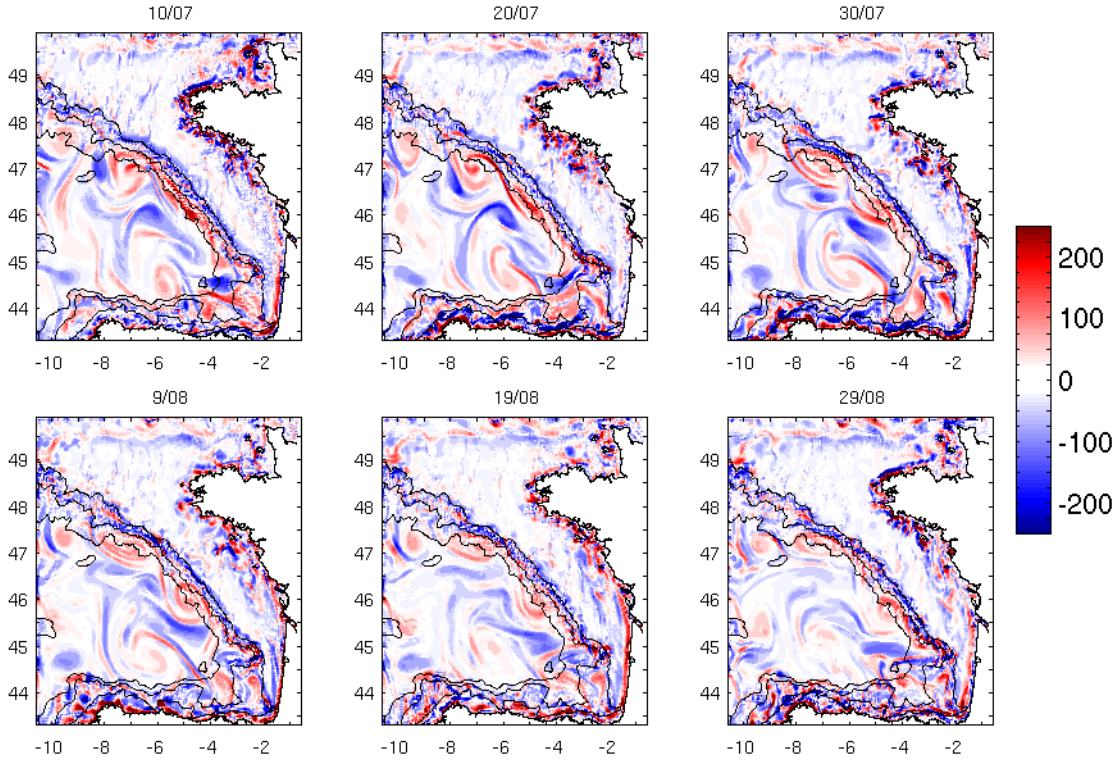


Figure D.33 : Evolution de la vorticité relative de surface ($10^{-4}.s^{-1}$) au cours de la simulation. Les isobathes 200, 2000 et 4000m sont indiqués.

L'évolution des courants de surface (Figure D.32) suit globalement celle étudiée en élévation de surface. Le courant de pente initial du talus Armoricain associé à un courant de retour se sépare en deux tourbillons cycloniques qui s'éloignent légèrement. Leur intensité décroît au cours de la simulation. De même on retrouve les structures méso échelle précédemment décrites. La circulation de surface est modulée par le vent, ce qui est notamment visible le 19 août suite au dernier épisode de vent fort de la simulation : les courants s'accélèrent tous vers l'est, poussés par le vent d'ouest dominant. Ceci confirme l'intensification de l'ensemble des courants de surface vue sur la série temporelle de la moyenne spatiale Figure D.23. Sur le plateau, la circulation de surface est très variable, dominée au premier ordre par le vent en l'absence de marée. Sur le plateau Armoricain, on observe un courant résiduel orienté prioritairement vers le sud est. Ceci correspond assez bien aux courants résultants de vent de nord-ouest et ouest tels que modélisés par Pingree et Le Cann (1989).

L'évolution de la vorticité relative (Figure D.33) de surface confirme ce que l'on a noté en observant l'élévation du niveau de la mer et les courants (Figures D.29 et D.32). On remarque la formation de deux tourbillons le long du talus Armoricain au cours du mois de juillet, dont l'intensité décroît au mois d'août. Il en est de même pour les autres structures cycloniques observées sur la plaine abyssale, le long de la frontière ouest de la zone et au nord du talus Cantabrique. On remarque aussi la jonction de structures anticycloniques au centre du bassin, ainsi que la formation de structures anticycloniques en sortie du Canyon de Cap Ferret.

D.4.2.2 Sur la verticale

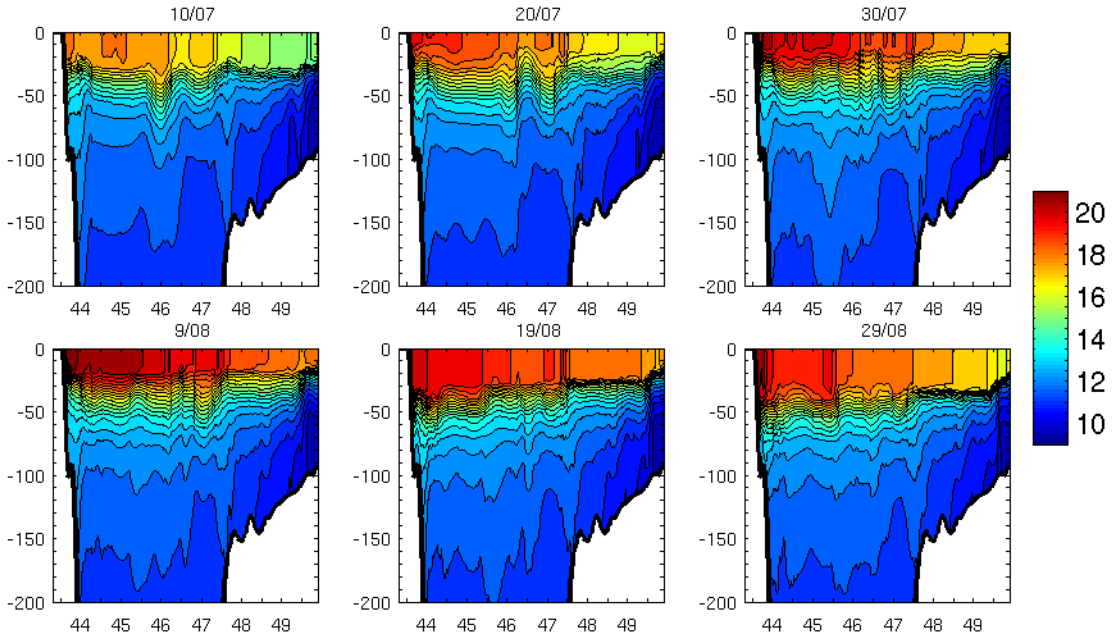


Figure D.34 : évolution temporelle de la température potentielle (°C) dans les 200 premiers mètres à 6.7°O

Les coupes verticales de température (Figure D.34) illustrent le réchauffement observé en surface (Figure D.30), qui affecte toute la couche mélangée. Cette couche mélangée se rétrécit au cours du mois de juillet par stratification due au flux solaire intense, après sans doute un approfondissement du au mélange induit par l'épisode de vent de début juillet. Jusqu'en août cette couche mélangée s'amincit sous l'effet du flux solaire et la thermocline est assez épaisse

du fait de la stratification en surface. Mi août les deux coups de vent consécutifs entraînent un approfondissement de la couche mélangée qui se poursuit jusqu'à la fin de la simulation. Cet approfondissement s'accompagne d'un amincissement de la thermocline. Les variations méridiennes des isothermes sont liées à la dynamique par l'équilibre géostrophique : lorsque la pente des isothermes est positive vers le nord, le courant géostrophique associé est vers l'est, ce qui est le cas ici au niveau du talus Cantabrique ; à l'inverse lorsque la pente est négative le courant est vers l'ouest, ce qui est le cas le long du talus Armoricain. Sur le plateau Celtique, on note la persistance d'une thermocline extrêmement pincée au niveau de la zone éponge, moins profonde que sur le plateau avoisinant. Cette remontée des isothermes est associée au fort courant vers l'ouest observé à la frontière nord du domaine, forcé par les conditions aux frontières.

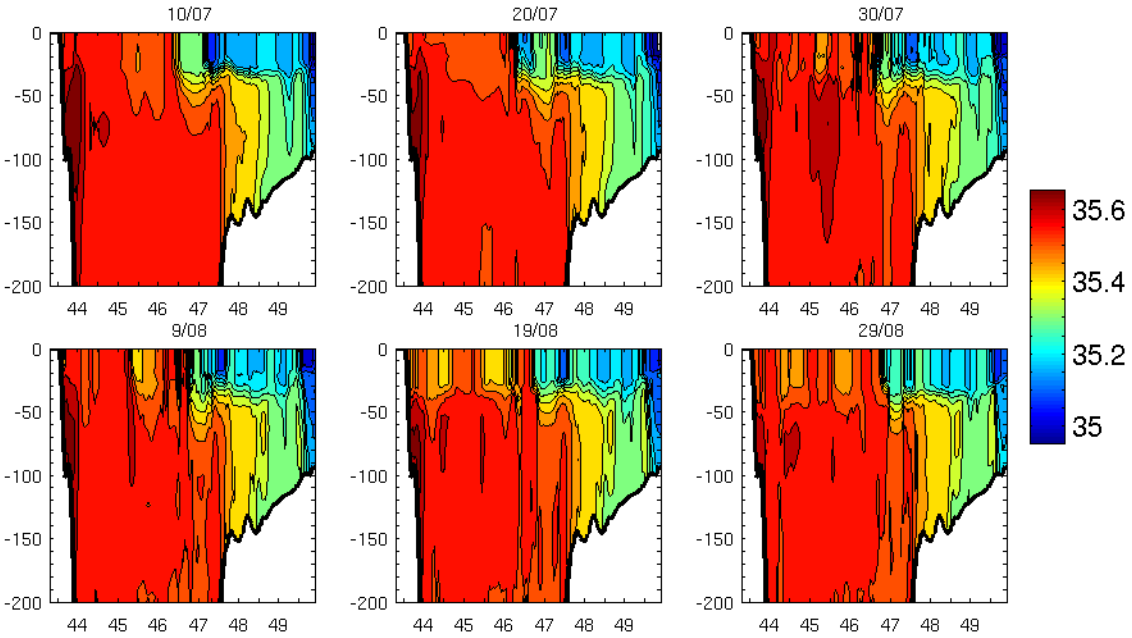


Figure D.35 : évolution temporelle de la salinité (psu) dans les 200 premiers mètres à 6.7°O

En salinité (Figure D.35), on note toujours la nette séparation entre les eaux du large, salées, et les eaux du plateau, peu salées. Au niveau du talus Armoricain, on observe dans la couche de surface les eaux peu salées advectées par le tourbillon cyclonique vers le large. Cette extension reste quasiment constante au cours de la simulation, le tourbillon en question restant le long du talus. De même, sous la couche de surface, les eaux du large débordent légèrement sur le talus. Ce débordement reste lui aussi quasi constant au cours de la simulation. On note aussi dans la couche de surface, au niveau de la plaine abyssale, l'apparition de filaments de salinité plus faible associés à la dispersion dans le Golfe de Gascogne d'eaux continentales plus douces au cours de la simulation, par les différentes structures méso échelle observées.

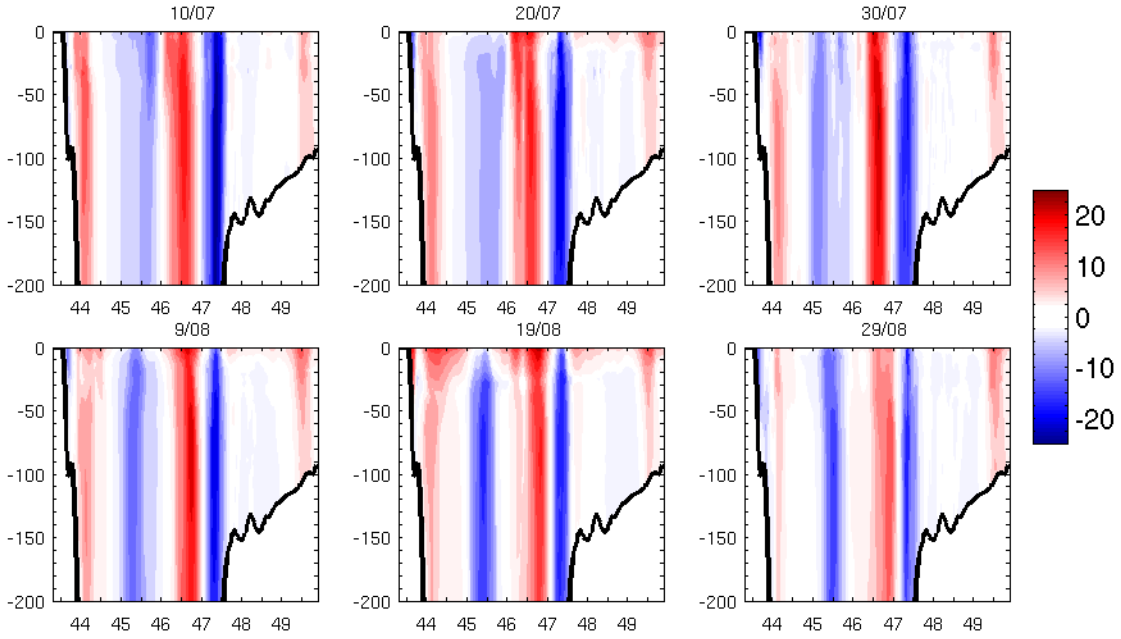


Figure D.36 : évolution temporelle du courant zonal (cm.s^{-1}) dans les 200 premiers mètres à 6.7°O

L'évolution temporelle des courants (Figure D.36) confirme leur structure quasi barotrope sur les couches proches de la surface. Les structures de courant évoluent peu durant la simulation, en particulier sur la plaine abyssale. On observe néanmoins une décélération du courant de pente le long du talus Armoricain, et de la branche de retour associée. De même le courant de pente du talus Cantabrique décroît fortement tout au long de la simulation, et on observe l'apparition périodique d'un contre-courant vers l'ouest le long de la côte espagnole. Celui-ci s'étend jusqu'à 100m de fond en fin de simulation. On constate de plus le 19 août une intensification des courants dans la couche de surface, sur les 20 à 30 premiers mètres, lors du dernier épisode de vent fort de la simulation, que l'on observe aussi en surface (Figure D.32). Enfin, on suit bien l'intensification du courant près de la frontière nord du domaine, qui est présent très tôt dans la simulation.

D.4.3 Quelques épisodes particuliers

D.4.3.1 Episode de vent du 8 juillet

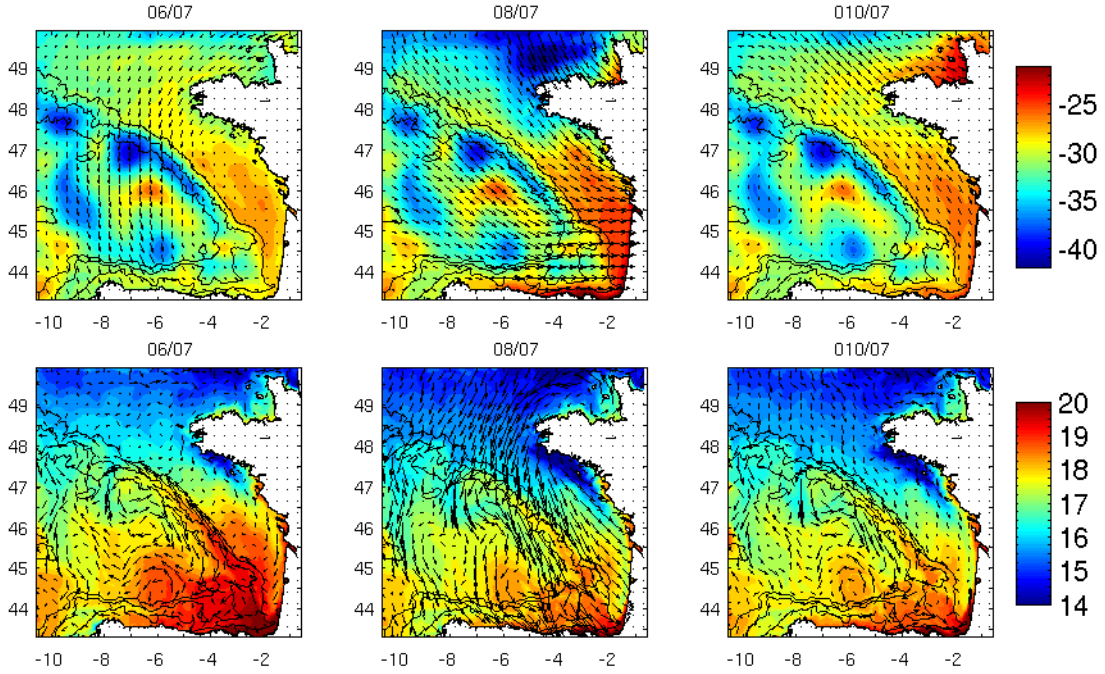


Figure D.37 : Haut : élévation de surface (cm) et stress de vent ($N.m^{-2}$, flèche de référence 0.1 $N.m^{-2}$). Bas : SST (°C) et courant de surface ($cm.s^{-1}$), flèche de référence 0.1 $cm.s^{-1}$. De gauche à droite : sortie du modèle précédent l'épisode, durant l'épisode, et suivant l'épisode.

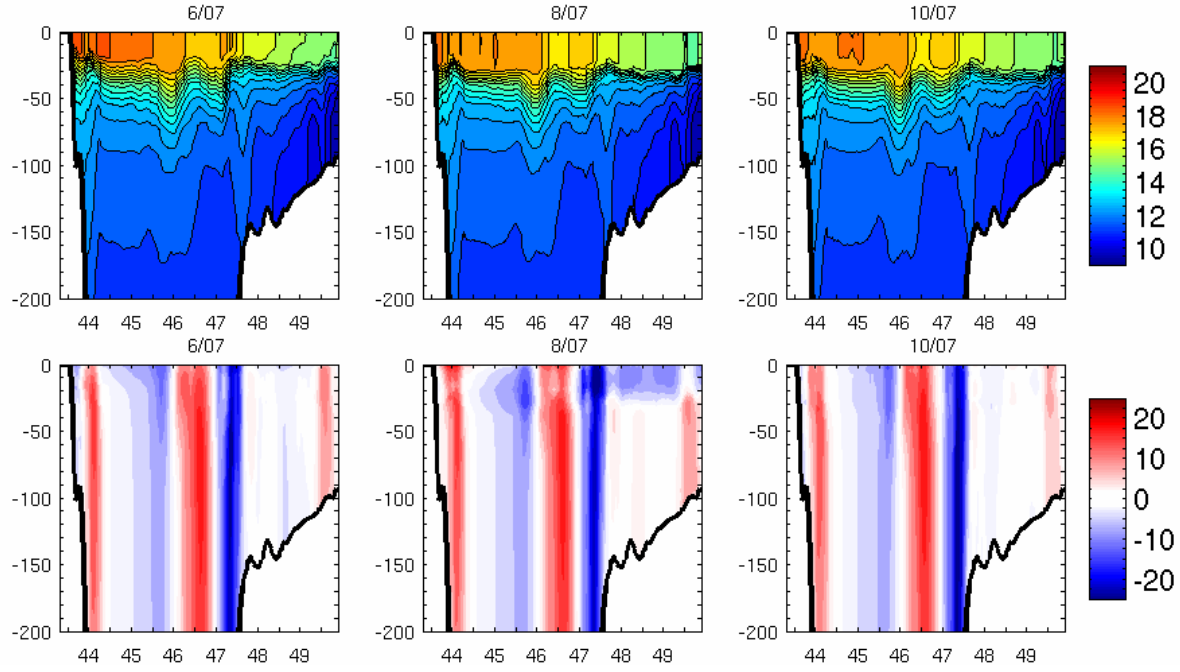


Figure D.38 : Haut : température (°C) sur les 200 premiers mètres à 6.7°O. Bas : courant zonal ($cm.s^{-1}$). De gauche à droite : sortie du modèle précédent l'épisode, durant l'épisode, et suivant l'épisode.

Durant le coup de vent du 8 juillet, on a vu que les vents s'intensifient dans une structure cyclonique centrée sur la Bretagne. Les vents sur le Golfe de Gascogne sont alors de nord ouest sur la partie nord, et d'ouest sur la partie sud (Figure D.37). L'élévation de surface est modifiée sur le plateau par une balance de la Manche vers le plateau Armoricain. A la suite de l'épisode elle revient à la situation précédent celui-ci. On constate que les courants de surface s'intensifient dans la direction du vent dominant, notamment sur le plateau où ils sont associés à un transfert de masses d'eau de la Manche vers le plateau Armoricain, mais aussi sur la plaine abyssale et sur le plateau Cantabrique. Comme pour l'élévation de surface, les courants de surface reviennent à la situation « initiale » à la suite du coup de vent. En revanche on remarque que la température de surface chute brusquement lors du coup de vent, de l'ordre de 0.5°C et de manière quasi uniforme sur la zone.

Sur la verticale (Figure D.38), ce coup de vent se traduit par un approfondissement de la couche de mélange, associée à une chute de la température dans la couche mélangée, observée en surface. Cet approfondissement se maintient à la suite du coup de vent. La thermocline se pince et les couches de subsurface sont peu affectées. De même les courants sous la thermocline sont peu affectés par le coup de vent, à la différence des courants de surface.

D.4.3.2 Episode de vent du 12 août

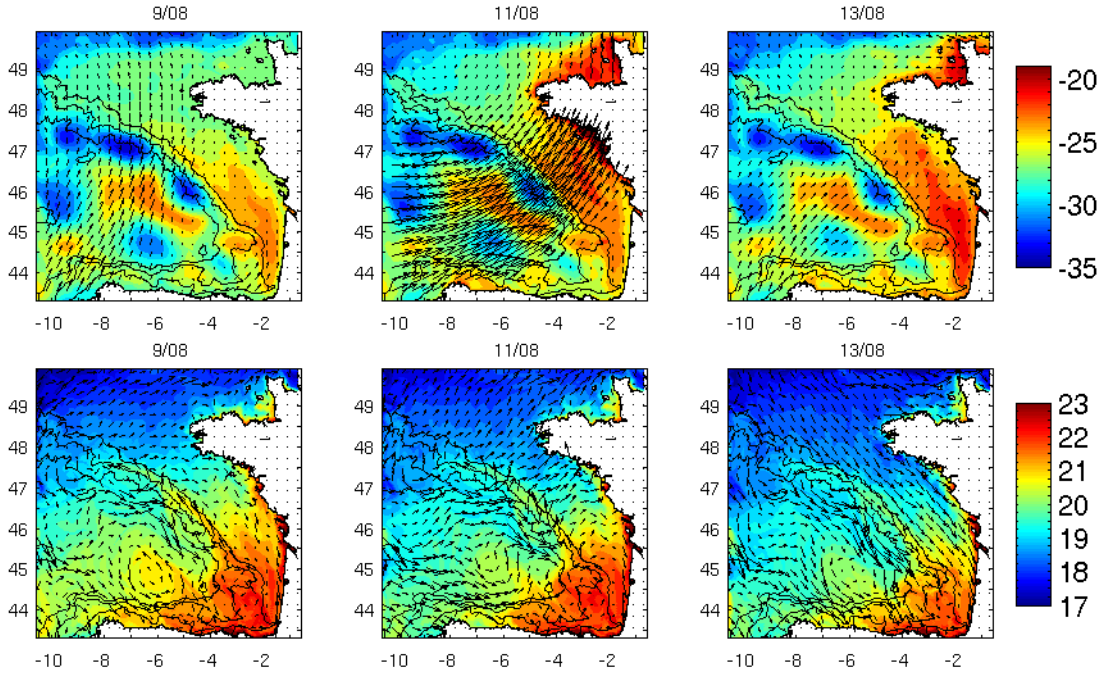


Figure D.39 : comme Figure D.37, mais pour l'épisode du 12 août.

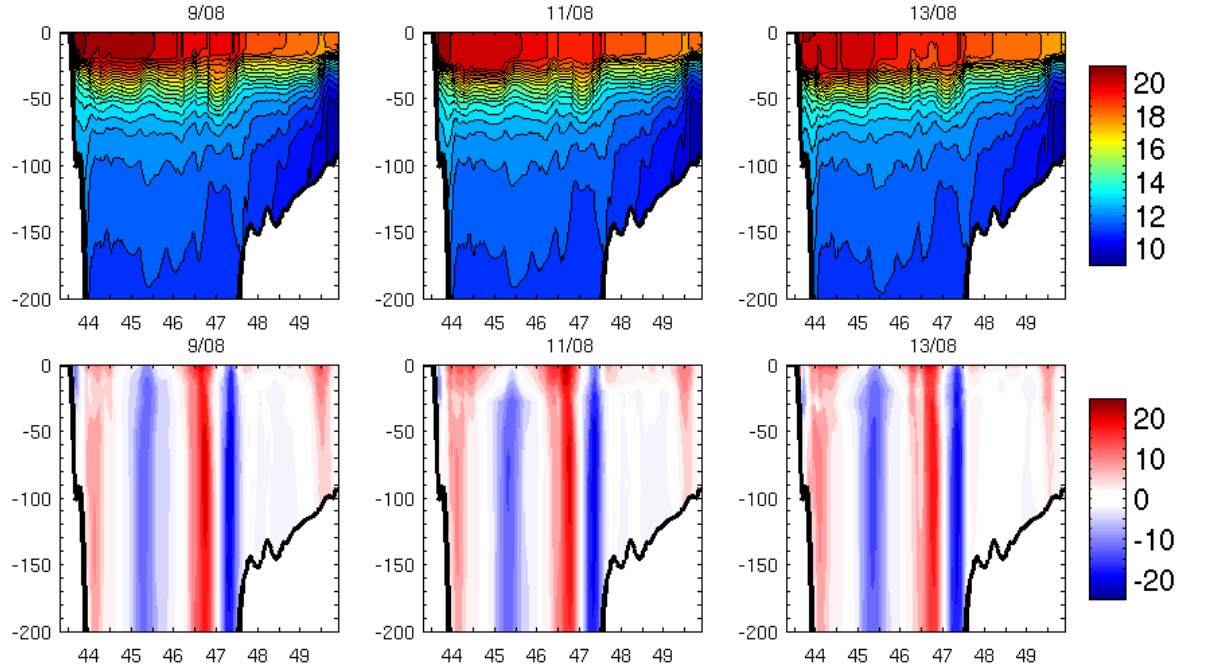


Figure D.40 : comme Figure D.38, mais pour l'épisode du 12 août.

L'épisode du 12 août est assez comparable à celui du 8 juillet, malgré une structure de vent différente. Tout d'abord l'élévation de surface est affectée essentiellement sur le plateau, avec une remontée des eaux poussées par le vent sur le plateau armoricain. Les structures de la plaine abyssale ne semblent pas modifiées. Les courants de surface s'intensifient dans la direction du vent dominant, notamment au niveau du talus Armoricain où il devient perpendiculaire à celui-ci au lieu de le longer. Un épisode de vent d'ouest semble donc favoriser un transfert de masses d'eaux sur le plateau. A la suite de ce coup de vent les courants de surface sur la plaine abyssale tendent à revenir à la situation précédant l'épisode. Sur le plateau, les courants sont intenses vers le sud est malgré un vent local faible. La température de surface, comme en juillet, diminue mais de manière moins notable, de l'ordre de 0.25°C. Ceci est sans doute du au vents moins intenses lors de ce second épisode. Sur la verticale, on observe aussi un approfondissement de la couche de mélange et un pincement de la thermocline. La partie profonde sous la thermocline est peu affectée par l'épisode de vent. En revanche les courants de surface s'intensifient dans la direction du vent.

L'épisode de vent du 18 août étant très similaire à celui du 12 août, nous n'allons pas nous y arrêter.

D.4.3.3 Upwelling de Galice

Nous avons déjà remarqué la présence d'un upwelling au large de la Galice vers la fin du mois de juillet (Figure D.30). En fait, deux upwellings ont lieu à cet endroit, l'un du 12 au 18 juillet, et un autre du 24 au 30 juillet.

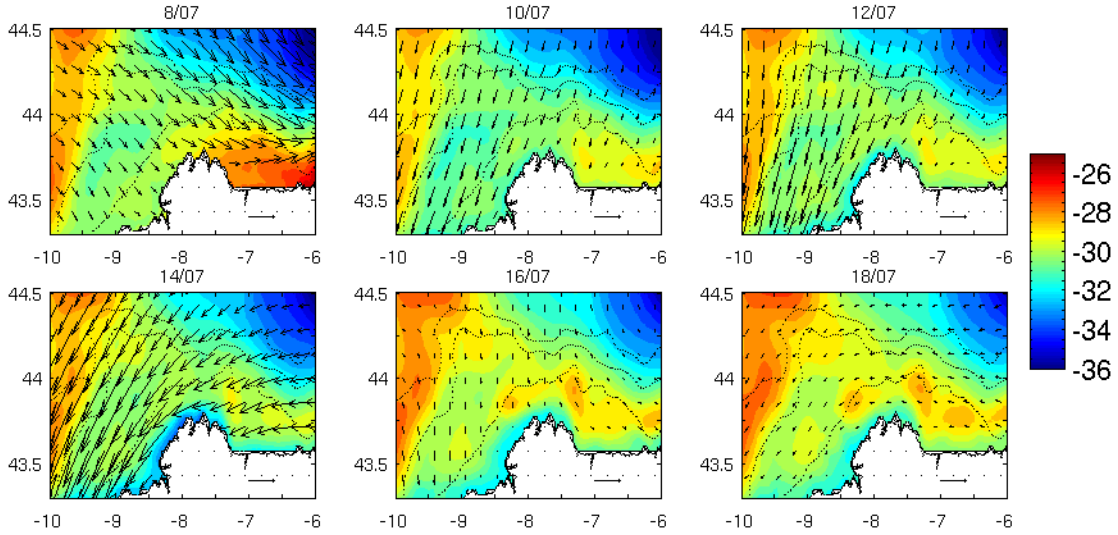


Figure D.41 : Elévation de surface (cm) et stress de vent ($N.m^{-2}$), flèche de référence 0.1 $N.m^{-2}$.

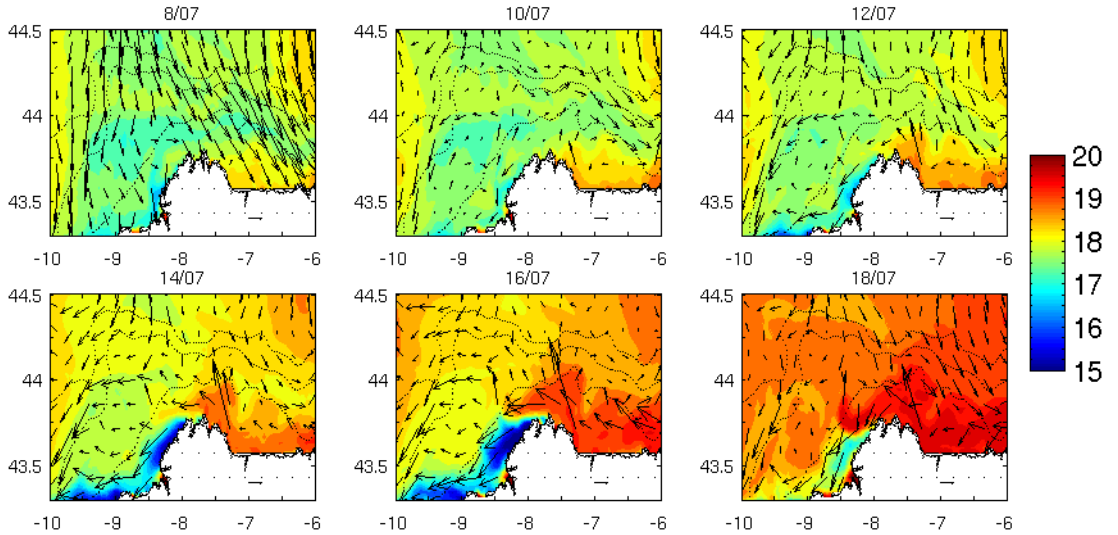


Figure D.42 : Température de surface (°C) et courant de surface ($cm.s^{-1}$), flèche de référence 10 $cm.s^{-1}$.

Les Figures D.41 et D.42 illustrent le premier upwelling. On observe du 10 au 14 juillet des vents de surface favorables à un upwelling local, c'est-à-dire parallèles à la côte avec celle-ci à gauche. Cet upwelling se développe avec un léger retard sur le vent ; il est très visible en température de surface, avec des écarts de l'ordre de 3 à 4 °C avec les eaux avoisinantes. L'élévation de surface se creuse localement, et le courant au niveau de l'upwelling respecte cette pente.

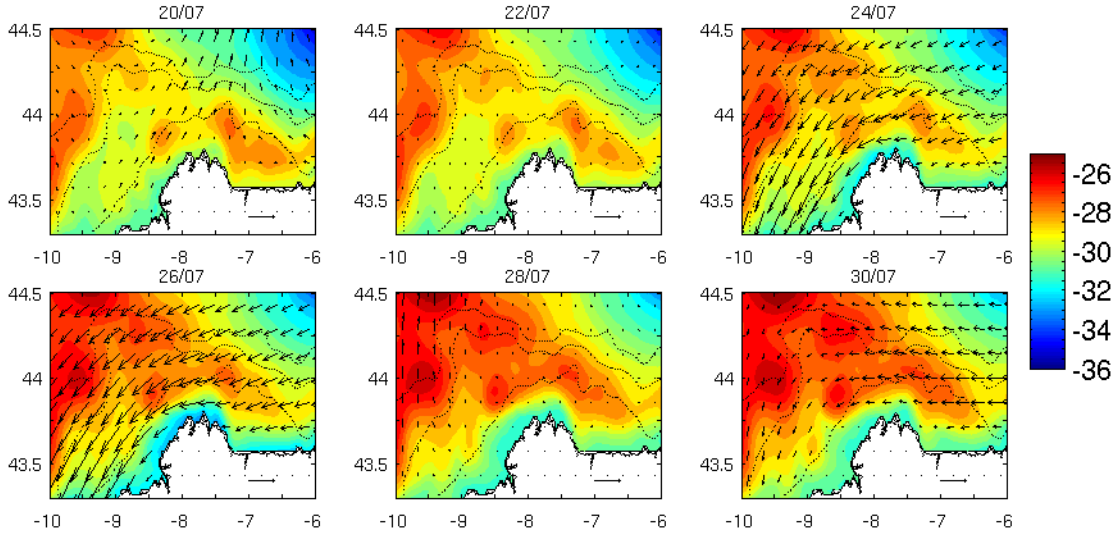


Figure D.43 : Elévation de surface (cm) et stress de vent ($N.m^{-2}$), la flèche de référence vaut 0.1 $N.m^{-2}$.

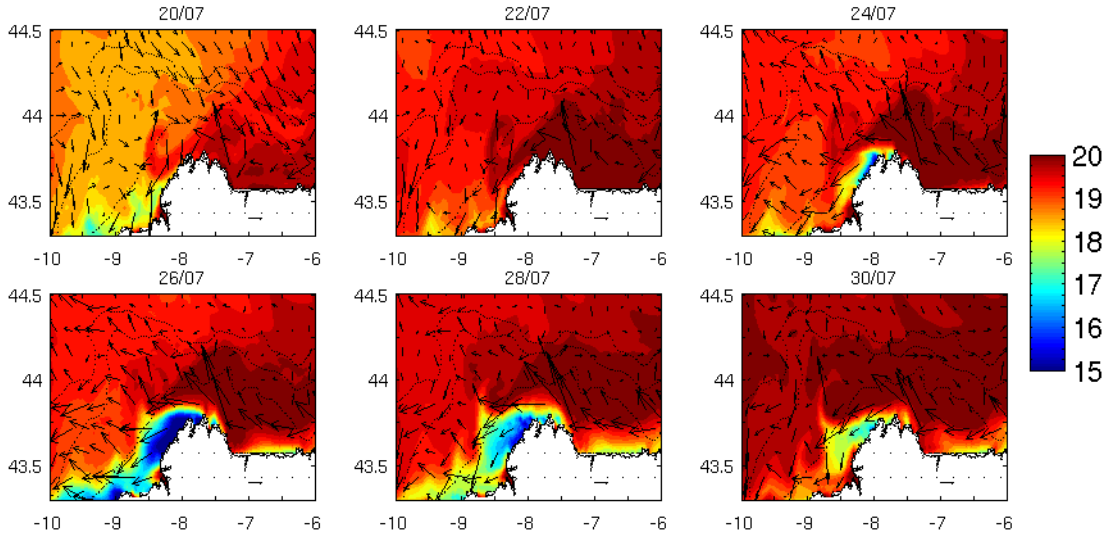


Figure D.44 : Température de surface (°C) et courant de surface ($cm.s^{-1}$), la flèche de référence vaut 10 $cm.s^{-1}$.

Le second upwelling (Figures D.43 et D.44) a des caractéristiques en tout point comparables. On notera que l'écart en température avec les eaux voisines est encore plus marqué et atteint presque 5 °C. Il semble avoir une plus grande extension spatiale, et l'on note les 28 et 30 juillet la formation de filaments d'eau froide associés à l'upwelling.

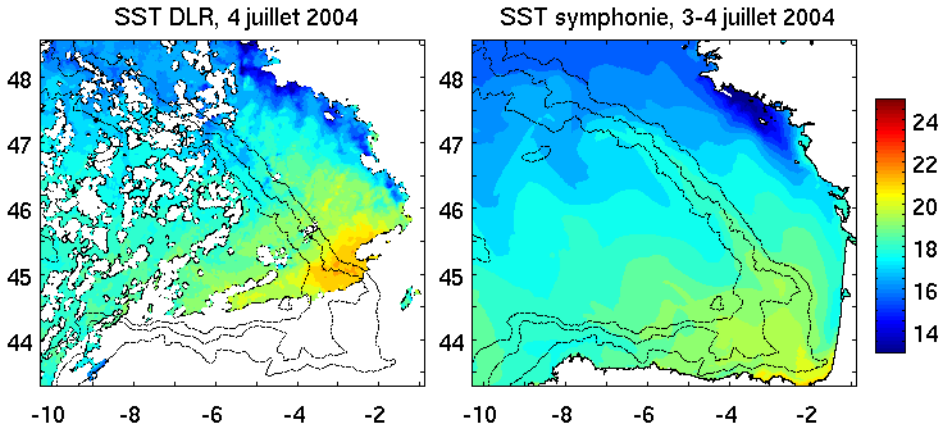
D.5 Validation du modèle

Avant de s'intéresser aux statistiques d'erreur du modèle, sur lesquelles repose l'analyse des performances d'un réseau d'observation, il convient de s'assurer que la simulation de référence est réaliste. En effet, le principe considérant que les covariances d'un ensemble de simulations représentent fidèlement les erreurs du modèle relatives au paramètre perturbé repose sur l'hypothèse que le modèle est non biaisé. Nous allons vérifier cette hypothèse par une comparaison des résultats de la simulation de référence avec les observations disponibles.

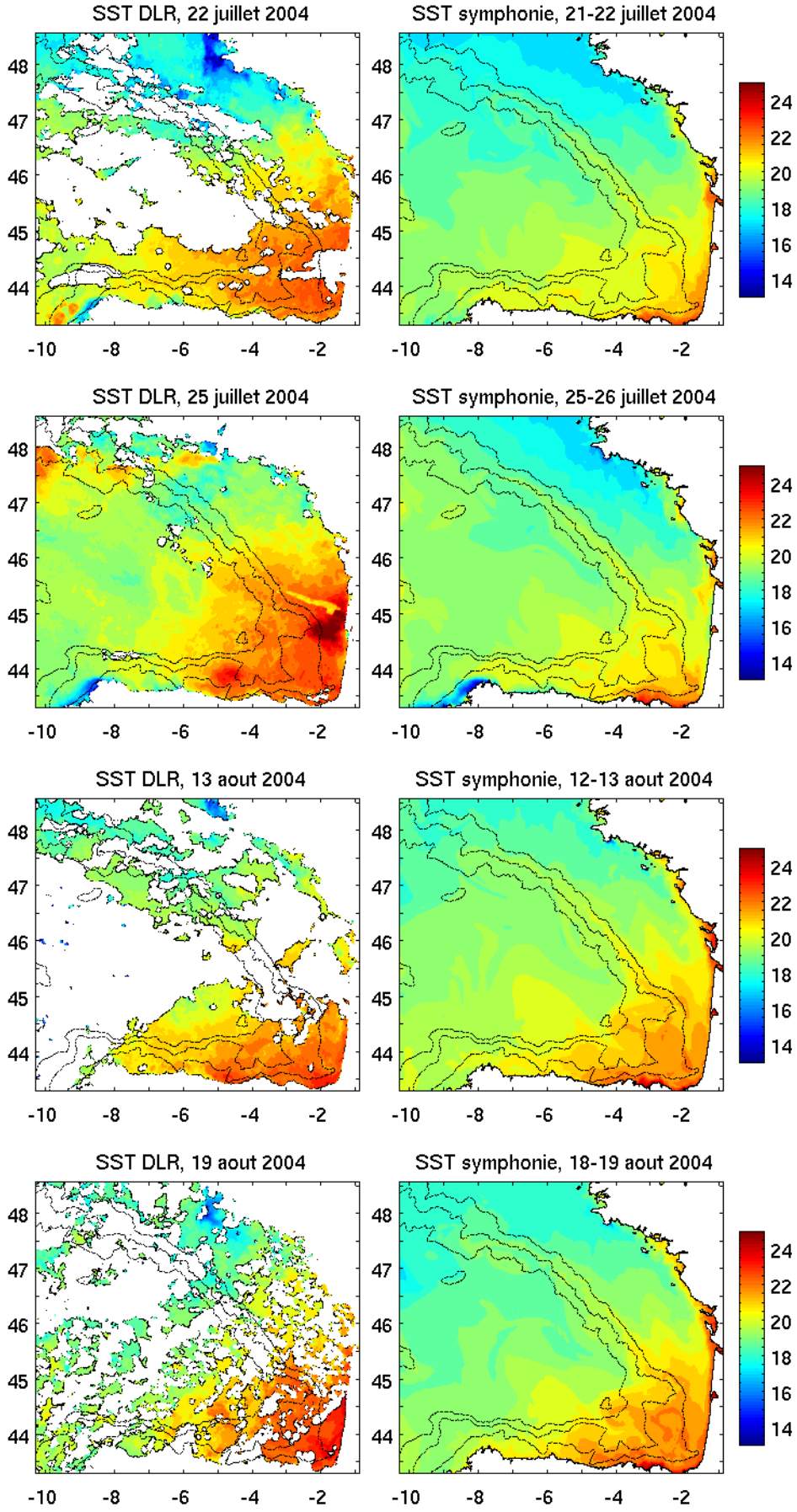
D.5.1 En surface

D.5.1.1 SST AVHRR

Nous commençons par étudier la température de surface de l'océan, grâce aux observations du radiomètre AVHRR, embarqué sur le satellite NOAA-17 de l'agence américaine, disponibles sur le site de DLR[2] (Deutsches Zentrum für Luft -und Raumfahrt, l'agence d'aérospatiale allemande). AVHRR ("Advanced Very High Resolution Radiometer") est un instrument mesurant les ondes émises ou réfléchies par la Terre dans le domaine visible à infrarouge par 6 canaux d'observation, adaptés à la mesure de jour comme de nuit. Malheureusement, ces images sont sensibles aux nuages, la couverture spatiale s'en trouve donc réduite. L'agence DLR produit des images corrigées des effets dus à la courbure de la Terre, la brillance en surface, et des effets de contraste. Elle fournit des données composites en moyennes journalière, hebdomadaire et mensuelle. En raison de la couverture nuageuse au cours de l'été 2004, particulièrement couvert, mais aussi de la variabilité de la SST, qui peut être très significative sur 7 jours, nous n'avons examiné que les cartes de moyenne journalière. Des informations plus précises sur le traitement des données AVHRR effectué au DLR sont disponibles sur leur site internet.



[2] http://eoweb.dlr.de:8080/servlets/template/welcome/entryPage.vm


SST DLR, 22 juillet 2004
SST symphonie, 21-22 juillet 2004
SST DLR, 25 juillet 2004
SST symphonie, 25-26 juillet 2004
SST DLR, 13 aout 2004
SST symphonie, 12-13 aout 2004
SST DLR, 19 aout 2004
SST symphonie, 18-19 aout 2004
48
47
46
45
44
-10
-8
-6
-4
-2
24
22
20
18
16
14

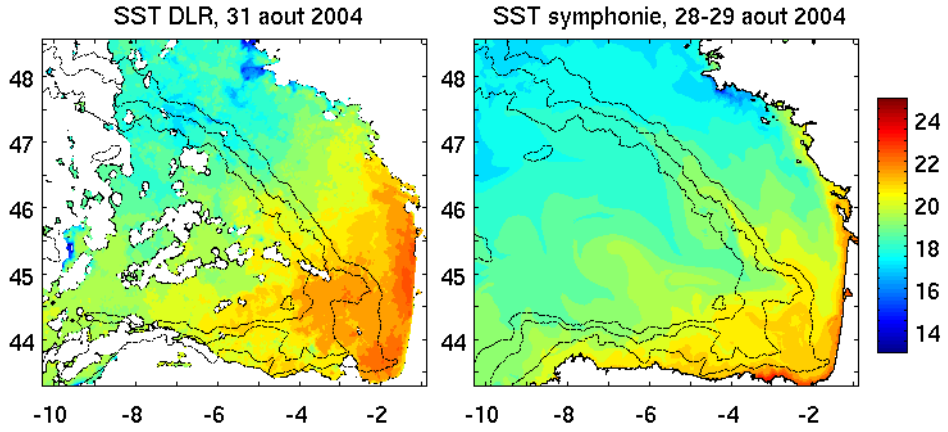


Figure D.45 : SST (°C) vues par AVHRR (gauche) et par le modèle Symphonie (droite). Les lignes isobathes 200, 2000 et 4000m sont notées. Elles ne sont qu'indicatives pour les données DLR en raison d'approximation dans la projection horizontale.

On constate premièrement que la simulation est constamment plus froide que les observations au fond du Golfe de Gascogne, notamment en juillet. Entre le 4 juillet et le 22 juillet, on observe un réchauffement du même ordre dans la simulation et dans les observations, et les températures de surface au nord de la zone observée sont du bon ordre de grandeur dans le modèle. En revanche, au fond du Golfe, la Langue d'Eau Chaude est beaucoup plus chaude dans les observations que dans le modèle, de 2 à 3°C fin juillet. Le gradient zonal de SST entre le sud-ouest de la zone et le fond du Golfe est malgré tout présent dans le modèle, avec un bon ordre de grandeur. De même les eaux plus froides au sud de la Bretagne sont présentes dans les deux jeux de données. Le 25 juillet, on observe une bande d'eau chaude vers 48°N dans les observations qui est très surprenante. Il s'agit peut-être d'une erreur dans le traitement des données par DLR, car cette tache d'eau chaude n'est pas présente sur la vue prise 3 jours avant. Au fond du Golfe, l'écart entre les observations et le modèle est à son maximum. En revanche, on observe très bien l'upwelling de Galice, ainsi que plus à l'est le long du plateau Cantabrique. Il est déjà observé sur les données du 22 juillet, mais très peu marqué dans le modèle. Le 25 juillet, le modèle présente un upwelling bien formé. Il a une extension spatiale tout à fait conforme aux observations, et la température modélisée est du bon ordre. Au mois d'août, l'accord entre les SST du modèle et des observations semble meilleur, pour ce que l'on peut voir des observations. On observe notamment les 13 et 19 août des eaux plus chaudes accolées à la côte au fond du Golfe, ainsi qu'une langue d'eau chaude se répandant sur la plaine abyssale vers 6°O. L'observation du 19 août permet de confirmer l'orientation SO-NE des isothermes de surface dans la partie sud-est, qui est respectée dans le modèle. A la fin de la simulation, nous avons accès à une très nette observation le 31 août, date à laquelle nous n'avons plus de sorties du modèle, aussi nous ne pouvons que la comparer au dernier champ disponible, qui est celui des 28 et 29 août. Cette observation permet de distinguer les directions vers lesquelles se répand la Langue d'eau chaude au fond du Golfe. Tout d'abord elle se répand vers l'ouest au large du plateau Cantabrique, ce que le modèle représente assez bien, ainsi que l'extension vers la plaine abyssale à ce niveau. Puis on observe des eaux chaudes le long de la côte Aquitaine, sur une bande beaucoup plus large que dans le modèle où ces eaux chaudes sont collées à la côte. Enfin, on observe bien une langue d'eau chaude le long de la pente du talus Armoricain, jusqu'à 46°N dans les observations le long de l'isobathe 4000m, et plus étendue dans le modèle centrée sur l'isobathe 2000m. Ces taches sont comparables aux structures vues sur la Figure D.4 qui signent la présence d'un courant de pente. En revanche, le modèle ne représente pas les eaux froides présentes dans les observations du nord du talus Armoricain jusqu'à 46°N tout au long

de l'été. Ceci n'est pas surprenant car ces eaux froides sont dues au mélange par les ondes internes essentiellement forcées par la marée (Pingree et al., 1982), qui n'est pas représentée. De même les eaux très froides observées localement au large du Finistère, correspondant au Front d'Ouessant et dues au mélange induit par le frottement des courants de marée sur le fond, ne sont pas présentes dans le modèle.

Le modèle semble assez performant pour modéliser les différentes zones caractérisées par leur température de surface, exception faite des phénomènes induits par la marée. Ces différentes zones sont notamment la langue d'eau chaude au fond du Golfe, des eaux chaudes le long de la côte Aquitaine, de l'eau chaude qui remonte du fond du Golfe le long du talus Armoricain, une langue d'eau chaude qui se répand sur la plaine abyssale au large à 6°O, et l'upwelling de Galice fin juillet, associé à des eaux froides. La simulation est néanmoins plus froide que les observations, de 1 à 3°C localement.

D.5.1.2 Elévation de surface Topex et Jason 1

Les autres données satellite à notre disposition sont les données altimétriques, mesurant l'anomalie de la hauteur de la mer. Les données mesurées par les satellites altimétriques, Topex-poseidon (qui s'est arrêté en 2006), Jason 1, GFO et Envisat, sont disponibles sous la forme de champs d'élévation de surface projetés sur une grille à deux dimensions, dans la base de données AVISO par exemple. L'élaboration de ces champs nécessite un traitement des données brutes, toutes mesurées au nadir du satellite, adapté aux échelles du large mais peu adapté aux phénomènes côtiers, qui ont des dimensions spatiales souvent plus courtes et sont souvent anisotropes, avec une variabilité temporelle très grande. Il est donc indispensable de traiter les données sur les traces elles-mêmes. C'est l'objet de nombreux travaux au sein du LEGOS, avec le projet Albicoca (Altimeter-Based Investigations in Corsica, Capraia and Contiguous Areas) en Méditerranée (Vignudelli et al., 2005), les travaux de thèse de Jérôme Bouffard (2007), ou encore la chaîne de traitement X-track, issue du projet Albicocca (Roblou et al., 2007). Cette chaîne de traitement permet la comparaison des données d'élévation de surface avec les données d'observation. En effet les données brutes le long des traces sont corrigées des effets de la pression dit de baromètre inverse, des effets de marée terrestre, des effets de charge. De plus, afin de rendre les données issues des observations satellites comparables avec notre modèle où la marée n'est pas présente, les données satellite sont corrigées du signal de marée océanique issu du modèle barotrope MOG2D. Nous pouvons alors comparer pour chaque trace la mesure satellite traitée avec X-track et la trace équivalente modélisée par Symphonie.

Pour chaque trace des observations et du modèle, la moyenne spatiale a été ôtée afin de s'intéresser à l'échelle des phénomènes et non à l'évolution temporelle du niveau de la mer. Les observations ont été moyennées sur une fenêtre de 18.4 km afin d'ôter les variations de très petite échelle spatiale et faciliter la lisibilité, mais aussi sur une fenêtre de 50km pour effectuer la comparaison entre le modèle et les observations à des échelles spatiales de longueur d'onde intermédiaire.

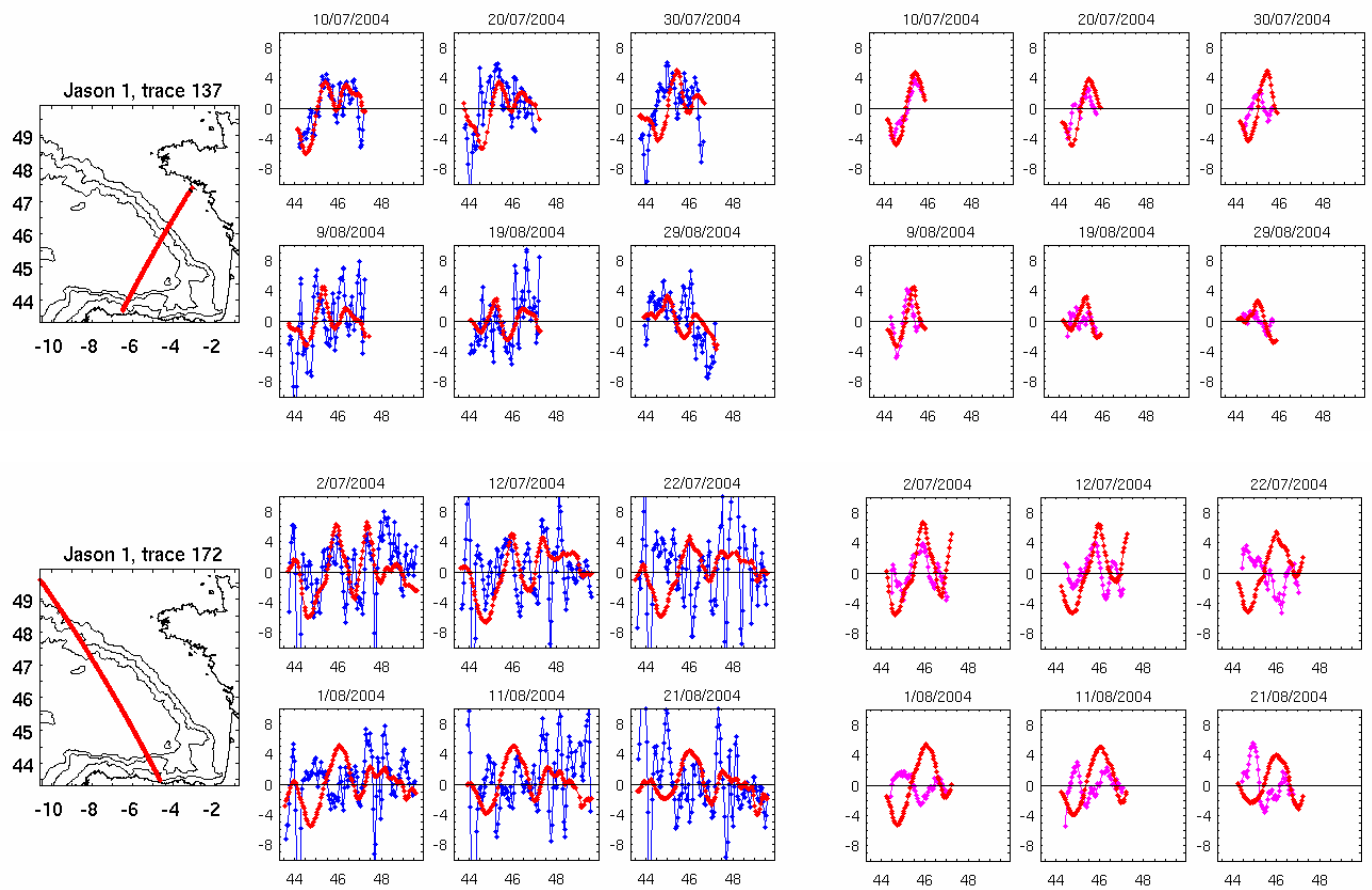


Figure D.46 : Gauche : mesures d'anomalies de hauteurs de mer (cm) en fonction de la latitude pour les observations traitées avec X-track filtrées sur une fenêtre de 18.4 km (bleu) et les données correspondantes dans le modèle Symphonie (rouge), pour les traces 137 (haut) et 172 (bas) de Jason 1. Droite : identique, mais pour les données sur la plaine abyssale uniquement (bathymétrie supérieure à 4000m), les données observés issues d'X-track étant filtrées sur une fenêtre de 50 km dans (rose).

On constate tout d'abord la plus grande variabilité spatio-temporelle des séries d'observation. Les amplitudes des séries observées, filtrées à 18.4 km, sont plus élevées, et les changements de situation d'une mesure à l'autre sont plus marqués que dans le modèle. Les séries observées présentent de nombreux pics de petite échelle spatiale, qui sont mal représentées par le modèle. Bouffard et al. (2008a) ont montré que le modèle Symphonie, mis en place sur la Méditerranée Nord-Ouest mais avec la même grille, n'est pas assez énergétique dans les échelles spatiales inférieures à 50 km. C'est ce qui semble se confirmer ici. Les variations de l'élévation de surface, dans la gamme de longueurs d'onde intermédiaires, dans le modèle présentent une amplitude et une extension spatiales satisfaisantes, vues sur les comparaisons avec les observations filtrées sur une fenêtre de 50 km.

La trace 137 (Figure D.46) de Jason est fidèlement représentée par le modèle Symphonie en début de simulation. Par la suite, les données observées présentent des pics aux petites échelles spatiales non représentés par le modèle. Les différences sont plus marquées au niveau du plateau et du talus continentaux. On observe en revanche un bon accord en terme

d'amplitude et d'échelles spatiales des structures pour les structures de longueur d'onde intermédiaire, sur la plaine abyssale. Ceci se vérifie aussi sur la trace 172 de Jason, qui présente de nombreux pics de petite échelle non représentés dans le modèle (Figure D.46 gauche), tandis que les variations de hauteur de mer de longueur d'onde supérieure à 50 km sur la plaine abyssale ont des caractéristiques réalistes (Figure D.45 droite), malgré des différences de localisation et de signe au cours de la simulation. La comparaison avec les observations plus haute fréquence confirme que les écarts sont importants sur les plateaux Celtique et Cantabrique, ainsi qu'au niveau du talus continental. Les traces 61 et 248 de Topex-poseidon illustrent elles aussi les écarts importants entre le modèle et les observations à l'abord et sur le plateau continental. La trace 62 présente de très gros écarts sur le plateau Celtique entre les observations et les sorties du modèle (Figure D.46 gauche), et des variations de plus grande longueur d'onde réalistes en taille et en amplitude au niveau de la plaine abyssale (Figure D.46 droite). De même la trace 248 présente des pics d'élévation de surface de grande amplitude sur le plateau Cantabrique absents du modèle ainsi qu'au passage du talus continental et, dans une moindre mesure, sur le plateau Celtique. L'accord qualitatif sur la plaine abyssale dans la gamme de longueur d'onde intermédiaire est en revanche très bon (Figure D.47).

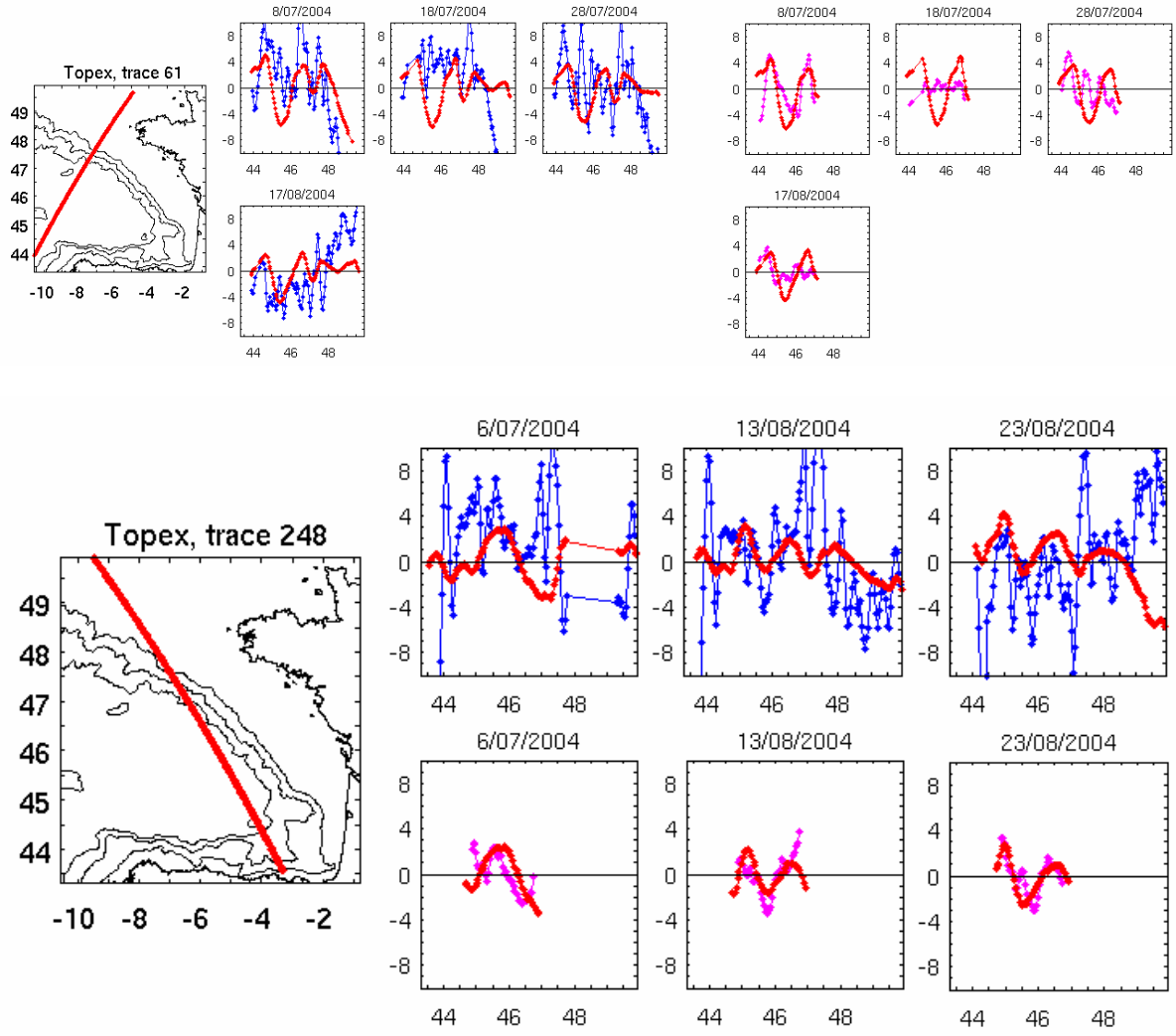


Figure D.47 : Comme Figure D.46, pour les traces 61 (haut) et 248 (bas) de Topex-poseidon.

L'élévation de surface du modèle apparaît donc comme assez fidèle sur la plaine abyssale pour ce qui concerne l'échelle et l'amplitude des structures mesurées, dans une gamme d'échelle spatiale égale ou supérieure à environ 50 km. En revanche, les différences de niveau entre le plateau et le large et leur variabilité dans le temps ne sont pas représentées dans le modèle, ou alors avec une amplitude très faible. Les structures modélisées sur le plateau sont là aussi de plus faible amplitude dans le modèle. Les variations de l'élévation de surface observée près des côtes restent malgré le traitement des données sujettes à une incertitude plus grande. Tout d'abord les données altimétriques brutes sont polluées par la présence des continents qui détériorent la correction radiométrique jusqu'à 30 km de la côte, d'autre part les corrections dues à la marée océanique souffrent elles aussi d'une incertitude, qui est bien entendu plus élevée sur le plateau, où la marée a la plus grande amplitude. Ceci rend la comparaison entre les observations et les données du modèle moins aisée sur le plateau.

L'adéquation relative en terme d'échelle spatiale et d'amplitude entre les observations et le modèle au niveau de la plaine abyssale est satisfaisante pour s'intéresser aux phénomènes meso échelle générés à l'interface entre l'océan profond et le plateau. La limite de représentativité du modèle, en termes d'élévation de surface, limite l'étude à des structures méso échelle bien développées, de type tourbillons ou méandres, de durée de vie de quelques jours à quelques semaines.

D.5.1.3 Elévation de surface à la côte par les marégraphes

Afin de compléter la validation de l'élévation de surface représentée par le modèle entamée par la comparaison avec l'altimétrie, nous analysons maintenant les données issues des marégraphes de la zone. La comparaison avec les sorties du modèle permet de valider les évolutions basse fréquence de l'élévation de surface à la côte. Les données marégraphiques que nous utilisons sont des données d'élévation de surface fournies toutes les heures. Une analyse harmonique a permis d'ôter 65 composantes haute fréquence de la marée océanique. Les effets du baromètre inverse ont été retirés grâce au champ de pression atmosphérique issue du modèle Aladin. Puis, les données à 2 heures on été moyennées sur 2 jours pour être comparables avec les sorties du modèle.

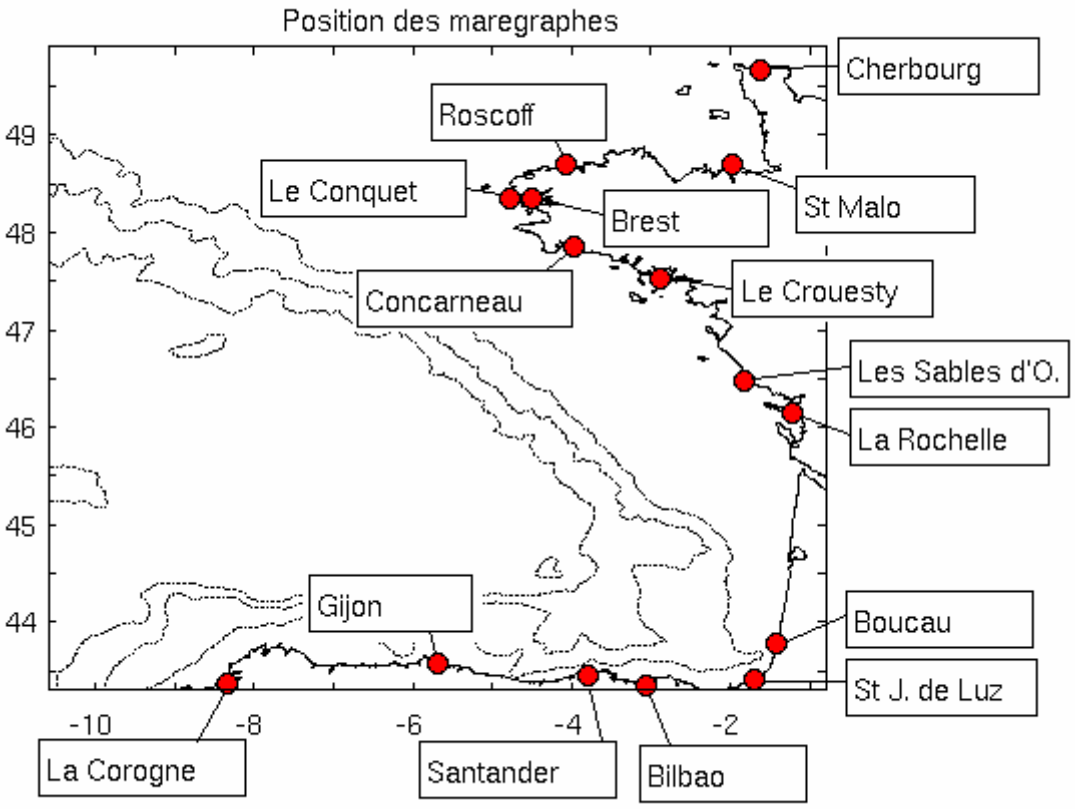


Figure D.48 : positions des 15 marégraphes utilisés pour la comparaison avec le modèle.

L'accord avec les marégraphes est vraiment très satisfaisant. Les tendances à plusieurs jours sont respectées, notamment une montée des eaux sur le plateau Armoricain, ainsi que les pics dus aux épisodes de tempête. Les différences les plus marquées ont lieu de l'Aquitaine, depuis Boucau plus précisément, jusqu'à la Galice, zone pour laquelle l'amplitude de l'élévation de surface du modèle est plus faible que dans les observations. Il est à noter que la modélisation de l'élévation de surface en Manche est tout à fait correcte, malgré les réserves que nous avons émises sur cette zone dans notre simulation.

Ce bon accord des données marégraphiques lève en grande partie les doutes suscités par la précédente comparaison des données altimétriques. La dynamique de notre modèle s'avère donc réaliste sur le plateau, tant que peut l'être une simulation dont la marée est absente.

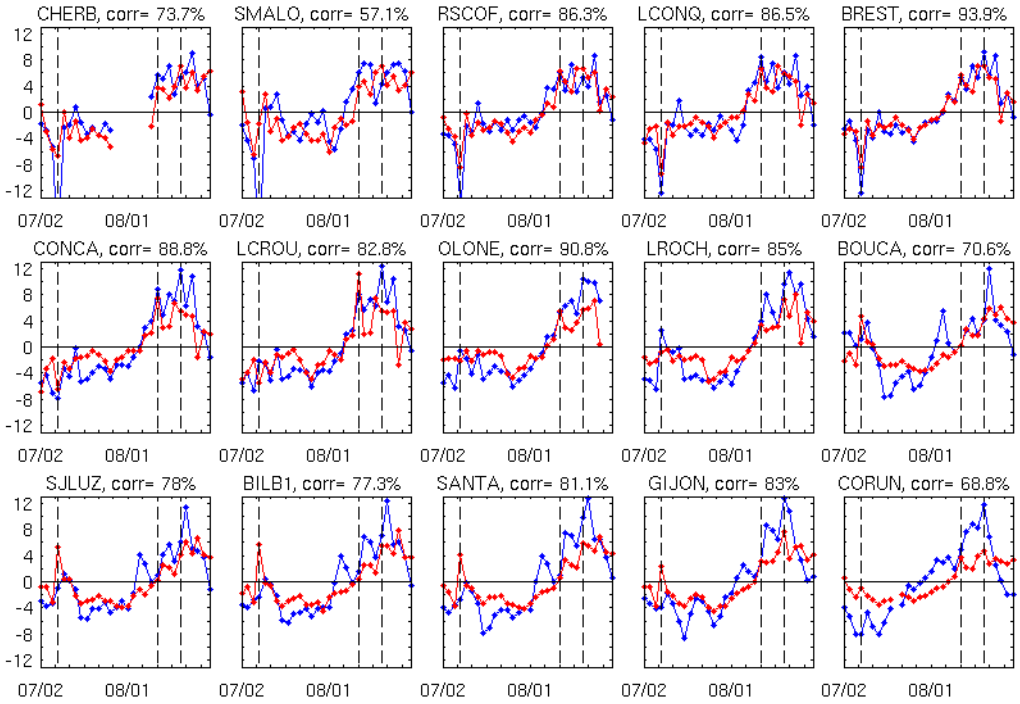


Figure D.49 : comparaison des séries temporelles d'élévation de surface autour de la moyenne temporelle pour les observations aux marégraphes (bleu) et les sorties du modèle correspondante (rouge). Les marégraphes sont classés de gauche à droite et de haut en bas, de Cherbourg au nord est à La Corogne au sud ouest de la zone en longeant la côte. Les dates des 3 épisodes de vent des 8 juillet, 12 et 18 août sont indiqués en traits mixtes verticaux. Les corrélations entre les deux séries sont indiquées dans le titre ainsi qu'un indicatif du lieu.

D.5.1.4 Données de couleur de l'eau

Les données de couleur de l'eau sont principalement utilisées en océanographie pour étudier l'activité biologique dans la couche de surface, ou le transport sédimentaire. Néanmoins la chlorophylle et les sédiments sont sensibles à la physique de l'océan, notamment la dynamique, pour laquelle ils peuvent s'apparenter à des traceurs. Ce type de diagnostic est en particulier possible lors des pics de densité de chlorophylle au printemps, à l'occasion de la floraison ou « bloom phytoplanctonique ». Nous avons donc utilisé quatre cartes de couleur de l'eau prises par l'instrument MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer, ou radiomètre d'image à résolution modérée) du satellite Aqua de la NASA, l'agence spatiale américaine. Elles ont été prises à la mi-mai 2004 et en avril et mai 2005, et ne sont donc pas représentatives de notre période d'étude. Ces images sont disponibles sur les sites Internet de l'ESA et la NASA. Malgré les précautions nécessaires pour interpréter les images instantanées de phytoplancton, traceur passif advecté dans un champ de vitesse (lire par exemple Le Hahn et al., 2007), ces images nous renseignent sur les types de structures dynamiques présentes sur la zone et leurs échelles.

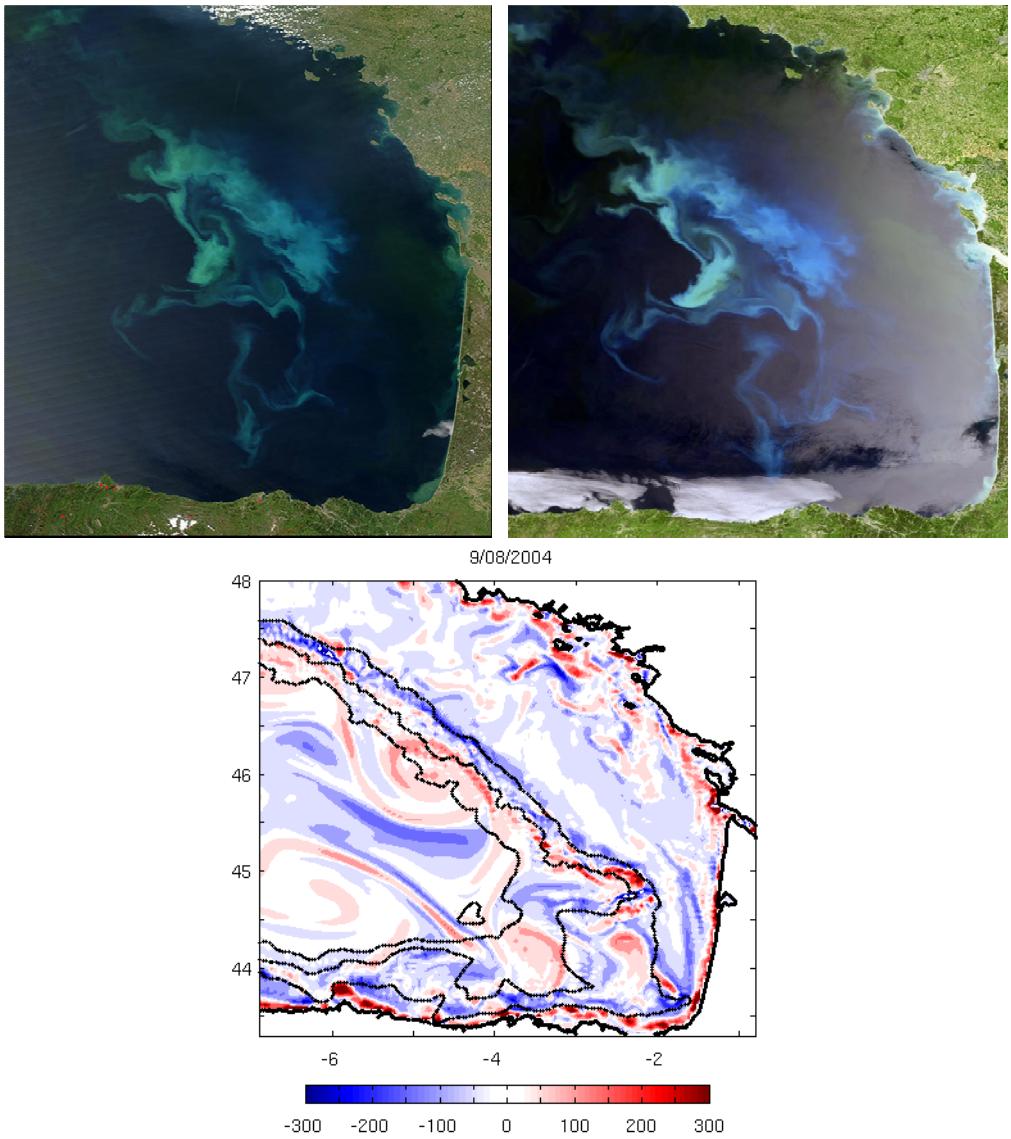


Figure D.50 : images Modis de couleur de l'eau les 16 et 17 mai 2004 (images ESA/NASA, haut), et vorticité relative de surface du modèle Symphonie le 9 août 2004 (10^4 s^{-1}, en bas).

On voit sur la Figure D.50 un méandre de chlorophyle formé le long du talus Armoricain, dans une structure cyclonique, au même endroit où nous trouvons un tourbillon cyclonique dans le modèle. La taille de cette structure semble plus petite sur les images Modis, néanmoins l'ordre de grandeur est proche. Juste au sud de ce tourbillon, on observe un filament zonal de chlorophylle de dimension comparable au filament de vorticité vu sur le modèle Symphonie au sud ouest du tourbillon. Vers 45°N, on observe en sortie du Plateau des Landes une structure filamentaire en croix brisée, dont l'évolution entre les deux images semble indiquer une activité vorticale de type champignon associée à deux lobes de vorticité positive et négative, schématisée ainsi :

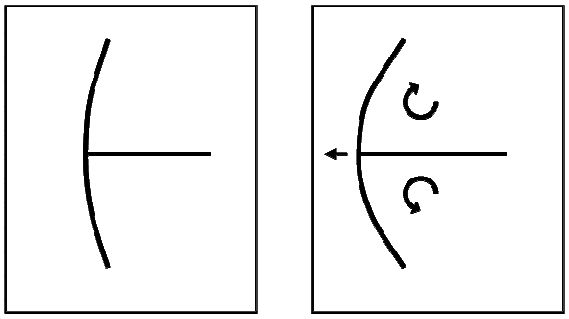


Figure D.51 : schéma d'une structure de vorticité dipolaire de type champignon

Le modèle présente le même type de dynamique, au même endroit.

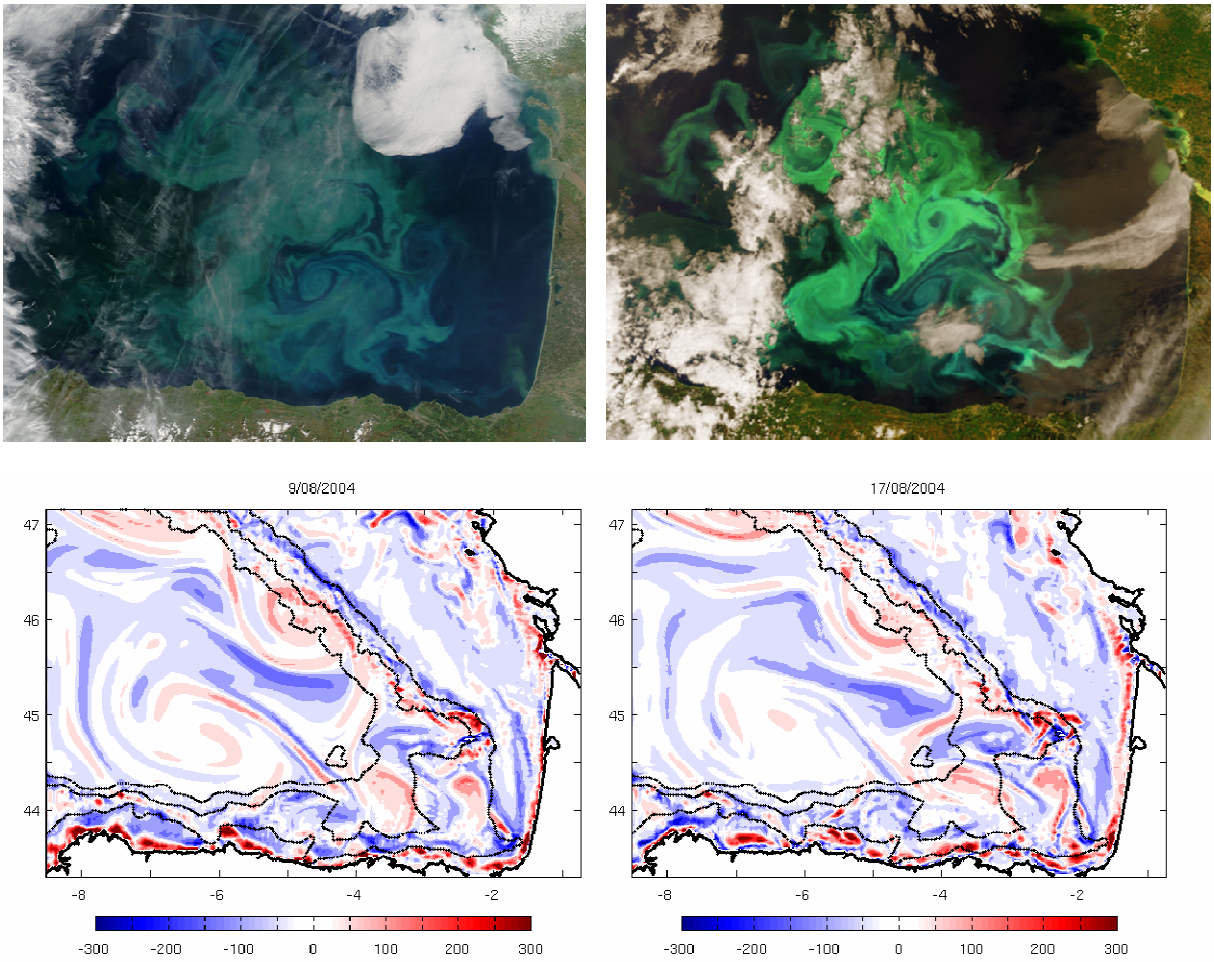


Figure D.52 : images Modis de couleur de l'eau les 29 avril et 6 mai 2005 (images ESA/NASA, haut), et vorticité relative de surface du modèle Symphonie les 9 et 17 août 2004 (10^4 s^{-1}, en bas).

Les images de la Figure D.52 sont plus espacées dans le temps. La première n'est pas très nette en terme de structures observées, néanmoins on distingue clairement un méandre de chlorophylle enroulé de manière cyclonique au sud du bassin. Le long du talus, on semble distinguer deux structures de type cyclonique adossées au talus. Une semaine plus tard, la zone est littéralement couverte de structures de type tourbillonnaire, cycloniques et anticycloniques. Ces structures sont complexes sur le Plateau des Landes et en sortie du

Canyon de Cap Ferret, de type champignons, dipôles ou triplets. Un tourbillon cyclonique dont on soupçonnait la présence le 29 avril est visible le 6 mai plus au nord le long du talus. Il semble être localisé à peu près au même endroit que sur la série de photos de la Figure D.50 datant de l'année précédente, et donc proche de celui trouvé dans notre simulation. Il est de dimension supérieure à ceux observés au sud-est, mais est comparable avec le tourbillon simulé. Notre simulation présente dans son ensemble moins de tourbillons formés, malgré une structure dipolaire de type champignon au bord du Plateau des Landes. De plus la variabilité temporelle semble plus faible, la situation 8 jours plus tard étant assez proche de celle du 9 août, le dipôle étant simplement advecté plus au large.

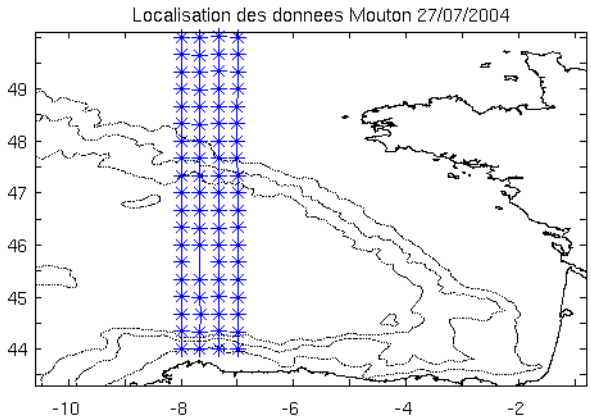
Ces deux exemples, malgré le fait que les observations ont lieu au printemps et non en été, nous permettent de noter que le fond du Golfe de Gascogne et en particulier la sortie du Canyon de Cap Ferret est une zone de forte activité vorticale. Le long du talus est lui aussi un lieu où peuvent se former des tourbillons, lorsque le talus Armoricain marque un changement de direction. Enfin, la présence de nombreux tourbillons cycloniques sur la zone dans les observations confirme la présence de ce type de structures, beaucoup moins documenté dans la littérature que les tourbillons anticycloniques de type Swoddies référencés notamment par Pingree et Le Cann (1992a, 1992b), dont la prédominance a été confirmée Van Aken (2002). Les études de Pingree et Le Cann portent sur des tourbillons formés en hiver, ce qui n'est peut-être pas le cas ici et peut expliquer ces différences. Notre simulation a lieu en été, qui n'est pas non plus la saison des cartes présentées, mais la prédominance de structures cycloniques dans notre simulation ne semble pas irréaliste. Les structures de vorticité modélisées ont des échelles spatiales légèrement supérieure aux structures observées par satellite, mais l'ordre de grandeur est correct.

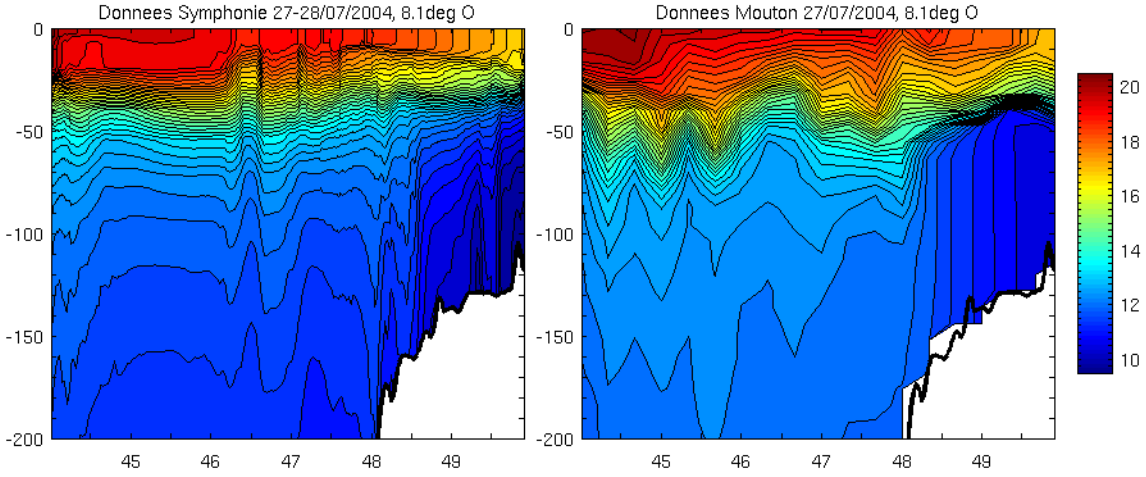
D.5.2 Sur la verticale

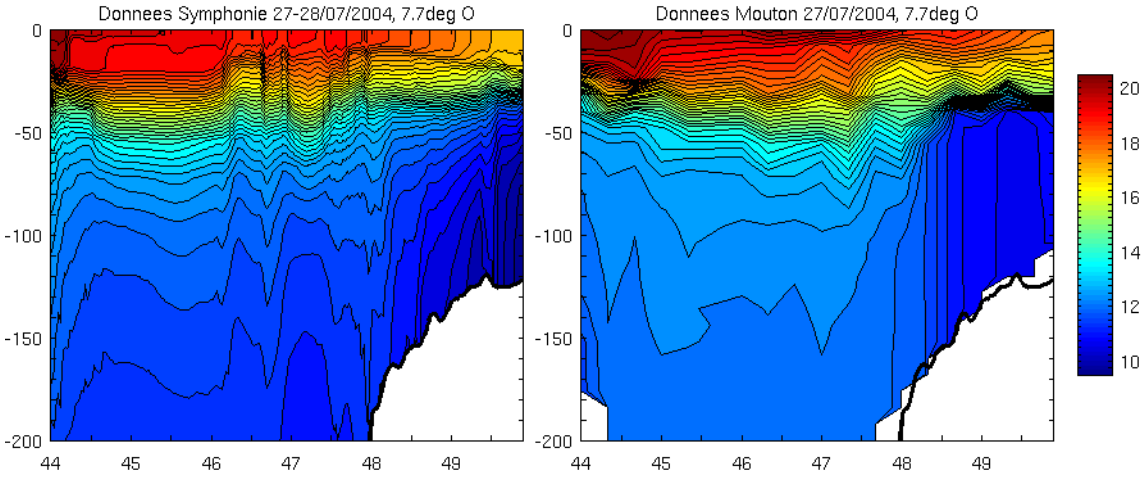
Après nous être intéressés à l'état de la mer en surface, nous nous intéressons maintenant à la représentation fidèle de la mer sur la profondeur. Ceci tout d'abord pour s'assurer que les masses d'eau typiques de la zone sont bien présentes, mais aussi parce que les variations hydrographiques sur la verticale déterminent l'échelle des processus méso échelle qui nous intéressent tout particulièrement.

D.5.2.1 Relevés AXBT de la campagne Mouton 2004

Un premier jeu de données exploitables est constitué de relevés de température sur la colonne d'eau effectués le 27 juillet 2004 par AXBT (« Airborne Expendable Bathythermograph ») durant la campagne MOUTON (« Modélisation Océanique d'Un Théâtre d'Opérations Navales ») effectuée par le SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine), qui nous a gracieusement donné accès à ces mesures. Elles sont présentées sur la Figure D.53 avec les sorties du modèle correspondantes.


Localisation des donnees Mouton 27/07/2004
49
48
47
46
45
44
-10
-8
-6
-4
-2


Donnees Symphonie 27-28/07/2004, 8.1deg O
Donnees Mouton 27/07/2004, 8.1deg O
0
-50
-100
-150
-200
45
46
47
48
49
20
18
16
14
12
10


Donnees Symphonie 27-28/07/2004, 7.7deg O
Donnees Mouton 27/07/2004, 7.7deg O
0
-50
-100
-150
-200
44
45
46
47
48
49
20
18
16
14
12
10

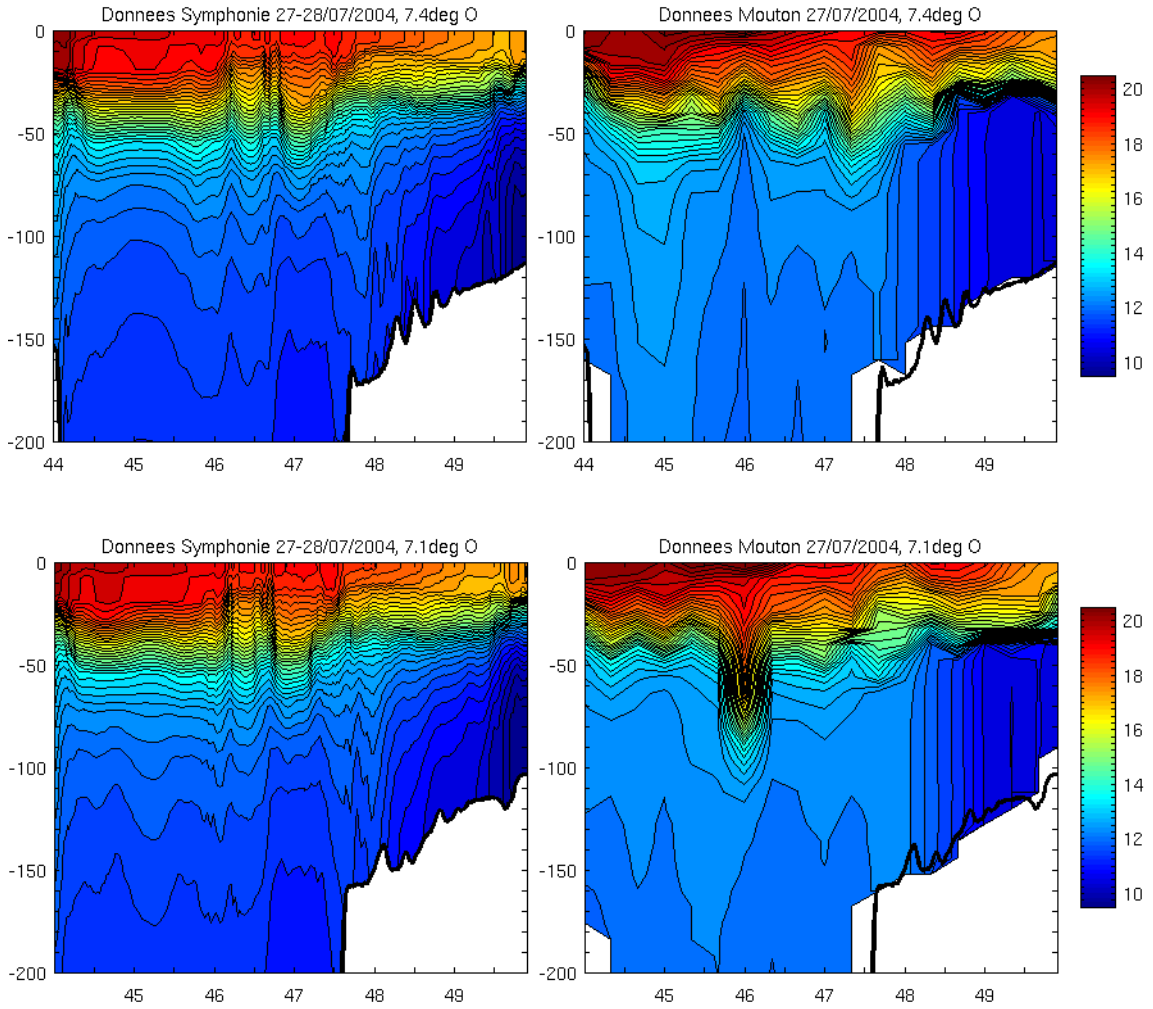


Figure D.53 : carte des profils verticaux et relevés de température (°C) dans les 200 premiers mètres en fonction de la latitude lors de la campagne MOUTON et température du modèle (°C) correspondantes. Les isothermes sont indiquées tous les 0.5°C

On remarque que les températures de surface observées sont plus chaudes que celles modélisées, de 0.5 à 1.5°C localement. Ceci confirme ce que l'on a déjà déduit des observations satellite de SST par AVHRR. Cet écart de température est sans doute lié à la profondeur de la couche mélangée, qui est plus profonde dans le modèle que dans les observations. La quantité de chaleur reçue en surface dans le modèle est mélangée dans une couche plus profonde, ce qui la « dilue » et induit une température dans cette couche mélangée plus faible que si celle-ci était plus mince. En revanche, la thermocline dans le modèle semble être à une profondeur proche de celle observée, malgré des écarts locaux. Sa partie supérieure est plus mince en raison de la couche de mélange plus profonde, en revanche les eaux sous la thermocline deviennent rapidement plus froides dans le modèle. Les observations réalisées entre la thermocline et 200 m de profondeur indiquent des eaux entre 12 et 12.5°C, tandis que le modèle présente des eaux descendant à 11.5°C. C'est une différence notable entre les deux jeux de données. On note que la thermocline est moins profonde et plus pincée sur plateau Cantabrique et le plateau Celtique que dans la partie hauturière, dans le modèle comme dans les observations. Sur le plateau Celtique, les eaux de fond sont nettement plus froides dans les observations que dans le modèle. De même la thermocline y est plus pincée dans les observations que dans le modèle. Ceci est du au fait que

nous ne modélisons pas la marée, qui induit un fort mélange sur le fond par les courants de marée sur le plateau. De même la thermocline observée est toujours beaucoup plus diffuse au niveau du talus Armoricain, au point d'affecter la température de surface comme vu sur les mesures satellite AVHRR, en raison des ondes internes qui induisent un mélange local dans cette thermocline. Ces ondes étant forcées notamment par la marée, on ne retrouve pas un tel mélange dans le modèle, ou de manière faible. Les variations de la profondeur de la thermocline sur la plaine abyssale sont d'un bon ordre de grandeur, tant au niveau du déplacement vertical, de l'ordre de 5 à 10 m, que des échelles horizontales de ces déplacements, entre 50 et 100 km. Ces variations sont associées à des phénomènes dynamiques de type méso échelle, tels que les tourbillons et les méandres. On remarque sur l'observation à 7.1°O un approfondissement de la thermocline très marqué à 46°N. Cet approfondissement ne concerne qu'un seul profil vertical, aussi il est possible qu'il s'agisse d'une erreur dans le traitement des données, et nous n'allons pas essayer de l'interpréter.

La comparaison des données de température entre les observations Mouton et les sorties du modèle montre des différences notables de profondeur de couche de mélange et de température des eaux situées sous la thermocline. Les signatures de la marée, telles que des eaux de fond bien mélangées sur le plateau ou un mélange sur la colonne d'eau au niveau du talus par les ondes internes, sont évidemment absentes de la modélisation. En revanche, les variations spatiales des isothermes de la thermocline, que l'on peut associer à la dynamique méso échelle typique, sont représentées de manière réaliste par le modèle, de même que la position moyenne de la thermocline sur la plaine abyssale et sur les plateaux continentaux.

D.5.2.2 Relevés de flotteurs Argo

Des mesures ponctuelles de température et de salinité sur 2000m de profondeur ont pu être réalisées par des flotteurs lagrangiens déployés sur zone. Les données des flotteurs Argo sont disponibles sur le site du groupe mission Coriolis[3]. Différentes campagnes de mesure ont permis le déploiement de près de 3000 flotteurs Argo sur l'ensemble des océans du globe. La plupart de ces flotteurs ont été déployés en plein océan afin d'étudier la dynamique des courants hauturiers ou la méso échelle du large. On trouve finalement assez peu de flotteurs Argo sur les zones côtières.

Les flotteurs Argo sont calibrés afin d'être immergés à une profondeur donnée, de l'ordre de 1000m typiquement, et ainsi dériver en même temps que la masse d'eau considérée. Tous les 10 jours (quelquefois 5 selon les besoins), le flotteur plonge jusqu'à 2000m, ou plus, puis remonte à la surface tout en mesurant les caractéristiques (température et salinité) des eaux qu'il traverse. Une fois en surface, il envoie ces mesures à un satellite, qui détermine au passage la position du flotteur, et le satellite les renvoie à un centre de collecte des données, où elles sont traitées avant d'être distribuées.

La mesure de la température et la salinité permet de tracer un diagramme θ-S caractérisant les masses d'eau traversées. De plus, ces mesures permettent de calculer la densité de l'eau et ses variations sur la verticale. Ces variations servent à déterminer la fréquence de flottabilité, ou fréquence de Brunt-Väisälä N définie par:

[3] http://www.coriolis.eu.org/cdc/

$$N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0}\frac{d\rho}{dz} \tag{D.42}$$

Cette fréquence intervient dans le calcul du premier rayon de Rossby qui caractérise l'échelle horizontale des phénomènes baroclines, de type méandres, tourbillons ou courants de pente. L'étude des données de température et de salinité nous intéresse donc à plusieurs titres : une identification des masses d'eau caractéristiques et de l'échelle des structures baroclines.

Durant la période de juillet et août 2004, seul un flotteur ayant des mesures disponibles à la fois en température et salinité traverse la zone d'étude. La Figure D.54, reprise de Le Hénaff et al. (2008), présente une comparaison des grandeurs mesurées par le flotteur et celles modélisées au même endroit.

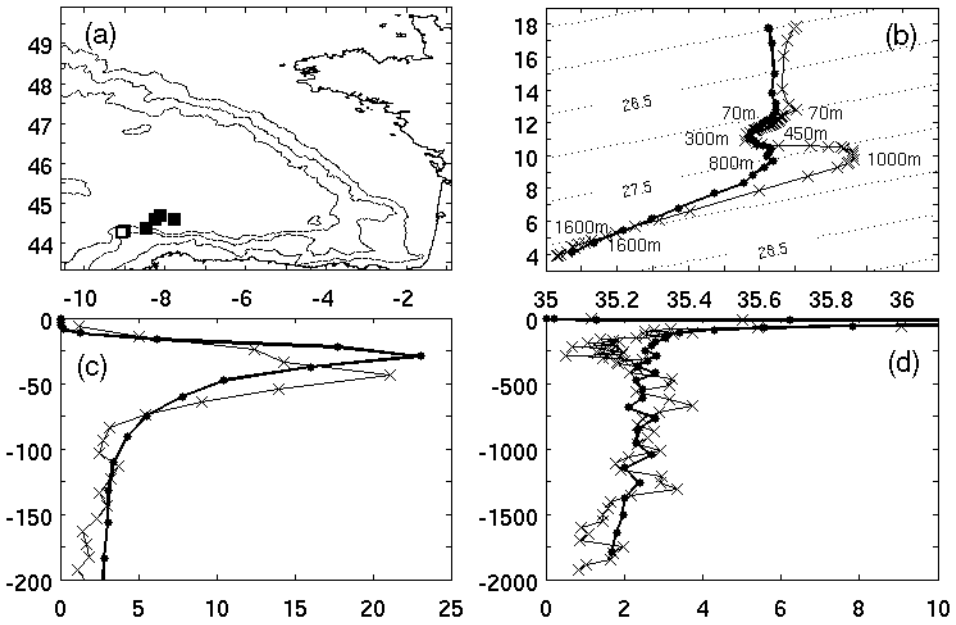


Figure D.54 : (a) localisation des relevés du flotteur Argo (carrés) sur la zone d'étude, (b) diagramme θ-S (°C, psu) relatif à la mesure effectuée sur le carré blanc en (a), le 12 juillet 2004, avec profondeurs des masses d'eau caractéristiques, pour le modèle (trait épais avec ronds) et les observations (trait fin avec croix), avec valeurs constantes de l'anomalie de densité potentielle σ_0 (tous les 1 g.m^{-3}, tirets), (c) fréquence de Brunt-Väisälä (10^{-3} s^{-1}) pour le modèle (trait épais avec ronds) et les observations (trait fin avec croix), dans les 200 premiers mètres, (d) comme (c) mais dans les 2000 premiers mètres.

Le diagramme θ-S (Figure D.54b) indique tout d'abord que les eaux de surface, aux densités faibles donc repérées en haut du diagramme, sont de salinité plus faible, de l'ordre 0.05 psu, dans le modèle que dans les observations. En revanche, la température de surface semble correcte, ce qui tranche avec les conclusions générales de la validation des champs de température. Cette mesure ponctuelle ne remet toutefois pas en cause les résultats précédents. La halocline est repérée à 70m de profondeur dans les deux jeux de données. Le minimum de salinité situé sous la halocline a la même valeur dans les deux jeux de données, en revanche il est plus profond dans les observations (450m) que dans le modèle (300m). Plus en profondeur les eaux méditerranéennes, caractérisées par un maximum de salinité, sont beaucoup moins salées dans le modèle que dans les observations, de l'ordre de 0.2 psu. De plus, cette masse

d'eau n'est pas assez profonde dans le modèle (800m) comparé aux observations (1000m). Plus en profondeur, les masses d'eau retrouvent des caractéristiques très proches dans la représentation des eaux de la Mer du Labrador vers 1600m. Les différences de masses d'eau observées entre 100 et 1600m de fond proviennent sans aucun doute des conditions initiales imposées par le modèle Psy2v1, car de telles masses d'eau ne peuvent avoir subi d'intenses modifications au cours des quelques semaines de simulation.

Ces écarts sur plan hydrographiques affectent peu le profil de *N*, dont le maximum se situe à la base de la couche de mélange. Dans les 200 premiers mètres (Figure D.54c) le profil de *N* du modèle est très proche de celui des observations, même si le pic est moins profond dans le modèle, confirmant que la couche de mélange du modèle est légèrement trop mince. Malgré cela l'amplitude de ce maximum est très proche dans les deux cas, et la valeur prise plus en profondeur aussi. En deçà de 200m (Figure D.54d), le profil de *N* atteint un minimum vers 250m de fond qui n'est pas présent dans le modèle, mais les valeurs prises en deçà sont d'un bon ordre de grandeur.

Les valeurs de *N* nous permettent de calculer le premier rayon de Rossby R_1 caractéristique l'échelle horizontale des phénomènes baroclines, selon la formule de Chelton et al. (1998) :

$$R_1 = \frac{1}{|f|\pi}\int_{-H}^{0} N(z)dz \qquad \text{(D.43)}$$

Le Tableau 1 récapitule les valeurs trouvées pour les 6 relevés disponibles.

	Obs	Model
Point a	15.01	15.19
Point b	15.11	15.45
Point c	16.09	16.46
Point d	15.39	15.41
Point e	15.91	15.88
Point f	15.84	16.12

Tableau D.1 : valeurs de R_1 *(km) pour les observations (gauche) et le modèle (droite), pour les 6 points représentés Figure D.54a d'ouest vers l'est.*

Les valeurs trouvées sont très proches malgré les différences observées sur le diagramme θ-S et le profil de *N*. En effet la formule (D.43) est une formule intégrale qui gomme le fait que le pic de *N* est à une profondeur différente dans le modèle et les observations. L'amplitude respectée du maximum de *N* explique cet accord dans les valeurs de R_1. Ainsi malgré des différences d'hydrographie notables sur les couches profondes de notre simulation, l'échelle horizontale barocline, déterminant les phénomènes que nous souhaitons particulièrement étudier, est tout à fait réaliste.

Le réalisme satisfaisant de notre modèle pour représenter la dynamique du Golfe de Gascogne nous permet de considérer que le modèle a un biais suffisamment faible pour que ses moments d'ordre deux, c'est-à-dire les covariances d'ensemble associées à diverses sources d'erreurs, seront significatives. Ce sont ces covariances qui vont être utilisées pour l'analyse des performances de réseau d'observation par la technique RMS présentée au chapitre suivant.

Chapitre E : Golfe de Gascogne : Résultats et analyse

Article accepté pour le numéro spécial de *Ocean Dynamics*, présenté à l'atelier GODAE « Assessment of the value of GODAE results for coastal and shelf seas models » tenu à Liverpool en octobre 2007, sous le titre :

Le Hénaff, M., De Mey, P., and P. Marsaleix, 2008: **Assessment of observational networks with the Representer Matrix Spectra method – Application to a 3D coastal model of the Bay of Biscay**

Résumé :

Le développement récent de la modélisation océanique côtière a permis d'améliorer la représentation des phénomènes physiques complexes de cette zone. Nous pouvons maintenant utiliser ces modèles pour la mise au point de réseaux d'observation en zone côtière, avec l'idée qu'un réseau d'observation performant est un réseau capable de contrôler les covariances d'erreur du modèle. Afin de tester cette capacité, nous avons développé une technique d'analyse, nommée « Representer Spectra Matrix », qui repose sur la comparaison entre les covariances d'erreur du modèle et des observations grâce à une matrice unique. L'étude du spectre et des valeurs propres de cette matrice nous permet de déterminer quels modes de variabilité un réseau peut détecter malgré les erreurs d'observation.

Nous avons effectué cette analyse à l'aide du modèle d'un modèle 3D côtier mise en place sur le Golfe de Gascogne, en se concentrant sur l'activité méso échelle de la zone. Dans ce cadre, nous avons testé les capacités de mesure de divers réseaux altimétriques, ainsi que la stratégie de mise en place d'un réseau de mesures in situ. Il ressort qu'un altimètre nadir classique n'est pas assez performant pour mesurer la physique méso échelle de la zone, tandis qu'un altimètre à fauchée paraît beaucoup plus prometteur dans cette optique. Les expériences menées pour la mise au point d'un réseau in situ indique que l'ajout de mesures de courant à un réseau de mesure de température améliore la perception des modes secondaires, tandis que le déplacement de ce réseau vers le plateau continental améliore l'évaluation du modèle le long des côtes.

Abstract

The development of coastal ocean modelling in the recent years has allowed an improved representation of the associated complex physics. Such models have become more realistic, to the point that they can now be used to design observation networks in coastal areas, with the idea that a "good" network is a network that controls model state error. To test this ability without performing data assimilation, we set up a technique called Representer Matrix Spectra (RMS) technique that combines the model state and observation error covariance matrices into a single scaled representer matrix. Examination of the spectrum and the eigenvectors of that matrix informs us on which model state error modes a network can detect, and constrain, amidst the observation error background.

We applied our technique to a 3D coastal model in the Bay of Biscay, with a focus on mesoscale activity, and tested the performance of various altimetry networks and an in situ array deployment strategy. It appears that a single nadir altimeter is not efficient enough at capturing coastal mesoscale physics, while a Wide Swath altimeter would do a much better job. Testing various local in situ array configurations confirms that adding a current-meter to a vertical temperature measurement array improves the detection of secondary variability modes, while shifting the array higher on the shelf break would obviously enhance the model constraint along the coast.

The RMS technique is easily set up and used as a "black box", but the utility of its results is maximized by previous knowledge of model state error physics. The technique provides both quantitative (eigenvalues) and qualitative (eigenvectors) tools to study and compare various network options. The qualitative approach is essential to discard possibly inconsistent modes.

E.1 Introduction

The development of complex ocean models thanks to the increase in computational facilities, along with the increasing number of oceanic observations have helped to get a better representation of the ocean physics and variability. Data assimilation techniques, first developed in meteorology, have been adapted to oceanography with the main objective of forecasting the ocean state, at least at basin scale. The goal of observation networks design is nowadays not so much about discovering unknown features of the ocean physics, but rather about correctly detecting some specific aspects of it, such as large-scale currents, thermocline depths, eddies etc. These relevant observations would in return help models better represent the associated physics, leading to a more precise analysis of the ocean state. One satisfactory way to identify a "good" network would therefore be to test its efficiency in (1) detecting and (2) controlling the errors of the state of a model suitable for whatever physics the network has been deployed to measure.

The idea of model state error control is the base of many studies about array design in recent years, most of them accompanying the development of data assimilation in oceanography. Bennett (1985) and McIntosh (1987) first used a variational data assimilation technique to study tide gauge deployment. Within that approach, Bennett (1985, 1990) defined the notion of *array modes*, which gives an insight of the impact an observation array has on a model.

Barth & Wunsch (1990) and Barth (1991) carried out optimized array design by the minimization of a cost function, through simulated annealing or genetic algorithms. The latter approach has been followed by Hernandez et al. (1995) to optimize a drifter cast strategy. Many observation network studies rely on observing system experiments, assimilating data from true (OSEs) or simulated observations (OSSEs) to quantify the performances of an array and compare various networks. Hackert (1998) used OSEs involving a reduced order Kalman Filter to define the best locations for the Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic (PIRATA) network. Guinehut et al. (2002) used an Optimal Interpolation (OI) technique to address the float deployment problem in the North Atlantic. Schiller et al. (2004) used OSSEs to design an Argo float deployment in the Indian Ocean. In the coastal ocean, different altimeter configurations have been compared using OSSEs to control the model error on the continental shelf (Mourre et al. 2006). In the Mediterranean Sea, Raicich (2006) used OI to compare the various available in situ arrays. The majority of these studies rely on data assimilation and comparison of the different array performances through data assimilation, in error reduction or correlation to a "true" state. Performing data assimilation is computationally expensive for the complex physics and fine scales characterizing coastal processes. Using simplified data assimilation schemes or interpolation techniques to perform array design is relevant to study open ocean processes of relatively simple variability but is probably not ideal to study highly non-linear, non-isotropic physics, for which the model error budget is much more complex. Advanced data assimilation techniques such as 4D-Var or ensemble Kalman filter (EnKF) are probably more adapted when assimilating data in a coastal model, but the computation cost becomes very high if many network options are to be tested. We would certainly be interested by an approach assessing the relative performances of various observation networks on a complex coastal zone at a relatively low computational cost, while keeping the idea that a "good" network must be able to detect, and provide an efficient constraint of, model state error.

Observations are usually sparser in coastal ocean than in the open ocean. For instance, routine altimetry observation data are filtered to keep large space and time scales variability and are not satisfactory in coastal zones (Anzenhopfer, 1999). Improving altimetric data close to the coast is a challenge currently addressed by several studies, for example Vignudelli et al. (2005) and Bouffard et al. (2008b). Recent massive Argo floats deployments have mainly been designed to target basin open ocean circulation and mesoscale, although some of them eventually end in coastal zones. Kurapov (2005) on the Oregon Shelf, or Auclair et al. (2003) in the Gulf of Lions studied the complexity of coastal dynamics in a data assimilation framework. The need for observation data in coastal zones is essential, and it is important to make sure that future observation arrays are optimally designed.

Ensemble simulations provide an efficient way to estimate the complex model state (or *forecast*) error covariance matrix, as in the EnKF (Evensen, 1994). In this paper, we use the ensemble approach to calculate several important quantities characterizing how a given observation network is able to detect state errors. By means of studying the *scaled representer matrix* associated to a network, it is possible to examine the dominant error modes a network can measure. The associated eigenmodes are used to define *modal representers*, which give an insight of the potential a network has in terms of model state error control. These are close to the "array modes" defined in Bennett (1985, 1990). The representer matrix spectra of various networks can quantitatively be compared to one another, while a more qualitative analysis can be carried out thanks to the associated eigenvectors and *modal representers*. This technique, which we coin "Representer Matrix Spectra" technique in this paper, is explained and illustrated in part E.2. The application on a coastal ocean model of the Bay of Biscay is

depicted in part E.3, with two examples illustrating how useful this technique can be, provided that the dominant modes are robustly associated with known dynamical processes in the model state error subspace. Conclusions are addressed in part E.4.

E.2 The RMS technique

E.2.1 Theory

Let us denote **x** the state vector under study. It is composed of a set of *n* variables of interest, distributed in space and time to adequately define the state of the system and its evolution. More precisely, **x** is an *augmented* state vector, to distinguish it from the "classical" definition of a state vector, which is usually instantaneous.

We consider now a set of *p* observations of the augmented state vector, denoted $\mathbf{y}^o$. If $\mathbf{x}^t$ is the true state of the ocean, $\mathbf{y}^o$ can be defined from this true state as

$$\mathbf{y}^o = H\left(\mathbf{x}^t\right) + \varepsilon \tag{E.1}$$

where H is the observation operator which projects the state vector onto the observational space, and ε is the observation error, assumed to have zero mean (no bias) and a known covariance equal to **R**.

Our purposes here are to examine whether and under which circumstances one particular array (H,**R**) can be said to be "objectively satisfactory", and whether, given two arrays (H_1,$\mathbf{R}_1$) and (H_2,$\mathbf{R}_2$), one of them can be said to be more efficient than the other.

We assume we have an *a priori* estimate – a guess – of the state and its associated error statistics. The guess can be any prior estimate such as a previous model simulation or forecast. The case where we would have no *a priori* knowledge whatsoever is not so interesting because in that case any observational array would bring valuable information proportionally to its cost. Our *a priori* guess writes:

$$\mathbf{x}^g = \mathbf{x}^t + \eta \tag{E.2}$$

where η is the prior model state (guess) error, assumed to be of zero mean, with covariance equal to $\mathbf{P}^g$, the guess error covariance matrix.

We assume here that η and ε are uncorrelated with each other, which is not necessarily true. The information increment brought by the observation data on top of our guess is called the innovation vector **d**:

$$\mathbf{d} \equiv \mathbf{y}^o - \mathbf{y}^g = \mathbf{y}^o - H\left(\mathbf{x}^g\right) \approx \varepsilon - \mathbf{H}\eta \tag{E.3}$$

where **H** is the linearized observation operator at point $\mathbf{x}^t$. The second-order statistics of **d** can be used to characterize the amount of discrepancy brought in by the observational array. From (E.3) we have

$$\left\langle \mathbf{d}\mathbf{d}^T \right\rangle = \mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T + \mathbf{R} \tag{E.4}$$

The right hand side part of (E.4) is a sum of two matrices. The first one is the observational error covariance matrix; the second one, known as the *representer matrix*, is the projection, onto the observational space, of the guess error covariance matrix. By construction these two matrices are symmetric definite positive. The sum of these two matrices is referred to as the *stabilized representer matrix*. If **R** dominates, the discrepancies between the observations and the model are mostly due to observational errors and the array is pretty much useless. If $\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ dominates, then the discrepancies are mostly due to guess and the observational array would probably be useful to assess and then possibly correct the model in a data assimilation step. The Representer Matrix Spectra technique is based on the comparison of both the model and observations covariance matrices, without performing data assimilation. It is inspired by the *array modes* technique described by Bennett (1985, 1990). In a variational data assimilation framework, Bennett diagonalizes the stabilized representer matrix:

$$\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T + \mathbf{R} = \mathbf{V}\mathbf{S}\mathbf{V}^T \tag{E.5}$$

In his case, the largest eigenvalues of this matrix define the dominant modes for the correction of the model through the data assimilation step, and this correction spreads to the model space through the matrix $\mathbf{\Psi} = \mathbf{P}^g\mathbf{H}^T\mathbf{V}$. $\mathbf{\Psi}$ is a matrix whose columns the author calls *array modes*.

Here, we simply wish to compare $\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ and **R** without performing data assimilation. The study of the spectrum of $\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T+\mathbf{R}$ does not tell us in itself which prior error modes are detected by the array, and which ones are not seen amidst the observational noise. A solution would be to compare the spectra of both $\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ and **R** to determine the modes for which the eigenvalues of $\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ are larger than those of **R**, which is a rather simple problem in the case of independent, homogeneous observational errors**.** Usually, in data assimilation, observation errors are considered independent, with standard deviation consistent with the assumed measurement error ε^o. In that simple case **R** is diagonal with constant values equal to $<(\varepsilon^o)>^2$. If an eigenvalue of $\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ is larger than $<(\varepsilon^o)>^2$, then the corresponding prior error mode would be detected amidst the measurement noise, and its information would be valuable for further assessment and assimilation.

Here we tackle the more complex case of a non-diagonal, non-constant **R** matrix. To that purpose, we define a new representer matrix $\boldsymbol{\chi}$, which is scaled by the observation error covariance, and which we call the *scaled representer matrix*:

$$\boldsymbol{\chi} = \mathbf{R}^{-1/2}\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T\mathbf{R}^{-1/2} \tag{E.6}$$

The problem of comparing the spectra of $\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ and **R** is then replaced here by the problem of comparing the spectra of $\boldsymbol{\chi}$ and of the identity matrix, as we multiply both matrices by $\mathbf{R}^{-1/2}$ on the left and right sides.

Diagonalizing $\boldsymbol{\chi}$, we have access to the *scaled* error modes associated with the array under study:

$$\boldsymbol{\chi} = \boldsymbol{\mu}\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\mu}^T \tag{E.7}$$

$\boldsymbol{\sigma}$ is a diagonal matrix containing the ordered eigenvalues λ_i of the $\boldsymbol{\chi}$ matrix. This time we are interested in eigenvalues λ_i that are larger than one; each eigenvalue is associated with a

distinct eigenmode in observational space, contained in the columns of $\boldsymbol{\mu}$. These modes exhibit the prior error patterns associated with each eigenvalue, in observation space.

From (E.7), and the orthonormality of the scaled modes, we get

$$\boldsymbol{\mu}^T \boldsymbol{\chi} \boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}^T \mathbf{R}^{-1/2} \mathbf{H} \mathbf{P}^g \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1/2} \boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\sigma} \qquad \text{(E.8)}$$

$\boldsymbol{\sigma}$ appears here as a rotated scaled representer matrix, in the new basis defined by $\boldsymbol{\mu}^T$. In the Kalman filtering formalism, $\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$, whose columns are vectors of covariance between the model at an observation location and the rest of the model state space is named *matrix of representers*. Here $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{P}^g\mathbf{H}^T\mathbf{R}^{-1/2}\boldsymbol{\mu}$ can be seen as a matrix of representers for the modes, i.e. a matrix of *modal representers*. Indeed, each column of $\boldsymbol{\rho}$ contains the patterns associated with a scaled mode, but in model state space. This is a very valuable piece of information giving insight into the impact an observation network would have on the model state. As this analysis is performed altogether in space and time, the scaled modes may give information about the relevance of the spatial resolution of a network, but also of its time sampling. The modal representers have their signature in the full model space and time.

Modal representers obviously remind us of Bennett's array modes. They are different in that modal representers are homogeneous to the state vector variables while array modes are homogeneous to the product between the considered state and observed variables, and in that the eigenmodes from which they are built are different. The two approaches are similar only if $\mathbf{R}$ is diagonal and homogeneous. In this case we write $\mathbf{R}=r\mathbf{I}$, and therefore $\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$, $\boldsymbol{\chi}$ and $\mathbf{H}\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T+\mathbf{R}$ all have the same eigenvectors. We simply have $\boldsymbol{\rho}=r^{-1/2}\boldsymbol{\Psi}$.

If one wants to compare two networks defined by (H_1, $\mathbf{R}_1$) and (H_2, $\mathbf{R}_2$), one has to calculate the scaled representer matrix and the associated spectra. The network which has the largest number of eigenvalues above unity can be defined as the *objectively* best network, in the sense that it is able to detect more of the scaled modes. Because of the scaling by the $\mathbf{R}$ matrix, the direct comparison of eigenvalue spectra is relevant even if the number of observations is not the same for both networks. Moreover, the scaling by $\mathbf{R}$ theoretically allows comparing networks which do not measure the same physical variables, provided that such a comparison makes physical sense. As a complement to spectral analysis, visual inspection of the modes associated with the largest eigenvalues of the spectrum is probably necessary, since it provides some form of verification that the appropriate error-space physics are captured by the observational array.

Our definition of the *objectively* best network is not universal. One could for instance consider that the most efficient network is the one that explains the largest scaled error variance, i.e. which has the largest sum of eigenvalues of $\boldsymbol{\chi}$, or that it is the one explaining the largest part of the scaled variance associated to some physical or dynamical features one is interested in. The former criterion is an acceptable alternate quantitative criterion, but would not facilitate physical interpretation in terms of the modal representers. The second criterion can use our approach as long as the state space has been redefined as a projection onto the desired physics.

Practical aspects of the technique, e.g. how calculations are carried out, and how $\mathbf{P}^g$ is accessed, are reviewed later in the paper.

E.2.2 Example

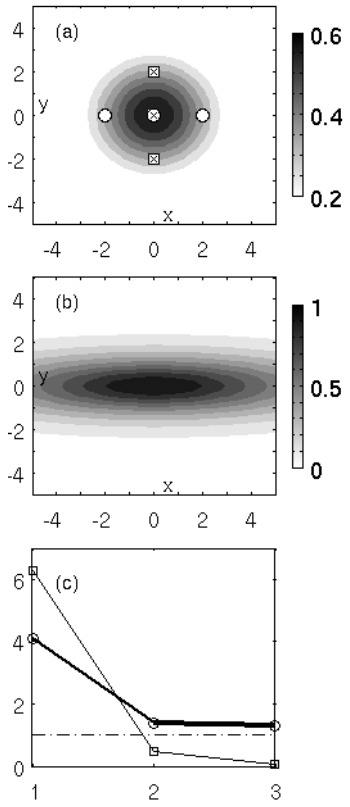


Figure E.1: (a) Model sea level error standard deviation. Two observation networks are plotted: East-West (E-W) network with circles, North-South (N-S) network with squares with a central cross. The central point belongs to both. (b) Correlation in sea level error between the central point and the rest of the domain. (c) Scaled representer matrix spectra of E-W (thin line with squares) and N-S networks (thick line with circles). The dot-dashed line is the spectrum of the identity matrix, equal to 1.

Let us consider a single-variable 2D model at a time *t*, at which time the prior error covariance matrix $\mathbf{P}^g$ is assumed to be known, and two observation networks, one triplet in the North-South direction ($\mathbf{H}_1$), the other triplet in the East-West direction ($\mathbf{H}_2$), both observing at that time *t* only. We consider the observation errors to be independent and homogeneous so that the observational error covariance matrix **R** is diagonal and the same for both networks. Figure E.1a shows a map of the standard deviation of the prior error at observation time, and the location of the two triplets. As the standard deviation patch appears to be isotropic, one may not look further and infer that both networks would be equivalent in constraining the model state error subspace. However, from the spatial correlation of prior errors (Figure E.1b), we can see that error correlation scales are larger in the E-W direction. This is akin to anisotropy found in shelf seas, due to the neighboring presence of the coast or shelf break. Anisotropy in the model state error subspace directly affects the performances of the two networks, and translates into distinct scaled representer matrix spectra (Figure E.1c). The N-S triplet spectrum is characterized by three eigenvalues higher than 1, while the E-W triplet spectrum has only one. In effect, the N-S triplet is able to detect more degrees of freedom (d.o.f.s), while the E-W triplet (redundantly) constrains only one d.o.f. of state error.

This interpretation is confirmed by Figure E.2, showing, for each network, the three modal representers contained in **ρ**, as defined in the previous section, associated with eigenvalues of the scaled representer matrix. While the first modal representer exhibits the same pattern for both networks, consisting of a large central coherent zone in the E-W direction, the second and third modes differ. In the case of the N-S network, modal representers 2 and 3 do bring fresh information with respect to mode 1. In the case of the E-W network 2, modes 2 and 3, of low amplitude, are only modifiers of mode 1 with little new information, given the longer correlation scales in that direction.

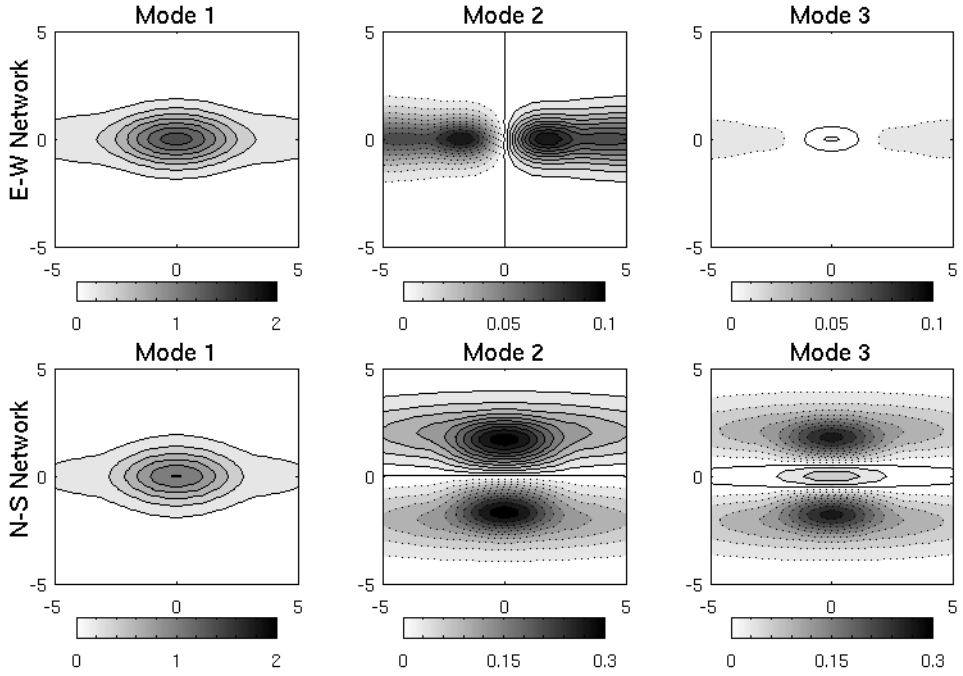


Figure E.2: Modal representers in sea level for the E-W (top) and N-S (bottom) networks. From left to right: first, second and third modes. Continuous lines are for positive values, dashed lines for negative values. Note that the colorbar scaling of modes 2 and 3 is different for both networks.

This simple example illustrates how two networks with equal cost and seemingly equivalent return, in an attempt to measure an apparently isotropic patch of error variance, are discriminated by the RMS technique in terms of detection, and potential control of, model state error structures.

E.3 Application to a 3D coastal model of the Bay of Biscay

We now aim at illustrating the RMS technique in a realistic case of coastal ocean array design. We are particularly interested in observing short-scale, low-frequency mesoscale structures in the vicinity of the coastal transition zone between the deep ocean and the shelf. We first set up a coastal ocean model of the Bay of Biscay. The guess error covariance matrix is determined by stochastic modelling with perturbations of wind forcing. We then use the RMS technique to test several remote sensing (altimetry) scenarios, and in situ arrays on a subdomain.

E.3.1 Model implementation

The 3D, primitive equation free surface Symphonie model is set up in the Bay of Biscay, from the South-West of Cape Finisterre to the middle of the English Channel (Cf Figure E.3), during July and August 2004. We use the Bay of Biscay configuration of the model (Marsaleix et al. 2008), with 2 day averaged outputs. The model uses bulk formulae to calculate heat fluxes, and a sigma-step vertical scheme. The grid has a 3km horizontal resolution and 45 vertical levels, with higher density towards the surface. Meteorological forcings are the Meteo-France Aladin model outputs, with a 10 km resolution over the domain, and a 3 h temporal resolution. The model initial state and open-boundary fields are taken from the Mercator Psy2v1 model weekly data and have been extrapolated on our grid using the VIFOP tool (Auclair et al., 2006). Rivers outflows from the Loire, the Gironde and the Adour rivers are also modeled from in-situ data, even if the study time is a bit short to fully study their influence.

These modeling parameters have been designed to correctly represent the coastal area mesoscale. The 2-day output period has been chosen to smooth both the inertial effects (period of about 16h at this latitude), and the diurnal and semi-diurnal tide effects (tides were eventually not modeled but had at first been intended to be).

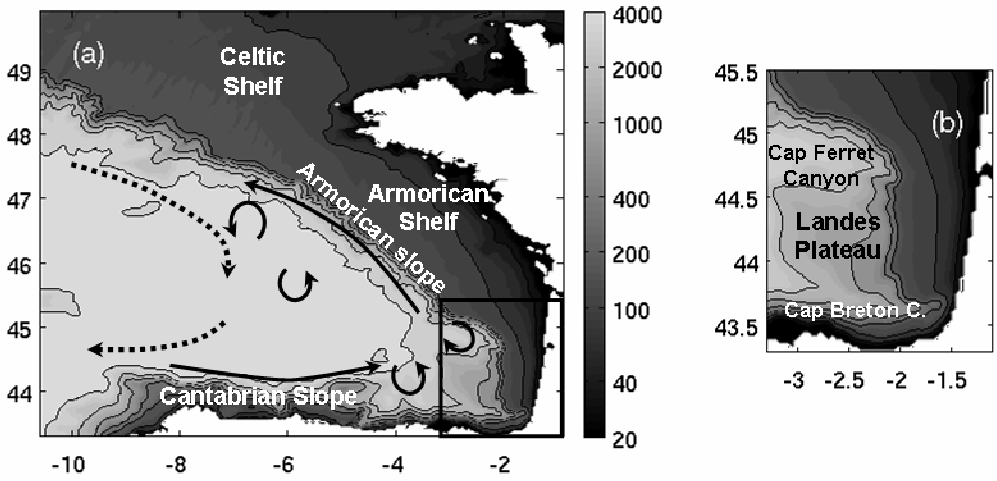


Figure E.3: (a): bathymetry of the Bay of Biscay (m) with contours indicated on the color bar. Arrows are dominant dynamics features: slope currents (continuous), large scale anticyclonic circulation (dot) and eddies (circles). (b): zoom on the zone framed in (a).

Figure E.3 shows the bathymetry of the domain and the main dominant dynamical features of the zone. A slope current in the upper layer follows the continental shelf, from North of Spain to South of Ireland (Pingree and Le Cann, 1989, 1990). Along the Cantabrian and Armorican Slopes, variations along the steep bathymetry line are also places of mesoscale activity with formations of meanders and eddies, that eventually get into the open ocean (Pingree and Le Cann, 1992a, 1992b, Van Aken 2002). The Landes Plateau region with a smoother slope at the shelf edge, framed by two steep canyons, the Cap Ferret Canyon in the North and the Cap Breton Canyon in the South, is typical in that it generates high mesoscale activity (Bardey et al., 1999, Garcia-Soto et al., 2002). The open ocean zone is influenced by the large scale anticyclonic circulation, associated with the North Atlantic subtropical gyre (Pingree, 1993,

Van Aken, 2001). Typical water masses of the zone are masses from the North Atlantic advected by the large scale currents from the subtropical gyre, and salty intermediate water formed in the Mediterranean Sea advected along Portugal and spreading in the Bay of Biscay (Arhan et al., 1994, Van Aken, 2000).

The summer period has been chosen because it is supposedly a period with lower, but significant, meteorological variability. Actually summer 2004 was characterized by bad weather, with several low pressure systems crossing the zone. On July 7th a severe storm forms on the Bay of Biscay and strikes Brittany, as seen on Figure E.4a. Then a calmer period follows until mid-August, when two major low-pressure systems cross the zone from West to East, on Figure E.4b and E.4c. These two events are very similar in shape, and affected the entire modelling domain. Figure E.4d shows the time evolution of the mean atmospheric pressure over the domain. We clearly see the three aforementioned events, with relative high pressure between mid-July and mid-August.

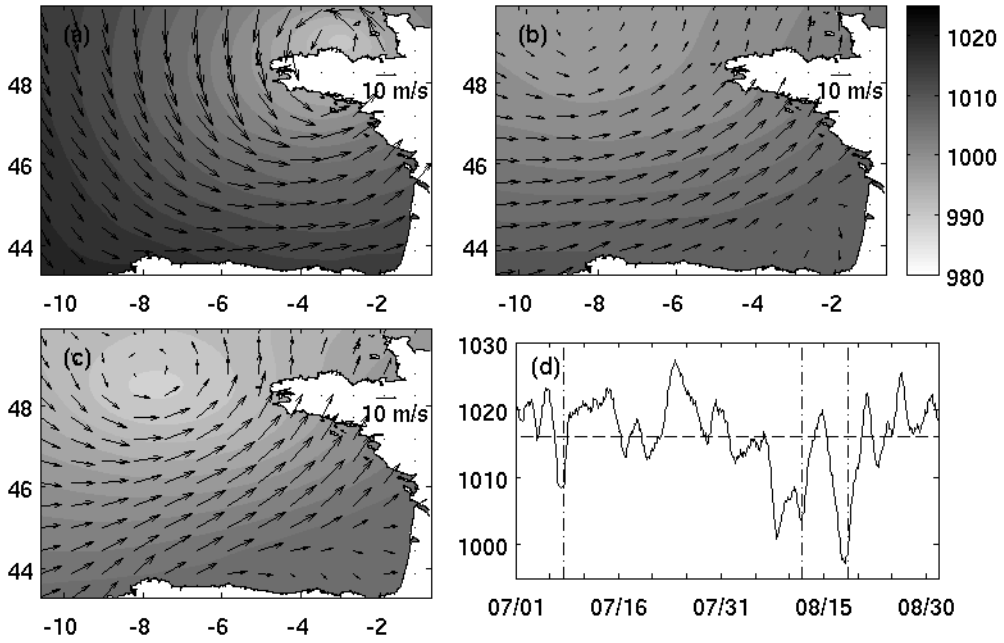


Figure E.4: 10 m wind and atmospheric pressure over the zone on (a) July 7, (b) August 12 and (c) August 19. Wind reference arrow is 10 ms^{-1}, P is in hPa. (d) Averaged pressure over the domain during the study period. The dashed line is the time mean of the series, 1016 hPa. Dates of (a), (b) and (c) are in dot-dashed lines.

E.3.2 Validation

The model is to be validated in terms of hydrology and dynamics, in order to get sufficient trust into the way the mesoscale features are reproduced. Vertical distribution of density drives the mesoscale activity as its features, meanders or eddies, have a horizontal extension typical of the first Rossby radius of deformation. This radius depends on the Brunt-Väisälä frequency *N(z)*:

$$N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0}\frac{d\rho}{dz} \tag{E.9}$$

and thus on the density profile of the water column, driven by salinity and temperature. On Figure E.5a are shown 6 observations by Argo floats, available on the Coriolis website (http://www.coriolis.eu.org/cdc/) for summer 2004, with enough data to get temperature and salinity profiles. Figure E.5b shows the θ-S diagrams from both in-situ data and the corresponding Symphonie output, for the first of the observation points (white square on Figure E.5a). We see major differences on this plot, mainly in salinity: a salinity bias in the surface layer of about 0.05 *psu* or more; deeper in the water column, we clearly see on the in-situ data the signature of Mediterranean deep water, with a much higher salinity. This salinity signature is very weak, although present, in the model. We also see from this plot that typical water masses, namely intermediate and Mediterranean waters, are found at different depths in the observations and the model. These remarks make us think that the initial conditions from Mercator Psy2v1 suffer from errors and biases in the representation of the deep water, especially as far as the Mediterranean water mass is concerned.

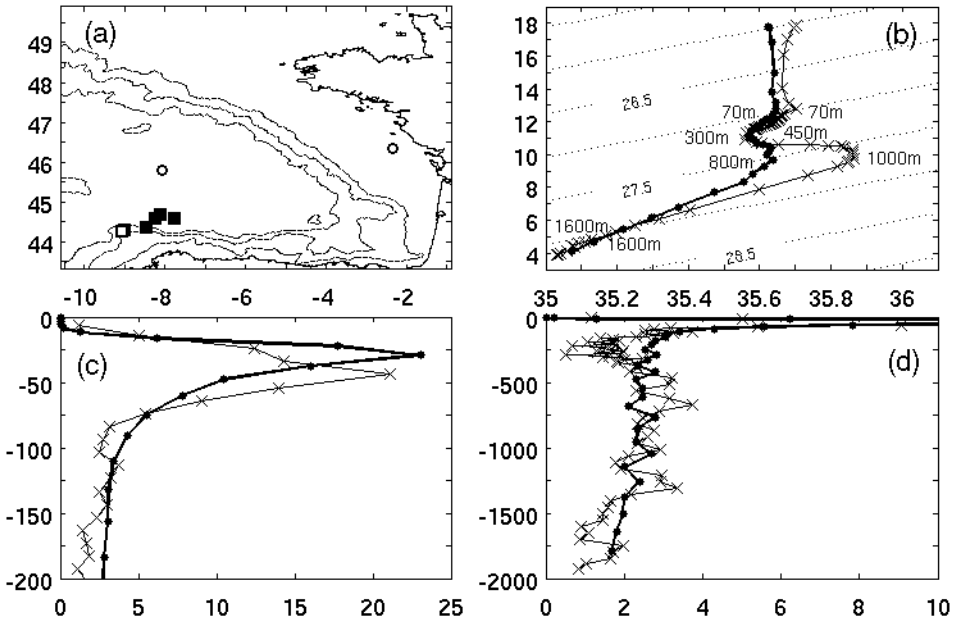


Figure E.5: (a) Squares: available observations from in-situ drifters during the study period (see Table E.1). Thin lines: 200, 2000 and 4000 m isobaths. Circles: point 1 (on the shelf) and point 2 (in the interior) used in Figure E.9. (b) θ-S diagram from the observation (thin line with crosses), in white square on (a), and the corresponding model output (thick line with circles) on July 12. The dotted lines are constant linearized σ_0 values every 1 gm^{-3}. Depths of local extrema indicated for each curve, as the depth of the junction of the two. (c) Surface to 200 m depth Brunt-Väisälä frequency N(z) (10^{-3} s^{-1}) for the observation (thin line with crosses) and the corresponding model output (thick line with circles) on the same day. (d) Same as (c) but from the surface to 2000 m depth.

These discrepancies have surprisingly little effect on the *N(z)* profiles, which have been calculated using the *neutral density gradient* method from Chelton et al. (1998). We see on Figure E.5c the upper layer *N(z)* profile from the same observation as in Figure E.5b. and the corresponding model output. The maxima of *N(z)* are of the same order of magnitude,

between 20 and 25 10^{-3} s^{-1}, but the depth of the maximum is deeper in the observations. Below this high gradient at the base of the mixed layer the minimum of *N(z)* from the observation is not well represented by the model, as seen on Figure E.5d, but deeper in the water column both profiles have comparable amplitude.

From the N(z) profiles we can calculate the first Rossby radius, using the formula from Chelton et al (1998):

$$R_1 = \frac{1}{|f|\pi} \int_{-H}^{0} N(z)dz \qquad \text{(E.10)}$$

As the *N(z)* profiles from observations and model outputs are very close, corresponding first Rossby radii are very close too. Table E.1 gives a comparison of the calculated first Rossby radii for the available points in the zone during our study period. Discrepancies between observations and model outputs are of about 2%. The agreement between available observations and model outputs makes us reasonably confident in the realism of our simulation in terms of typical horizontal scales of mesoscale features in the region covered by the floats, i.e. the Southwest part of the Bay of Biscay abyssal plain.

	Obs	Model
Point a (07/09)	15.01	15.19
Point b (07/19)	15.11	15.45
Point c (07/29)	16.09	16.46
Point d (08/08)	15.39	15.41
Point e (08/18)	15.91	15.88
Point f (08/28)	15.84	16.12

Table E.1: Observed and modelled values of the internal radius of deformation R1 (km), at locations indicated as squares on Figure E.5a on the indicated dates.

We also check typical dynamical scales from our model by comparing sea surface variations with observations along altimeter tracks. These tracks have been processed using the X-track tool (Roblou et al., 2007), which allows getting valuable information closer to the coast as compared to usual gridded altimetric data-sets, and spatially filtered to remove very short scale features. Figure E.6 shows Jason track 137, seen on the map on the left. That track crosses the open ocean and the shelf areas. The first pass on July 10 shows overall good agreement, probably due to the fact that the Mercator Psy2v1 model, from which our initial condition was taken, assimilates altimetry data. A similar level of agreement remains throughout the run, at least for the spatial scales of open ocean features. Major discrepancies appear however on top of the wide shelf in the North and close to the Spanish coast. Using 2-hour model outputs in a test experiment (not shown) led to similar discrepancies, while comparisons of the model with tide gauge sea level, from which tides have been removed by harmonic analysis, showed fair agreement. Those discrepancies of altimetric data on continental shelves are not unexpected, partly because of the inadequate sampling of altimetry for fast dynamical processes, and partly because of the specific limitations of altimetry in coastal areas (Anzenhofer, 1999). However, far from land, we found a fair agreement in the

size and amplitude of the dominant sea surface elevation features, i.e. the type of dynamics we are interested in.

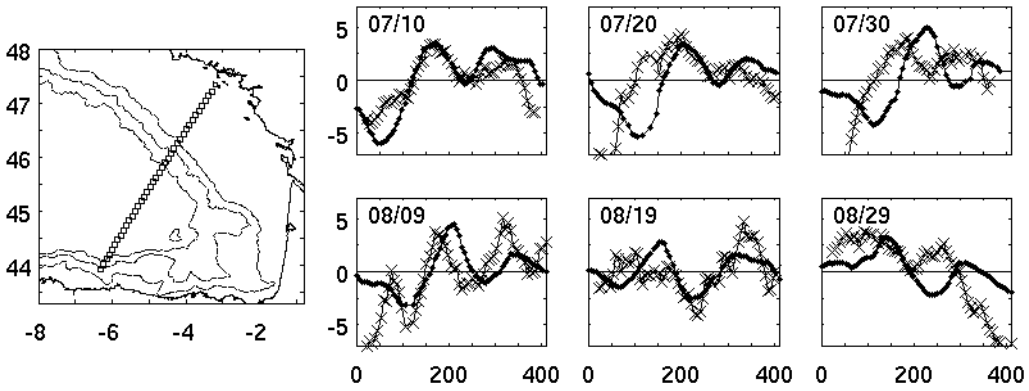


Figure E.6: Comparison of local sea level variations (cm) along the track (km) seen on the map (200, 2000 and 4000 m isobaths shown), for the observations (thin lines with crosses) and the corresponding model outputs (thick lines with circles). The spatial mean along the track has been removed for both the observations and the model outputs. Observations are spatially smoothed by a Hanning filter with a 40 km frame.

E.3.3 Ensemble strategy

The model is used to test various observation networks, ultimately using the technique described in part E.2. We used a Monte Carlo technique to generate the scaled representer matrix $\boldsymbol{\chi}$ from ensemble statistics. The model was run several times (a few tens, depending on the case), each time randomly perturbing the same forcing parameter, here the wind vector. The dispersion of the ensemble is considered, for a large enough number of members in the ensemble, as a useable proxy of the guess error. The guess error covariance matrix is approximated by:

$$\mathbf{P}^g = \mathrm{E}\left[\boldsymbol{\varepsilon}^g \boldsymbol{\varepsilon}^{g\,\mathrm{T}}\right] \approx \overline{\left(\mathbf{x}_i^g - \overline{\mathbf{x}_i^g}\right)\left(\mathbf{x}_i^g - \overline{\mathbf{x}_i^g}\right)^{\mathrm{T}}} \qquad \text{(E.11)}$$

where $\boldsymbol{\varepsilon}^g$ is the guess error and $\mathbf{x}_i^g$ is the "prior" model state for the ith member of the ensemble.

We decided to perturb the wind components, as the wind is a major driver of the dynamics of the ocean, and in particular of our coastal current variability. Alternative sources of perturbations, considered in separate studies, are the open boundary conditions from the large scale forcing model, the bathymetry, and the major river run-offs. The open boundary conditions have a major impact on the deep ocean dynamics as it drives the inflows and outflows of the various water masses, but a smaller one on the shelf, as the shallow water column there is more influenced by the atmosphere and the bottom stress. The bathymetry, on the opposite, would be more likely to affect the shelf than the open ocean, as it directly affects trapped coastal barotropic waves forced by tides and winds that are major dynamical features there. It would also affect barotropic dynamics in the open ocean, but not as predominantly as on the shelf. The river run-offs would predominantly affect the shelf water masses. Here we

only consider errors due to winds, as it is not the scope of this paper to test the various sources for errors.

In order to generate as realistic as possible wind perturbations, we first calculated the first 10 bivariate Empirical Orthogonal Functions of the zonal and meridional wind components in the modelling period and domain, using a Lanczos decomposition (Toumazou & Crétaux, 2001):

$$\mathbf{u}_{ref}(x,y,t) - \overline{\mathbf{u}_{ref}(x,y,t)} = \sum_{k=1}^{10} \lambda_k \mathbf{u}'_k(x,y)\zeta_k(t) \qquad \text{(E.12)}$$

where the overbar denotes the time mean over the whole vector. $\mathbf{u}_{ref}$ is the wind vector used for the unperturbed reference simulation, λ_k is the kth eigenvalue of the decomposition, $\mathbf{u}'_k(x,y)$ is the kth bivariate EOFs in space and $\zeta_k(t)$ is the kth EOF amplitude time series. The perturbed wind vector is then calculated as the sum of the original wind vector plus a linear combination of perturbations of the EOFs, which writes, for any member *m* of the ensemble:

$$\mathbf{u}_m(x,y,t) = \mathbf{u}_{ref}(x,y,t) + \alpha \sum_{k=1}^{10} \delta_k^m \lambda_k \mathbf{u}'_k(x,y)\zeta_k(t) \qquad \text{(E.13)}$$

The method is similar to the one put forward by Auclair et al. (2003). We used a random Gaussian coefficient δ^m_k of zero mean and standard deviation of 1 for each term of the sum. The 10 δ^m_k coefficients are changed every 5 days, corresponding to the peak of highest variability in the spectrum associated to the time series of the 1st EOF mode, in order to enlarge the variability of the ensemble. This period of 5 days is longer than typical low pressure events, which generally last 2 or 3 days, but allows the generated error patterns to develop in time. α represents the amount of uncertainty of the wind field. This factor has been set to 0.3, meaning 30% of uncertainty, slightly larger than the 20% uncertainty assumed for Aladin atmospheric fields (Loik Berre, Meteo-France personal communication). This overestimation of errors has been decided in order to artificially enhance ensemble dispersion, as the simulation is relatively short. Figure E.7 shows the first 3 bivariate EOFs of the wind components with the associated time series and explained variance. The first two modes are dominant in explained variance. They both seem associated with the low pressure systems of mid-August, since we see on their time series that they reach maximum amplitude at that time. The first mode represents cyclonic winds associated to low pressure over Great Britain, typical of the pressure system of the area. The second one is composed of Northward wind which is involved in the two low pressure events of August. The third mode depicts strong cyclonic winds around Brittany, and is clearly associated with the low pressure event of the beginning of July. The time series show that this mode is barely involved later on. Using combinations of EOFs ensures a realistic perturbation, since it will enhance or damp patterns composing the reference wind at any particular time.

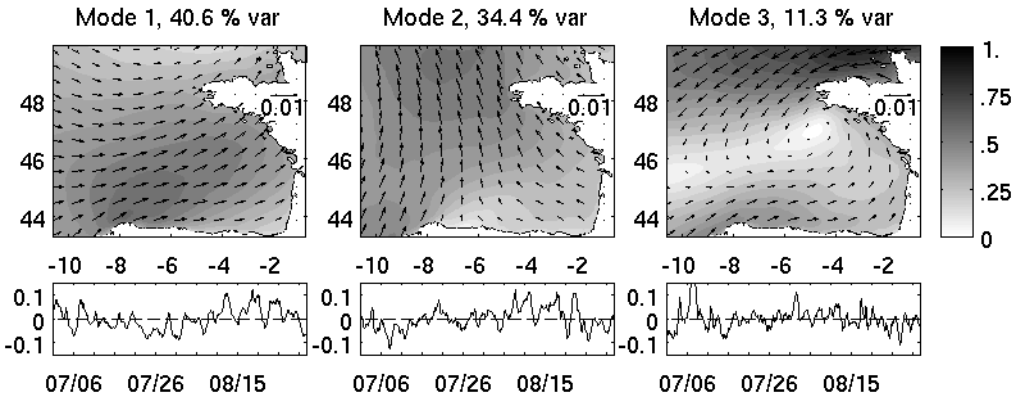


Figure E.7: (a) First EOF mode for the wind (amplitude and direction, no dimension) on the zone during the study period, with its associated time series (no dimension). Percentage of variance explained in the title. (b) and (c) : second and third modes. (a-c) Dashed lines: zero values.

Our ensemble had to be limited to 82 members, for practical reasons linked to the computer memory required for each simulation. However we conducted a rough verification of the statistical robustness with respect to ensemble size. Figure E.8 shows the dominant ensemble EOFs for instantaneous sea surface elevation, and their relative explained variance, for 50, 60, 70, and 80 members. The spatial patterns illustrated for the first 3 modes are similar for each tested ensemble size. The corresponding variances explained by the first 3 EOFs modes in sea surface elevation, explaining together about 86% of the total variance, are very close to each other. The relative robustness in the ensemble sea surface elevation statistics gives us some confidence in the relevance of our results, even though a larger number of simulations would probably be required to formally ensure the stability of the ensemble statistics.

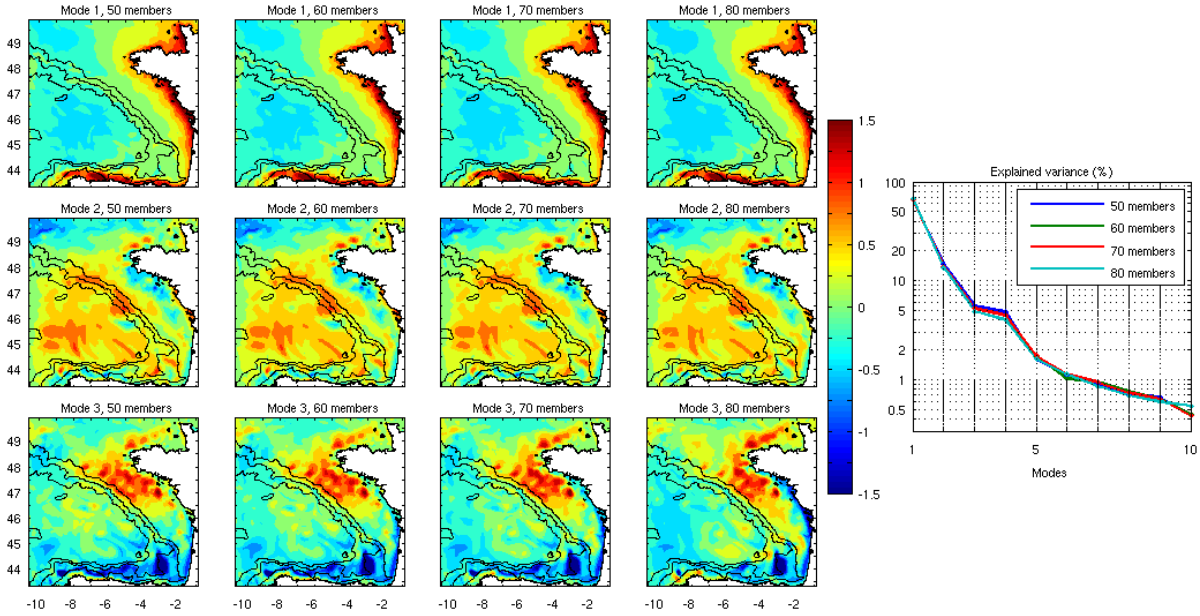


Figure E.8: Left: first 3 EOFs modes in model sea surface elevation on July 29th and 30th, 2004, as a function of ensemble size (no dimension). Right: explained variance (%) by the first 10 EOFs modes, for the 4 ensemble sizes tested.

E.3.4 The error subspace

As the RMS technique aims at assessing how an observational network is able to detect the model state error subspace, it is necessary to first get a good grasp of the dynamical processes present in that subspace. We want to know what physical processes are at work during the birth and growth of state error features, and what the typical patterns of the error structures and their time evolution are.

Figure E.9 illustrates the time evolution of the ensemble variability associated with the 82 model runs, in wind stress, sea surface elevation and temperature on the vertical, as well as the reference wind stress, at two locations shown on Figure E.5. Point 1 is on the Armorican Shelf, point 2 is in the middle of the basin. These points illustrate two types of model behavior in the error subspace associated to the wind forcing errors. The reference wind stress appears to be more intense on the open ocean (Figure E.9b) than closer to the coast (Figure E.9a). The wind stress ensemble standard deviation, on Figures E.9c and E.9d, follows the wind stress amplitude itself, due to the perturbation protocol. The error regime on the shelf can be characterized by short-term, high amplitude processes forced by meteorological events with rather constant “background” error, whereas in the open ocean the error regime shows lower amplitudes, rising with each new meteorological event. On the shelf, the sea level is highly sensitive to winds that excite high-amplitude coastal trapped waves in the error subspace (Figure E.9e). These barotropic waves (Carrère & Lyard, 2003) have a short life span of a few hours to a few days, which is the time scale of the ensemble variance peaks. In temperature, on Figure E.9g, the maximum ensemble variance is located just below the mixed layer, as seen on the isotherm contours. As the thermocline is thinner on the shelf, perturbations in winds that affect vertical mixing lead to large temperature ensemble variance at the thermocline depth. In the mixed layer, temperature variability is large after a major wind event but is otherwise rather constant, as is the sea level variance. In the open ocean, the sea level and temperature ensemble variances are overall smoother than on the shelf. The sea level ensemble variance (Figure E.9f) reflects the first blast of wind at the beginning of July and rises at each new wind event during the simulation. The depth of the maximum temperature ensemble variance (Figure E.9h) is located at the thermocline as it was on the shelf. Its amplitude is lower, probably because the vertical temperature gradient is weaker. Closer to the surface, the ensemble variance rises at each new high wind event, as does the sea level ensemble variance, and affects the whole mixed layer.

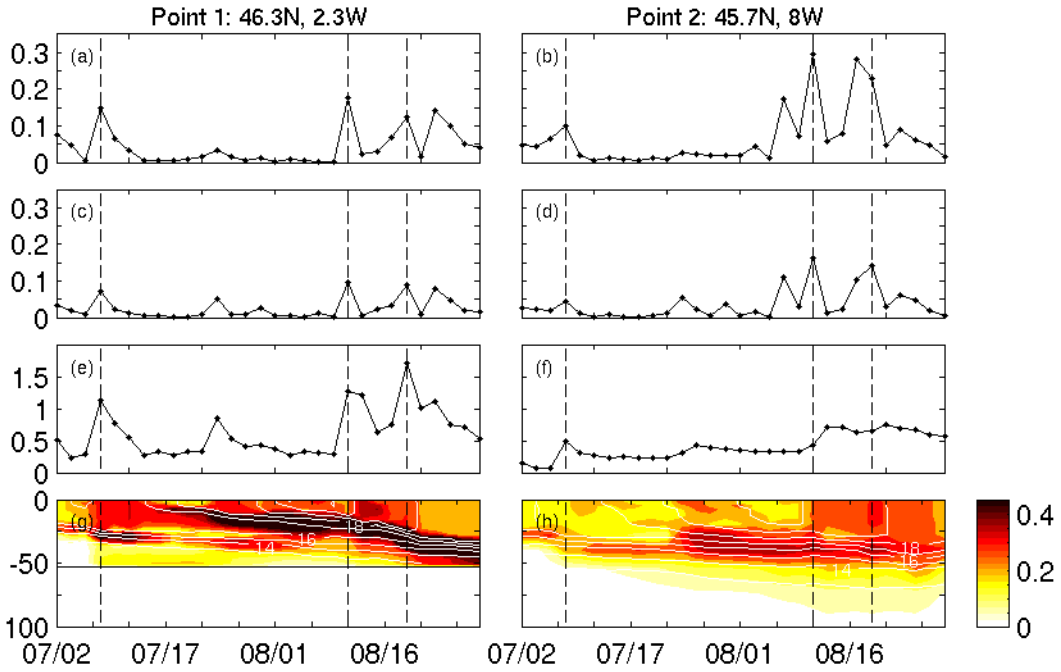


Figure E.9: Left: model outputs from Point 1 (cf. Figure E.5). Right: same for Point 2. (a) and (b) : Evolution of the reference wind stress intensity ($N.m^{-2}$) during the simulation. (c) and (d) : wind stress intensity ensemble standard deviation ($N.m^{-2}$). (e) and (f) : sea surface elevation ensemble standard deviation (cm). (g) and (h) : upper 100 m temperature ensemble standard deviation (°C) on the vertical (y-axis, in m). Thin white lines: reference model potential temperature (contour every 1°C). Bottom is indicated (black line) on (g). For all: reference dates from Figure E.4 in dashed lines.

As we are focusing on mesoscale activity, mostly in relation with coastal currents, we now check that these features are visible in the model state error subspace. Figure E.10a shows the vortical structure at 30 m depth in the reference model run, on August 6. We clearly see major mesoscale patterns in the open ocean area and at the shelf edge. Two major cyclonic eddies neighbor the Armorican Shelf edge, forced as they are by the shear between the northward slope current and the southward interior current. A large cyclonic meander spreads inwards from the Spanish coast at 5.5 °W. Small cyclonic patches appear to be stuck between this latter structure and the two major eddies along the Armorican Shelf slope. Close to the model western boundary, two small eddies are found, a cyclonic one in the North at the shelf edge and an anticyclonic one in the South, along the Cantabrian shelf. In the Southeast corner of the Bay of Biscay, a mushroom-like meander is developing on the Landes Plateau toward the interior, with a cyclonic part in the North, and the anticyclonic counterpart in the South in which currents are following the curve of the shelf slope. Along the shelf edge and on the shelf itself, cyclonic and anticyclonic features have much smaller scale and appear to be less coherent during the simulation. Figure E.10b shows the ensemble potential temperature standard deviation at the same depth and on the same day. The largest amplitude for temperature ensemble variance at this depth is found on the Cantabrian shelf and slope, on the Landes Plateau and the adjacent shelf, and at the edge of the Brittany peninsula. Temperature ensemble variance on the shelf can be locally very large when reaching the bottom of the mixed layer where the temperature vertical gradient is intense. On the Landes Plateau, the large amplitude temperature ensemble variance meander follows the mushroom-like vorticity pattern seen on Figure E.10a, and the anticyclonic part of that structure, North of it, extends inside the Cap-Breton Canyon within the anticyclonic part. In the interior of the basin, the

temperature ensemble variance is larger at the edges of dominant vortical features. It is particularly true around the cyclonic meander spreading from the Spanish coast, the shape of which appears clearly in temperature ensemble variance, and around the anticyclonic patch North of it. Meanders of temperature ensemble variance also follow vortical dynamics West of these features. Temperature ensemble variance thus appears intensely influenced by mesoscale activity in the error subspace in that region. Figure E.10c is a map of the instantaneous sea level ensemble standard deviation, on the same day. Sea level ensemble variance is higher in shallow waters than in the open ocean as expected. In the interior of the basin the ensemble variance partly follows mesoscale features, like the meander spreading from the Spanish coast. Two patches of high amplitude ensemble variance are present at the edge of the Landes Plateau and in the Cap-Breton Canyon North of it, which are places of high mesoscale activity. Smaller patches are present along the Armorican Shelf slope in the vicinity of the two large cyclonic eddies. Figure E.10d shows the ensemble standard deviation of model temperature on the vertical, along the transect shown on Figure E.10b, at the same date. In the open ocean, from 10.5°W to 4°W, the depth of the temperature ensemble variance maximum and its amplitude appear to be correlated to the depth and amplitude of the maximum vertical temperature gradient, as inferred from the isotherms. The amplitude of the temperature ensemble standard deviation rises when approaching the Landes Plateau, around 4°W. There, it strengthens and deepens. Closer to the coast, the temperature ensemble variance seems more complex with smaller variance patches at several depths. Short space scale variations of the isotherm depths there indicate strong local dynamics which undoubtedly play a major role in the temperature error pattern found. This illustrates the complexity of the Landes Plateau zone.

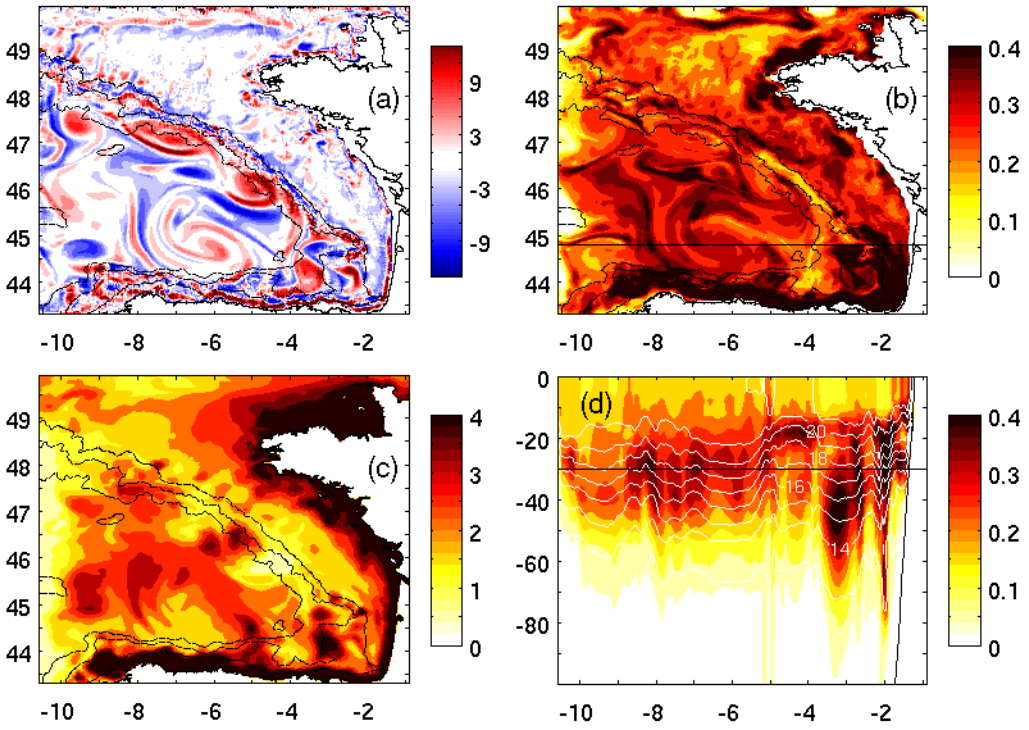


Figure E.10: (a) Model relative vorticity ($\partial v/\partial y - \partial u/\partial x$, 10^{-4} s^{-1}) at 30 m depth on August 6. (b) Model potential temperature ensemble standard deviation (°C) at 30 m depth on the same day. The zonal line at 44.8°N is the location for transect used in (d). (c) Model sea surface elevation ensemble standard deviation (cm) on the same day. (a-c) Thin lines: 200, 2000 and 4000 m isobaths. (d) Vertical transect along 44.8°N of model potential temperature ensemble standard deviation (°C) in the upper layer on the same day. Thin white lines: reference model potential temperature on the same day (contour every 1°C). Thin black line: 30 m depth reference.

E.3.5 Comparison of altimetry networks

We now use the previously described approach (RMS technique and stochastic modelling) to estimate the performance of a few observational networks. The Appendix gives a brief overview on how the calculations are handled in practice, as well as some cost-related considerations.

We first compare the performances of two altimeters. One is the classical Jason 1 altimeter, the other is a wide swath altimeter, such as the instrument envisaged for the SWOT projected mission, inspired by the WSOA project (Alsdorf et al., 2007). This “imaging” altimeter would be composed of a classical nadir radar altimeter, plus an interferometer measuring sea surface elevation in the cross-track direction and therefore providing much wider space coverage than a classical radar, nadir-only altimeter. We are interested in comparing the relative efficiency of each instrument at detecting model variability modes, but also in estimating what physical processes these instruments are able to measure. Two experiments are performed with the wide-swath instrument. The first experiment accounts for all the available measurements points, the second accounts for only those which are over the deep ocean (more than 150 m

depth). The second experiment is designed to test the influence of the space locations of altimetric data. On Figure E.11 we see the observation points of the various networks. Jason 1 measurements locations have been taken from real observations, with a datum every 5.8 km on average, corresponding to the 1 Hz data post-processing. The tracks of the Wide Swath altimeter are centered on those of Jason 1, which is one of the realistic options considered for the SWOT mission. The measurement points are 15 km distant in both along-track and cross-track directions, as proposed in the WSOA mission definition (Fu, 2003). The error budget is in both cases rather simple. Observation errors are considered independent in space and time, equal to a Gaussian white noise of zero mean. The observation error covariance matrices **R** are thus diagonal. In the case of Jason 1, the standard deviation is taken equal to 3.9 cm. This value is larger than the 2 cm error achieved for large scale variability in datasets available on basin-wide areas (Le Traon & Ogor, 1998). The same error of 3.9 cm in sea level for coastal ocean has already been used by Mourre et al. (2006) and is relevant for the achieved error along the satellite tracks using improved data processing in coastal areas (Bouffard et al, 2008b). The Wide Swath altimeter error budget depends on the distance to the nadir. On the nadir the error is the one of the radar altimeter, and is then set to 3.9 cm as well, then it increases from 3.9 cm at nadir to 5.3 cm at the far end of the swath (Fu, 2003). This does not take into account other sources of errors, such as the satellite roll that induces correlated errors along the satellite track (the impact of such errors has been studied by Le Hénaff et al. (2008 accepted) in the case of barotropic shelf dynamics). The observational sampling period spans the period from July 27 to August 5, corresponding to a full Jason 1 orbit and does not include a storm (thus simplifying error propagation analysis). Figures 11a-c show the observation points and the associated days, for the three networks. Jason 1 has 732 observations, the full Wide Swath altimeter 3,910, and the Wide Swath altimeter over deep ocean only 2,779. For each network the scaled representer matrix χ has been calculated, then diagonalized using a Lanczos method (Toumazou & Crétaux, 2001). Figure E.11d provides the spectrum of each network χ matrix. Considering the number of eigenvalues larger than 1, as defined in section E.2, the most efficient network is the full Wide Swath altimeter which detects 4 degrees of freedom of model state error , then the Wide Swath deep ocean-only altimeter, detecting 2 d.o.f.s, and finally Jason 1, only 1.

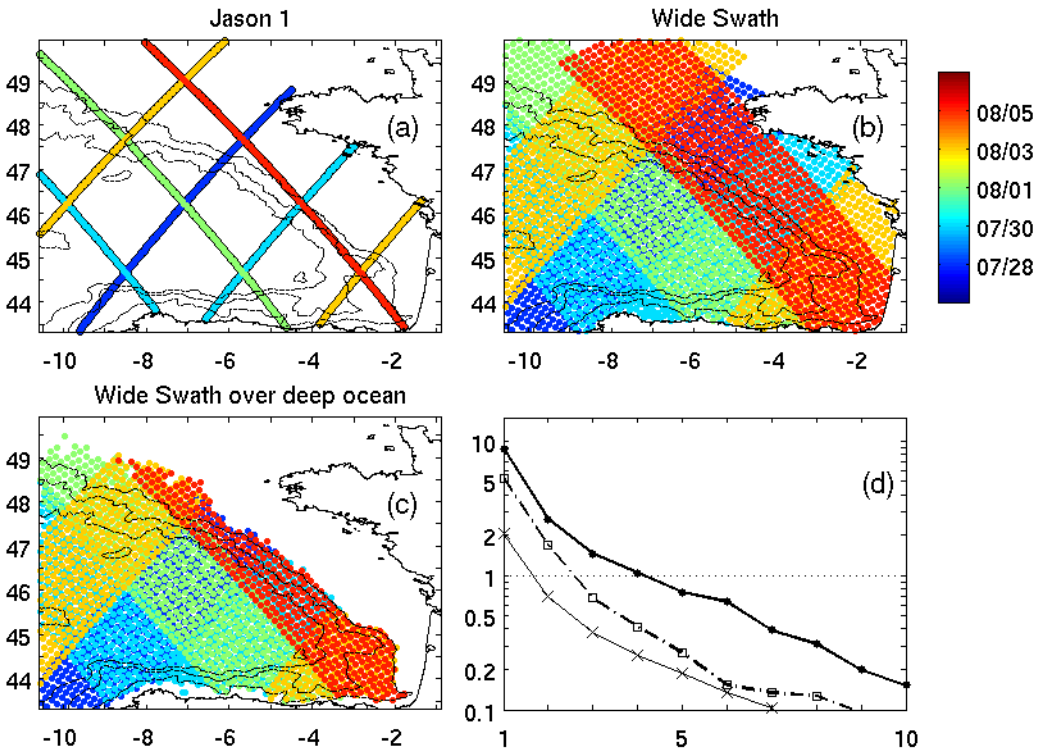


Figure E.11: (a) Observation locations and dates for the Jason 1 experiment, with 200, 2000 and 4000 m isobaths in thin black lines. (b) Same as (a) for the Wide Swath experiment. (c) Same as (a) for the Wide Swath deep ocean-only experiment. (a-c) Dates for each measurement are in color levels. (d) Representer matrices spectra for the Jason 1 experiment (thin line with crosses), the Wide Swath experiment (thick line with circles) and the Wide Swath deep ocean-only experiment (dot-dashed line with squares). Dotted line: spectrum of the identity matrix, equal to 1.

By itself, the spectral analysis does not tell which model state error physics are gained or lost when choosing one network over another. To access that information, we have to examine the corresponding eigenvectors. Figure E.12 shows the corresponding dominant 3 eigenvectors of χ for each altimetric network. The first mode is a basin mode consisting of an exchange of water between the open ocean surface elevation and the shelf surface elevation. This large-scale mode appears to be detected by the three networks. The second and third modes, seen clearly on the Wide Swath eigenvectors, have shorter space scales, closer to the order of magnitude of open ocean mesoscale features. The second mode exhibits positive patterns of large amplitude on the edge of the Landes Plateau, North of Spain at 5°W and at the northern edge of the Armorican Shelf, where the shelf slope enlarges. Negative patterns appear at the extreme Northwest of the domain and in a small patch at the base of the shelf slope just North of the Landes Plateau. Mode 2 eigenvectors for all three networks have similar locations for their relative maxima and minima, considering the differences in the data sampling density. The third mode shows high amplitude patterns of both signs mainly on the shelf, a major positive signals on the Landes Plateau, and smaller positive signals along the Cantabrian slope. The high amplitude, double-signed feature on the shelf lets us think of short time scale error-space events being detected by the wide-swath network there. Modes 2 and 3 from the full Wide Swath altimeter show many of the mesoscale sea level features of the interior of the basin as seen on Figure E.10: the meander North of Spain, the patches on the Landes Plateau and in the Cap-Breton Canyon, and the same patches along the Armorican Shelf.

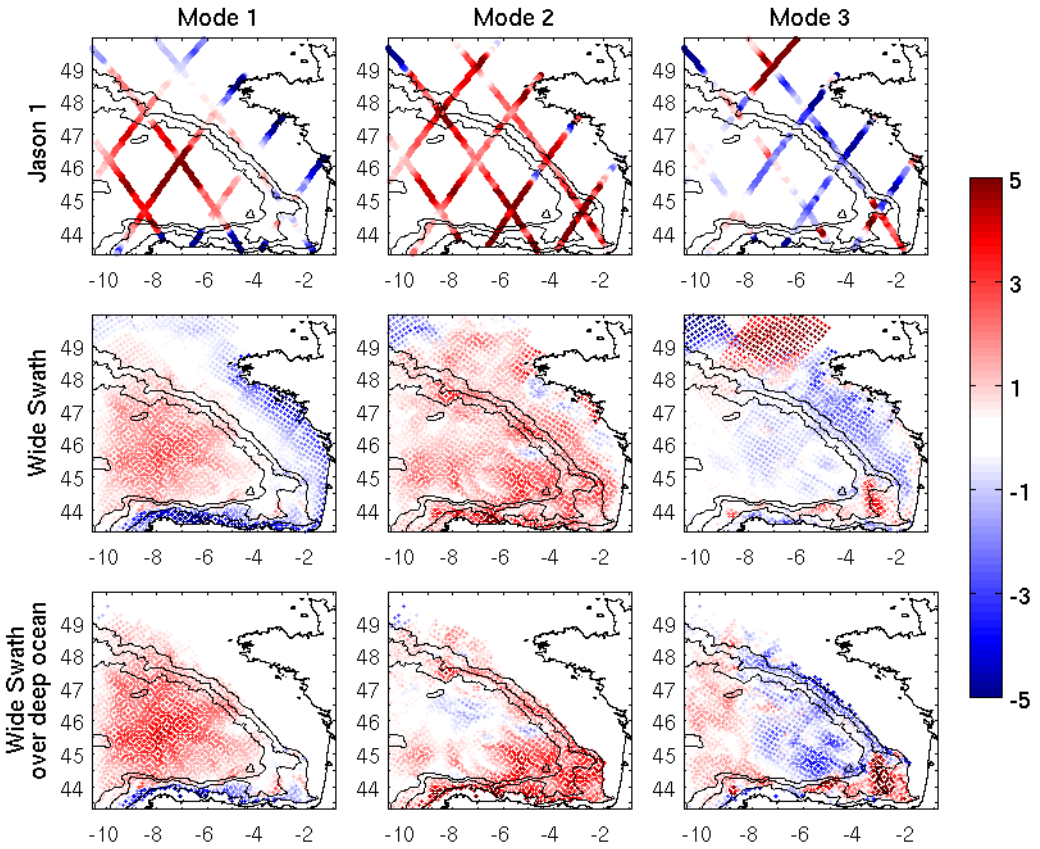


Figure E.12: First 3 dominant eigenmodes (no dimension) of the scaled representer matrices, for the three altimetry experiments from Figure E.11: Jason 1 (top), full Wide Swath (middle) and White Swath deep ocean-only (bottom). From left to right: first, second and third modes. Thick line: 200, 2000 and 4000 m isobaths.

The combined examination of the number of error modes detected by a network and of the patterns associated to these modes allows characterizing the performances of the various networks in a *qualitative* way, considering the physics associated to the various modes. The previous discussion seems to indicate that the dominant 3 modes are related across networks in terms of those physical processes. Jason 1 can detect the water sloshing mode, but not the higher error-space modes associated with the mesoscale variability. A Wide Swath altimeter appears to be able to detect that last type of error-space variability. Another interesting feature is the opposite-sign swaths on the Armorican shelf on wide-swath mode 3. Both swaths were measured at different times, and led to the detection of error features with opposite signs, hinting at the presence of fast error-space processes on the shelf. These two patches of opposite signs reveal an underlying error-space anticorrelation, on the shelf, between the two swath passes which occurred at different times. This is consistent with high-frequency, wind-forced shelf dynamics being present in the error subspace there. In order to enhance separability between the high-frequency shelf processes and the abyssal plain mesoscale dynamics over such a short time span, we introduced the third network, which only covers the deepest areas with the wide swath. With that configuration, the Wide Swath instrument is able to detect only 2 modes, the second mode being as before associated with mesoscale features. Overall, a Wide Swath altimeter seems to be able to detect error processes linked to mesoscale activity in a coastal zone, which is a requirement from the coastal modelling community.

This example shows that the RMS method is not to be used as a black box by just counting eigenvalues. The definition of the observation network has to be designed keeping in mind what the model is able to represent, and what error processes we are interested in detecting.

E.3.6 In situ array design

The RMS technique may also be used to study several options for a cruise, or for the deployment of a local *ad hoc* array. To illustrate this, we now examine various arrays of in-situ measurements in one particular sub-region of the Bay of Biscay. Several array options are being considered to study the mean currents and variability of the Landes Plateau, which is a zone of complex dynamics with high mesoscale activity on top of an irregular sloping bottom. As before, we wish to know whether the array options considered would help us detect local (and possibly remote) model state errors, and whether we can hierarchize the options given the criteria illustrated in this paper. Three networks are tested, as shown on Figure E.13a. The first two networks, A and B, only measure temperature along the water column every 10 m down to 2000 m (e.g. coarsely mimicking CTD or glider measurements). Network A, composed of 326 temperature measurements on 12 vertical profiles, is centered at the edge of the shelf along the Landes Plateau, while network B, with 316 measurements again on 12 vertical profiles is shifted 35 km to the South. It is closer to the Cap Breton Canyon and reaches the shelf South of it. Finally network C is located as A, but current-meters are added along the central transect. Counting the additional velocity measurements, network C is composed of 538 measurements, on the same profiles as network A. Our temporal sampling scheme is simplified in this example: we consider observations to be concomitant on July 30 only. The observation errors are once again chosen to be independent. Observation error standard deviations have been set to 0.2°C in temperature, 1 $cm.s^{-1}$ in zonal and meridional currents, for any measurement point. **R** matrices are thus diagonal, homogeneous over each measurement type.

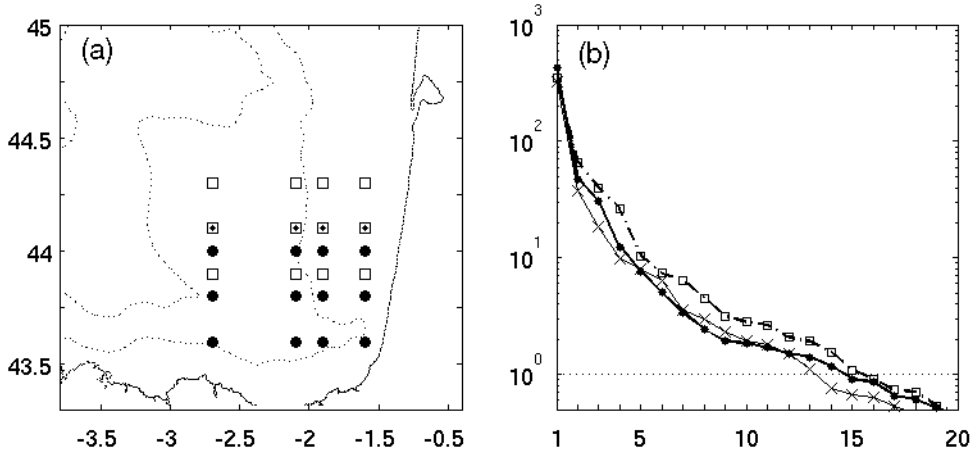


Figure E.13: (a) Location of the observations in network A (white squares), network B (black circles) and network C (same as A, dots in central squares indicate current-meters locations). (b) Representer matrices spectra for network A (thin line with crosses), network B (thick line with circles) and network C (dot-dashed line with squares). Dotted line: spectrum of the identity matrix, equal to 1.

Spectra for the scaled representer matrices χ are shown on Figure E.13b. As a first remark, there are much more modes with eigenvalues larger than one than in the previous example. This is due to the high-amplitude model guess errors in temperature, especially at the base of the mixed layer, which are twice as large as the observational error. In contrast, errors on sea surface elevation in the altimetric examples were generally smaller than the observational error, at least on the open ocean. Spectra of networks A and B appear to be very close to each other for the dominant modes, though one must be careful since the scale is logarithmic. Table E.2 shows that the global detected error variance (GDEV), measured by the total scaled error variance and equal to the trace of χ, is much larger for Network B, because of the contribution of the first eigenvalue. These two spectra also differ in that network B has 14 eigenvalues larger than one, one more than Network A. Shifting the array network helps better detect the dominant mode, and enriches the range of model guess error d.o.f.s the network is able to detect. Network C has 15 eigenvalues larger than one, and appears to be more efficient than networks A and B for measuring the dominant modes other than the first, for which network B is the most efficient. Table E.2 indicates that network C overall measures less GDEV, whereas its entire spectrum is above network B's, except for the first eigenvalue. Network C has relative explained variances for modes 2, 3 and 4 higher than the other two networks, and a relatively less dominant first mode. Adding current-meters thus improves the ability of the network to detect a palette of secondary modes.

	Total scaled errors variance	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4
Network A	427	76.2	8.9	4.3	2.3
Network B	555	77.3	8.5	5.5	2.2
Network C	530	65.3	12.4	7.5	5

Table E.2: First column: total variance of the scaled errors (Global Detected Error Variance, GDEV) for the three networks (no dimension). Columns 2 to 5: part of the variance explained by the first four modes (%).

Another point of interest is to compare the impact each network would have in state space, i.e. on the model fields if such a network was assimilated, at least for the dominant modes. This can be achieved through the study of the modal representers defined in Part E.2. These state-space objects are more convenient here than the sole eigenvectors of χ, as groups of vertical measurements are difficult to analyze together. Modal representers of the three networks in terms of model sea level are shown on Figure E.14, for the first three modes. The first-mode modal representer patterns are very similar for the three networks. We notice on this mode the large sea level pattern already seen in sea level ensemble standard deviation (Figure E.10c), also seen in mode 3 of the altimetry networks analysis (Figure E.12). On this particular mode, network B appears to show the largest amplitude, while the other two seem rather equivalent. This network has a larger potential to impact the French coast model sea level, due to its position closer to the shelf and reaching the along coast variability patch of mode 1. Modes 2 and 3 differ across the networks studied. Indeed, mode 2 for network C has the same pattern as mode 3 for networks A and B. This modal representer has larger amplitude for network C: adding current-meters to the initial array would give network C the potential to correct the model sea level along the coast and at the western edge of the Landes Plateau, even more so than shifting the array on the Cap Breton Canyon. This ability had not been found for the first mode, for which network A and C had comparable eigenvalues and modal representers amplitudes. Similarly, network B modal representer has a larger amplitude than A: once again shifting the array to the South of the Plateau allows a larger impact on the model sea level

along the French coast. For the remaining modes, it is not possible to assert that they detect the same error mode.

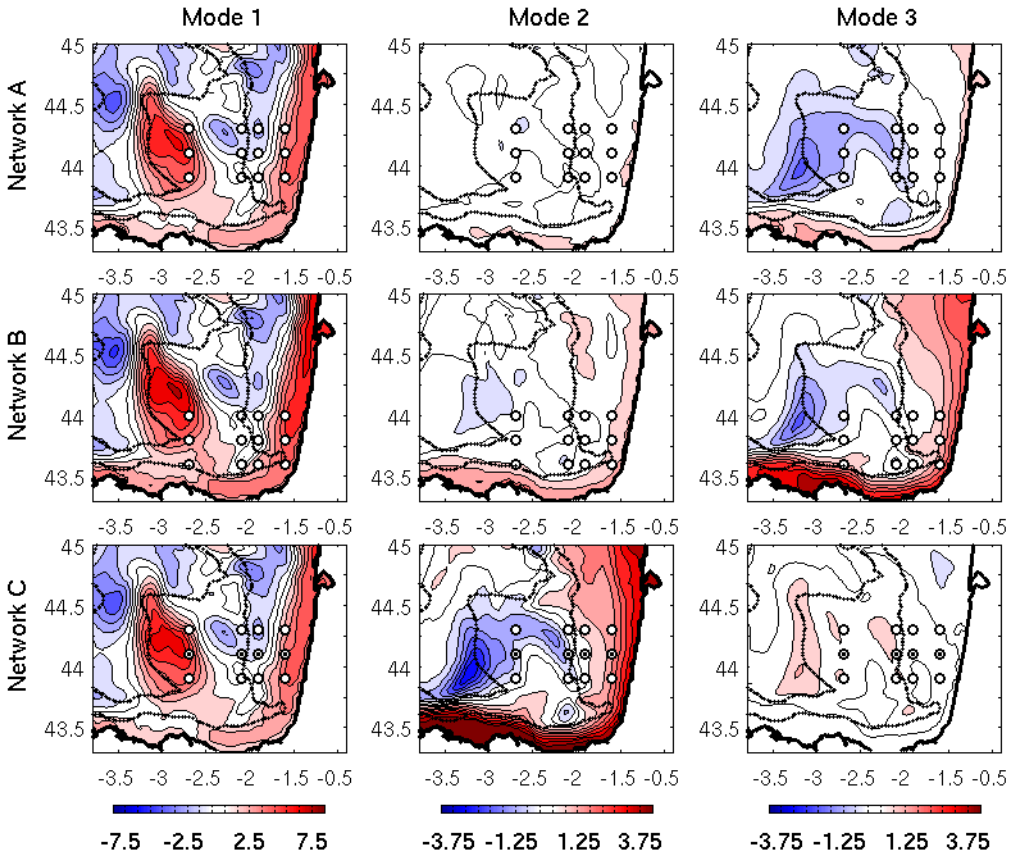


Figure E.14: First three modal representers in sea level (cm), for the three in-situ networks from Figure E.13: network A (top), network B (middle) and network C (bottom). From left to right: first, second and third modes. Thick dots: 200, 2000 and 4000 m isobaths.

Here again a wealth of useful information can be obtained beyond the mere representation of representer matrix spectra, thanks to the other tools introduced in this paper. In-situ temperature data appear to provide a potentially strong constraint on the model sea level, through the covariance of model state errors. Shifting the array South on the Cap Breton Canyon allows reaching a region of higher model sea level variability, thus better impacting the sea level along the coast. Adding current-meters to the array modifies the order of the error modes caught by the network, and enhances the capability to detect secondary modes.

E.4 Conclusion

A relatively simple methodology to assess the performance of any observational network at detecting model state errors without having to perform data assimilation has been developed and tested on realistic cases. Given a model prior state estimate, our technique, called the Representer Matrix Spectra (RMS) technique, aims at analyzing how observation networks are potentially able to detect and constrain degrees of freedom of the model state errors. In this paper, the methodology was implemented with the help of stochastic modelling in order to provide the required error estimates. Using that approach in the case of wind forcing errors,

we have illustrated the potential of wide swath altimetry to detect errors associated with mesoscale variability in the deepest part of the Bay of Biscay and with the slope current variability along the shelf break, as well as with high-fequency wind error-induced processes on the shelf. In a second example, we focused on instantaneous measurements on the Landes Plateau. As the prior model state errors are very large in temperature on the vertical, measurements appear very valuable to the model. Shifting the array closer to the South edge of the Landes Plateau allowed to measure more of the along coast variability, while adding current measurements better detects secondary variability modes.

The configuration adopted in these two examples was based on a single ensemble implementing a unique source of state errors, here those of the forcing winds. The way the perturbed wind field is generated, using a set of random coefficients every 5 days, could be refined by using a smoother temporal scheme. Other sources could be considered, for example the model initial state. Alternative ensembles, mixed ensembles, or ensembles drawn from data assimilation schemes such as the Ensemble Kalman filter would probably be needed to fully assess network performances in realistic cases.

These two examples illustrate the potential of the method in both quantitative and qualitative ways. The RMS technique is not able to define an optimum observation network by itself, but it gives a way to assess and compare array options at low computational cost, as one has to calculate only one ensemble of model runs and then perform the various analyses. Moreover, the analysis of array modes and modal representers gives valuable insight into the impact a network would have on the model state error subspace physics, thus helping choose a network that would focus on specified physics. This qualitative part of the RMS technique is undoubtedly the most interesting and promising.

Results from the RMS technique are indicative of the potential impact an observation network may have in a data assimilation context. We are thus interested in confronting our approach with other observation network assessment techniques, such as OSSEs involving the EnKF (Mourre et al., 2006). This will be one of the next steps of this work. We also wish to test the use of on-the-fly RMS analysis during EnKF integration, with the objectives of studying the regime-dependency of the array mode spectra, and of confronting observability criteria (such as in this paper) to controllability criteria. Another point of interest would be to test the RMS method with more complex observation error budgets, involving correlation in observation errors, which may affect the perception of the model state error modes by the array. Finally, this approach should be complemented by a model-testing approach once the “optimized” network data are finally available.

Appendix

The ensemble of 82 simulations provides us with a proxy of model guess error statistics. Manipulating such an ensemble of high-resolution, 3D simulations is not straightforward. Our model state has a full dimension (space, time and variables) of n=O(10^9), which is large. Calculating the various terms explained in part E.2.1 can thus be rather heavy depending on how this is done. Here the matrix $\boldsymbol{\chi}$ is calculated in three steps. First, we directly calculate $\mathbf{HP}^g\mathbf{H}^T$, and not $\mathbf{P}^g$, which is too costly to determine, and too heavy to store, as its size is O(n^2). The projection onto the observation space through $\mathbf{H}$ is a spatial trilinear interpolation (horizontal and vertical) of the model values on the observation points, for each member; we consider in our study that the observation times correspond to some of the model output dates,

as each model output is already a 2-day average. If p is the dimension of the observation space, and N the size of the ensemble, the computation cost to calculate the representer matrix $\mathbf{HP}^g\mathbf{H}^T$ is $O(p^2N)$. The second step is the calculation of $\mathbf{R}^{-1/2}$. It is straightforward when we consider uncorrelated errors: $\mathbf{R}$ is diagonal, so $\mathbf{R}^{-1/2}$ is also diagonal, with values equal to the inverse of the square root of the diagonal terms of $\mathbf{R}$. When we consider a more complex error budget (not the case in our tests), the computation cost of $\mathbf{R}^{-1/2}$ increases. The calculation of $\mathbf{R}^{-1}$ can be performed for instance using a Cholesky decomposition, e.g. using Lapack libraries (DPPTRF/DPPTRI functions), since $\mathbf{R}$ is symmetric definite positive by construction. A Cholesky decomposition of $\mathbf{R}^{-1}$, which is symmetric definite positive too, can also be used to calculate $\mathbf{R}^{-1/2}$. Using $\mathbf{R}^{-1}=\mathbf{LL}^*$ (* indicating the conjugate) and the SVD decomposition of $\mathbf{L}$ as $\mathbf{L}=\mathbf{USV}^*$, then $\mathbf{LL}^*=(\mathbf{USU}^*)(\mathbf{USU}^*)=\mathbf{R}^{-1}$, so $\mathbf{R}^{-1/2}=\mathbf{USU}^*$. Both Cholesky and SVD decompositions cost $O(p^3)$ calculations, which is more costly than the calculation of $\mathbf{HP}^g\mathbf{H}^T$ when $p>N$, which is the general case. The last step is the calculation of $\boldsymbol{\chi}$ from $\mathbf{HP}^g\mathbf{H}^T$ and $\mathbf{R}^{-1/2}$; it requires $O(p^2)$ operations when $\mathbf{R}^{-1/2}$ is diagonal, $O(p^3)$ when it is not, which is of the same order as the cost of the calculation of $\mathbf{R}^{-1/2}$ itself. The final eigenvalue decomposition of $\boldsymbol{\chi}$ requires $O(p^2)$ operations. Overall, in our case where $\mathbf{R}^{-1/2}$ is diagonal, the most expensive part is the calculation of $\mathbf{HP}^g\mathbf{H}^T$, with a cost of $O(p^2N)$ calculations.

The matrix of modal representers $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{P}^g\mathbf{H}^T\mathbf{R}^{-1/2}\boldsymbol{\mu}$ is also costly to compute. As we are interested in the dominant modes of $\boldsymbol{\chi}$, we select an arbitrary number $q<<p$ of modes we wish to examine, using a block $\boldsymbol{\mu}'$ of dimension $p*q$. If $\mathbf{R}^{-1/2}$ is diagonal, the final matrix $\boldsymbol{\rho}'$ is calculated in one step, requiring $O(Nnpq)$ calculations, which is larger than calculating $\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ separately in $O(Nnp)$ calculations, but avoiding having to store this matrix of large dimension $n*p$. If $\mathbf{R}^{-1/2}$ is not diagonal, calculating $\boldsymbol{\rho}'$ in one single step requires $O(Nnp^2q)$ operations, which is very large, so one may prefer to calculate and store $\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ and $\mathbf{R}^{-1/2}\boldsymbol{\mu}'$ separately. $\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ costs $O(Nnp)$ calculations and has a size of $n*p$. This induces a limit in the size of the observation space : if $p=10^3$ observations, $\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$ has a size of $O(10^{12})$! $\mathbf{R}^{-1/2}\boldsymbol{\mu}'$, of dimension $p*q$, costs $O(p^2q)$ operations, which is expectedly lower than the calculation of $\mathbf{P}^g\mathbf{H}^T$, since $n>p$ and in the general case $N>q$. The final calculation of $\boldsymbol{\rho}'$ from the two matrices then requires $O(np^2q)$ calculations, which is the most expensive step in terms of calculations. In this study, we only calculate $\boldsymbol{\rho}'$ in the case of diagonal $\mathbf{R}$ matrices, in a single step of $O(Nnpq)$ calculations.

Acknowledgments

We thank MERCATOR, a GODAE-participating system, for providing the model boundary data used in the nesting. Most of the work was conducted during Matthieu Le Hénaff's Ph.D. thesis, for which a grant from DGA is gratefully acknowledged. This project also benefited from interactions within the MERSEA and ECOOP European projects, and (in the case of nadir and wide-swath altimetry) within the CNES/NASA OST and SWOT communities. We also thank two anonymous reviewers for their constructive remarks.

Chapitre F : Golfe de Gascogne : Résultats complémentaires

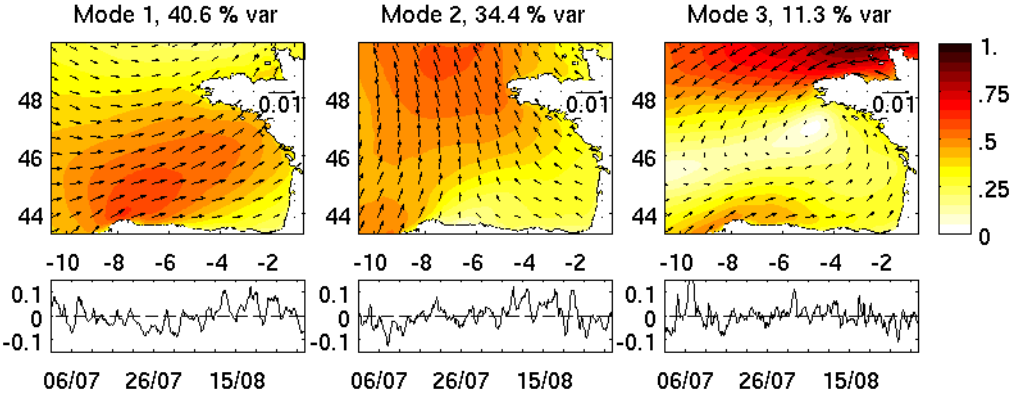
Dans ce chapitre, nous introduisons une autre source d'erreur dans la modélisation du Golfe de Gascogne. Il s'agit des incertitudes sur les conditions hydrographiques initiales. Nous effectuons ensuite une analyse comparée des deux sous-espaces d'erreurs du modèle. Enfin, nous appliquons la méthode RMS à l'analyse des réseaux d'observation décrits dans l'article RMS pour les deux sources d'erreur, complétée par une étude de l'impact du roulis sur l'analyse effectuée.

F.1 Modélisation stochastique

Nous avons réalisé deux ensembles de simulation afin d'évaluer les sous-espaces d'erreur dus aux incertitudes sur le vent et sur les conditions initiales. Des méthodes d'ensemble pour qualifier les erreurs de modèle dues aux incertitudes sur les conditions atmosphériques ont déjà été utilisées par Broquet et al. (2007) dans le cas d'une caractérisation des erreurs typiques d'un modèle côtier à trois dimensions du Golfe de Gascogne, sur une échelle saisonnière, établie à l'aide d'un ensemble de données de forçage issues de différentes années. Ici nous ne nous intéressons qu'aux erreurs du modèle propres à notre période d'étude, générées par des perturbations aléatoires des champs de vent ou des conditions initiales.

F.1.1 Perturbation du vent de surface

La méthodologie pour générer le premier ensemble a été décrite dans l'article RMS. Elle a aussi été utilisée par Julien Lamouroux au cours de sa thèse (2006). Nous allons ici simplement examiner plus en détails la base d'EOFs fournie par l'analyse de la variabilité temporelle du champ de vent issu du modèle atmosphérique Aladin.



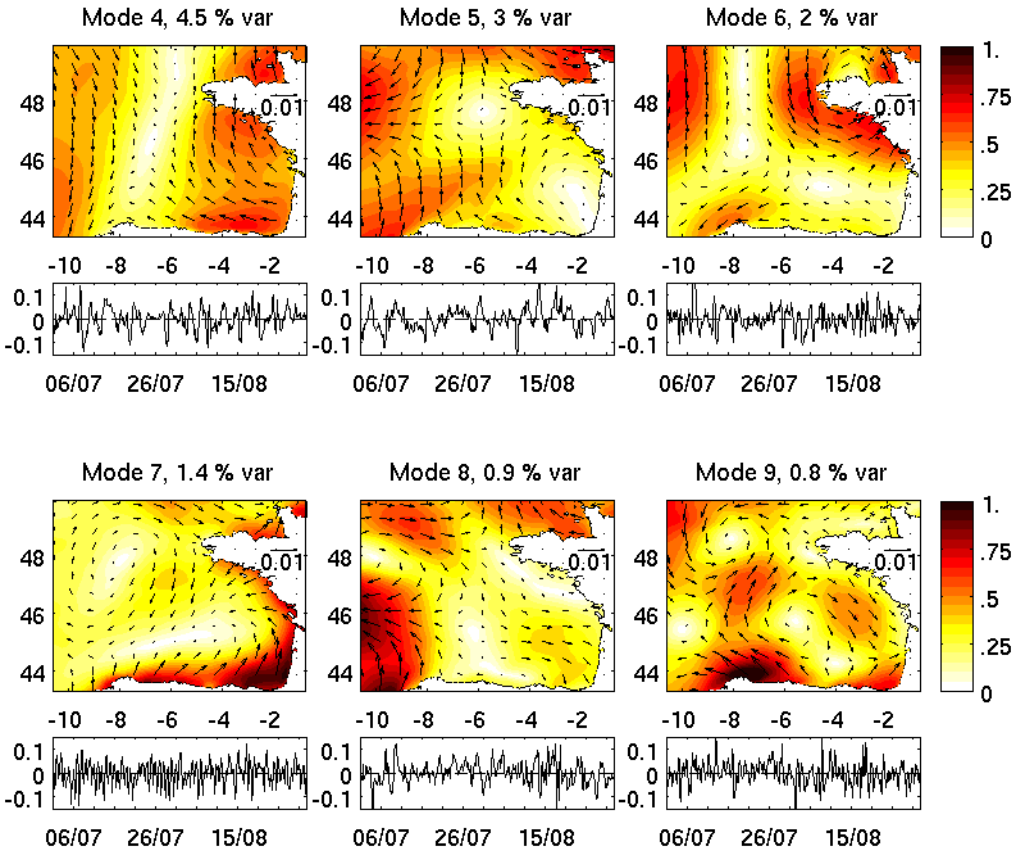


Figure F.1 : 9 principales EOFs bivariées du vent : mode (10^{-2}, sans dimension) et série temporelle associée (sans dimension). La part de variance temporelle expliquée est indiquée en titre de chaque figure.

Les 3 premiers modes ont déjà été examinés précédemment. Nous avons vu que le premier mode est associé à l'installation d'anticyclones et au passage de dépressions, notamment en août. Le second mode est principalement associé aux coups de vent du mois d'août tandis que le troisième caractérise le coup de vent du 8 juillet. Les modes suivants sont secondaires et n'expliquent qu'une part réduite de la variance, inférieure à 5%. Ils sont de plus grande fréquence temporelle et apparaissent plus comme des compléments des structures dominantes des 3 premiers modes, en tant que résidu de la méthode d'analyse. Néanmoins le mode 6 est clairement associé, de par sa structure spatiale et sa série, à l'épisode de vent de début juillet. Le mode 7 est quant à lui un mode uniquement journalier, représentant le cycle diurne brise de terre/brise de mer, ce que l'on voit sur la carte associée. La variabilité dans les conditions atmosphériques du premier ensemble de simulations reste dominée par les trois épisodes de vent déjà étudiés.

F.1.2 Perturbation des conditions hydrographiques initiales

Une autre source d'erreur dans les modèles réside dans les conditions initiales. Nous avons vu en effet que l'hydrographie de la zone du Golfe de Gascogne n'était pas réaliste en profondeur en raison d'une mauvaise représentation des masses d'eaux intermédiaires et méditerranéennes. Nous pouvons nous demander quel effet cette condition initiale a sur la modélisation. Pour cela, on peut perturber les profondeurs des couches de même densité. Malheureusement, nous ne pouvons pas décider d'abaisser ou de surélever une ou plusieurs couches. Ceci reviendrait à perturber le bilan de masse d'une simulation à l'autre et rendrait la

comparaison incohérente. Il convient alors d'effectuer des perturbations sur une couche d'isodensité sans en perturber la moyenne. Ceci est possible avec la méthode décrite par Evensen (1994). Elle a aussi été utilisée par Auclair et al. (2003).

Il s'agit dans un premier temps de décrire un champ 2D par sa décomposition de Fourier sur la grille du modèle :

$$q(x_n, y_m) = \sum_{l,p} \hat{q}(\kappa_l, \lambda_p) \Delta\mathbf{k} \exp i(\kappa_l x_n + \lambda_p y_m) \tag{F.3}$$

$\mathbf{k}$ étant défini par ses coordonnées (κ_l, λ_p), et $x_n = n\Delta x$, $y_m = m\Delta y$, $\kappa_l = \frac{2\pi l}{N\Delta x}$, $\lambda_p = \frac{2\pi p}{M\Delta y}$ et $\Delta\mathbf{k} = \Delta\kappa\Delta\lambda = \frac{(2\pi)^2}{NM\Delta x\Delta y}$, N et M étant les dimensions de la grille, Δx et Δy les dimensions en x et y.

On définit alors la fonction :

$$\hat{q}(\kappa_l, \lambda_p) = \frac{c}{\sqrt{\Delta k}} \exp -(\kappa_l^2 + \lambda_p^2)/\sigma^2 \exp(2\pi i \phi_{l,p}) \tag{F.4}$$

permettant de définir un champ aléatoire via le paramètre aléatoire $\phi_{l,p}$, compris entre 0 et 1. La grandeur σ^2 à déterminer définit l'échelle spatiales des perturbations, et le paramètre c l'amplitude. Le champ correspondant a alors pour formule :

$$q(x_n, y_m) = \Delta k \sum_{l,p} \frac{c}{\sqrt{\Delta k}} \exp -(\kappa_l^2 + \lambda_p^2)/\sigma^2 \exp(2\pi i \phi_{l,p}) \exp i(\kappa_l x_n + \lambda_p y_m) \tag{F.5}$$

On impose alors que le champ soit réel, ce qui impose $\Phi_{-l,-p} = -\Phi_{l,p}$, avec de plus $\mathrm{Im}\,\hat{q}(\kappa_0, \lambda_0) = 0$. La covariance entre deux points de ce champ s'écrit :

$$\overline{q(x_1, y_1) q(x_2, y_2)} = \sum_{l,p} \Delta k c^2 \exp -2(\kappa_l^2 + \lambda_p^2)/\sigma^2 \exp i(\kappa_l (x_1 - x_2) + \lambda_p (y_1 - y_2)) \tag{F.6}$$

On impose pour ce champ une variance égale à 1 et une échelle horizontale de covariance de telle sorte que, si l'on considère un champ isotrope avec r_h pour distance caractéristique de corrélation, cela revient à résoudre le système :

$$\begin{cases} 1 = \Delta k c^2 \sum_{l,p} \exp -2(\kappa_l^2 + \lambda_p^2)/\sigma^2 \\ \exp(-1) = \Delta k c^2 \sum_{l,p} \exp -2(\kappa_l^2 + \lambda_p^2)/\sigma^2 \cos(\kappa_l r_h) \end{cases} \tag{F.7}$$

En pratique on définit une fonction f définie par :

$$f(\sigma) = \frac{\sum_{l,p} \exp -2(\kappa_l^2 + \lambda_p^2)/\sigma^2}{\sum_{l,p} \exp -2(\kappa_l^2 + \lambda_p^2)/\sigma^2 \cos(\kappa_l r_h)} - \exp(-1) \qquad \text{(F.8)}$$

dont on détermine le zéro par un solveur numérique (en l'occurrence Matlab), puis on détermine c et enfin notre champ 2D. La Figure F.2 illustre le champ 2D ainsi formé pour une échelle de corrélation r_h=30km, de l'ordre de deux rayons de Rossby internes.

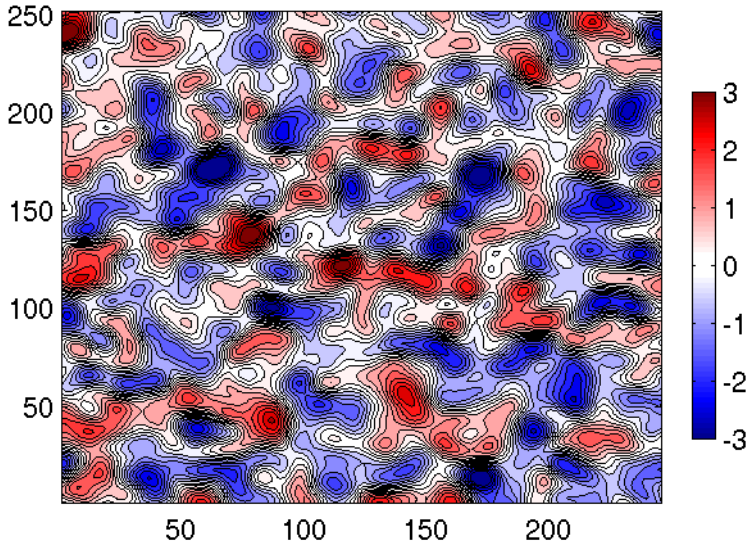


Figure F.2 : champ 2D aléatoire généré par la méthode d'Evensen (1994). Abscisse et ordonnée : points de grille (résolution 3km).

Nous avons calculé 100 champs q de ce type afin générer un grand nombre de champs de perturbation à 3 dimensions. Il faut déterminer un champ 3D total qui tienne compte des perturbations générées en deux dimensions sur l'ensemble des niveaux verticaux. On ne peut en effet pas juxtaposer sur la verticale des couches perturbées indépendamment les unes des autres, cela n'aurait pas de sens. Il faut de plus s'assurer que les champs tendent vers zéro en surface et au fond. Nous avons décidé de perturber les couches entre la thermocline et environ 1000m de profondeur, dans la partie où se situe l'essentiel de la dynamique, et pour laquelle on sait que le modèle Psy2v1 servant au forçage initial n'est pas très fidèle. Nous avons donc établi une fonction en cloche comprise entre 0 et 1 dépendant de la discrétisation verticale. La fonction cloche g que nous utilisons est de la forme :

$$g(k) = \left(\left(1 - \cos\left((k-1)\frac{\pi}{180} \right) \right) * \ln(200-k)^4 \right)^8 \qquad \text{(F.9)}$$

où k est l'indice vertical, compris dans notre cas entre 1 et 200. Cette fonction a été déterminée empiriquement en fonction de la discrétisation verticale que nous avons retenue, qui est constituée de niveaux d'isodensité potentielle. Nous avons établi cette grille de densité potentielle de 200 points en suivant grossièrement la répartition de ces grandeurs dans le modèle, à savoir environ la moitié des points pour des anomalies de densité supérieure à 27 g.m^{-3}, la moitié pour des anomalies inférieures, illustrée sur la Figure F.3. La fonction g que

nous avons défini dans l'équation F.9 décrit alors une courbe selon l'anomalie de densité potentielle centrée sur 27 $g.m^{-3}$ (Figure F.4), ce qui, au milieu du Golfe de Gascogne, revient à une perturbation maximale vers 100 m de profondeur (Figure F.5).

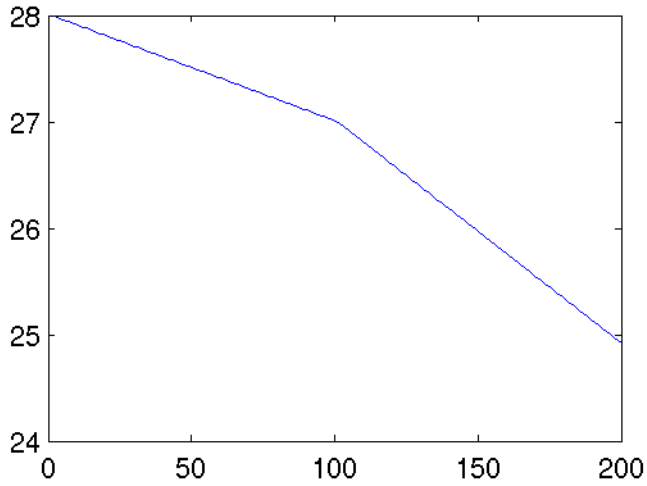


Figure F.3 : grille verticale pour la projection verticale en anomalie de densité potentielle.

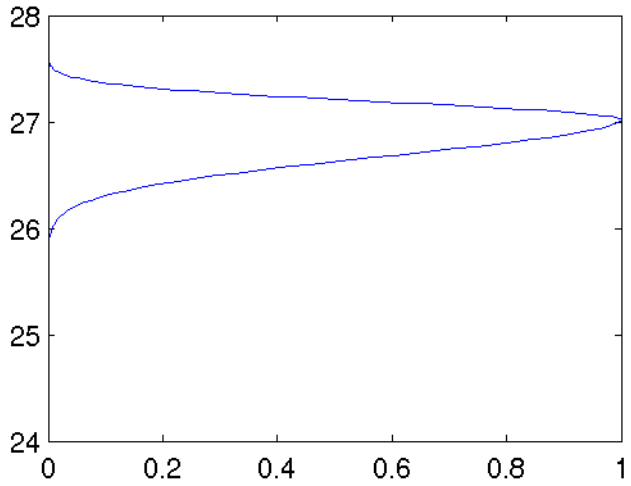


Figure F.4 : fonction g *selon l'anomalie de densité potentielle*

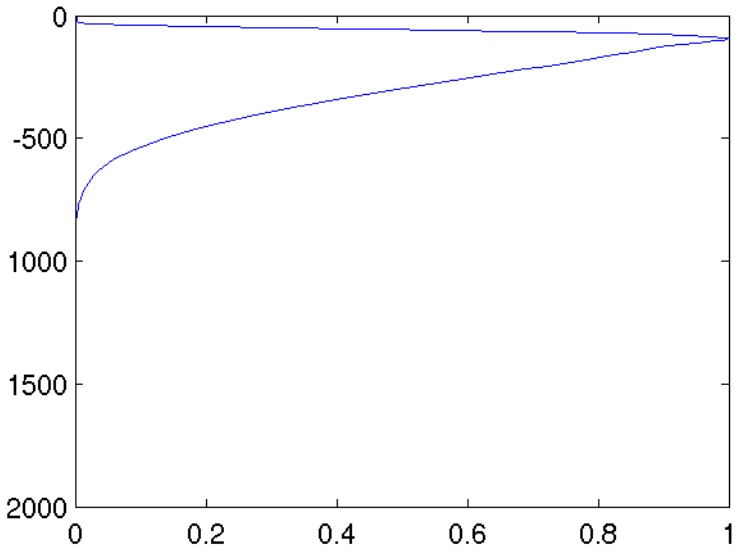


Figure F.5 : fonction g *selon la profondeur à -6.7°0, 46.1°N*

Nous pouvons à présent générer un champ 3D de perturbations en mêlant 2 champs aléatoires q_1 et q_2 sur la verticale via *g*. Le champ 3D *q'* est calculé comme suit :

$$q'(i,j,k) = g(k)\left[q_1(i,j)g(k) + q_2(i,j)\left(1-g(k)\right)\right] \qquad \text{(F.10)}$$

pour *k* entre 1 et 200, la dimension de notre grille en densité. La partie entre crochets dans (F.10) permet de générer un champ 3D complet sur la verticale en mêlant deux champs, un dominant dans les couches médianes, q_1, et un dominant au dessus et au dessous, q_2. Cette combinaison de deux champs 2D permet de générer une multitude de champ 3D originaux depuis notre ensemble de 100 champs à deux dimensions. La multiplication de ce champ par *g* le fait tendre vers 0 en surface et au fond.

La marche à suivre est de calculer le champ de densité potentielle du forçage initial, puis de projeter ce champ sur la grille en densité que nous avons définie : $\sigma_z \rightarrow \sigma_\rho$

On calcule ensuite les profondeurs $z(\sigma_\rho)$ des niveaux de densité ainsi obtenus. On calcule la hauteur moyenne séparant deux couches $z(\sigma_\rho)$ successives afin de déterminer, pour chaque couche, une échelle de perturbation verticale cohérente, $\Delta h(k)$. Ceci permet de modifier toute une couche en respectant la moyenne nulle contenue dans chaque niveau vertical de *q'*, et donc de ne pas affecter le champ de masse totale. On calcule alors les profondeurs perturbées du champ de densité grâce à *q'* et à cette hauteur de perturbation :

$$z'(\sigma_\rho)(i,j,k) = z(\sigma_\rho)(i,j,k) * q'(i,j,k) * \beta\Delta h(k) \qquad \text{(F.11)}$$

Le coefficient β sert à accentuer ou pas l'amplitude des perturbations. Ici nous avons choisi β=2. Voici un exemple de grille perturbée :

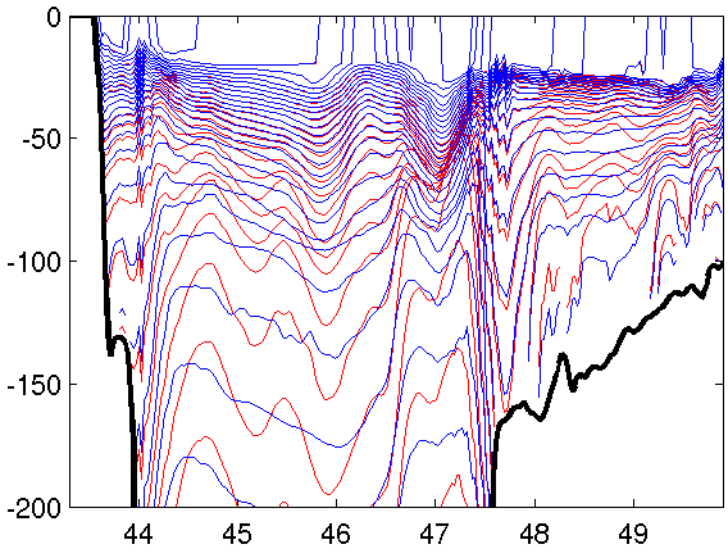


Figure F.6 : Niveaux verticaux (1 sur 3, m) en fonction de la latitude à 6.9°O pour la grille $z(\sigma_\rho)$ de référence (bleu) et la grille perturbée (rouge)

Pour obtenir notre champ initial perturbé sur la grille du modèle, il faut alors projeter les champs de température et de salinité de la grille du modèle sur la grille $z(\sigma_\rho)$. On considère que ces valeurs sont conservées lors de la perturbation de $z(\sigma_\rho)$ en $z'(\sigma_\rho)$. Il faut donc projeter les valeurs obtenues sur $z(\sigma_\rho)$ depuis $z'(\sigma_\rho)$ sur la grille du modèle. Cette double projection nécessite d'avoir une densité de points suffisante pour ne pas perdre trop d'informations sur la verticale lors des deux projections, ce qui explique notre choix de considérer 200 points pour notre grille d'isodensité, alors que le modèle est composé de 45 niveaux verticaux. On voit sur la Figure F.6 que la grille de référence, donc a fortiori la grille perturbée, ne sont pas toujours continues. Dans ce cas les champs de température et de salinité ne sont pas modifiés lors de la perturbation. Ceci concerne les niveaux de fond, sur plateau continental notamment. Les perturbations ainsi obtenues sont intenses sous la thermocline. Les isopycnes ayant tendance à remonter vers la surface au nord de la zone, nous nous attendons à des perturbations particulièrement intenses sur le plateau Celtique. En effet le déplacement vertical est le même pour les isopycnes resserrées de la thermocline sur le plateau Celtique que pour celles, situées plus en profondeur et plus espacées, de la plaine abyssale. Ce déplacement va donc induire des écarts en température plus marqués sur le plateau. Ces erreurs localisées sur le plateau sont dues à la technique même de perturbations, mais nous nous intéresserons par la suite aux erreurs induites par les déplacements d'isopycnes sur la dynamique méso échelle de la partie profonde.

Une dernière étape consiste à adoucir le champ perturbé au niveau de la zone éponge jusqu'à l'annuler à la frontière ouverte, ceci afin de ne pas entrer en conflit avec les champs prescrits aux frontières au cours de la simulation, qui eux sont issus de la même modélisation que le champ initial de référence non perturbé.

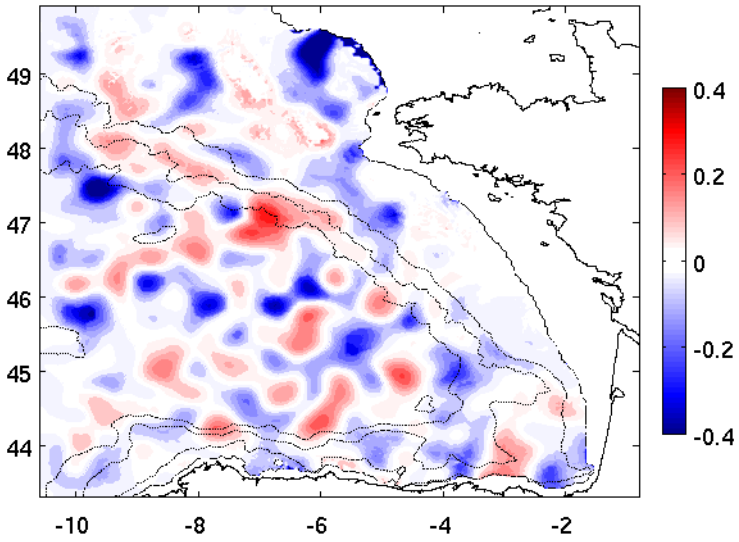


Figure F.7 : différence de température (°C) à 100m entre le champ de référence et le champ perturbé.

On voit sur la Figure F.7 le résultat de la manipulation sur le champ de température à 100 m. On voit que les écarts peuvent être localement très important, bien qu'en moyenne ils sont quasi nuls, en tout cas nul sur une couche d'isodensité. Comme on le pressentait, des différences très importantes ont lieu sur le plateau Celtique. En revanche les différences sont très faibles sur le plateau Armoricain. Sur la plaine abyssale, on retrouve le même type de taches que le champ 2D aléatoire.

Il est à noter enfin que nous n'avons pas perturbé les champs de courants. Cette manipulation s'avère lourde à réaliser car chacun des champs de courant est calculé dans le modèle sur une grille distincte, différente de celle où sont calculées la température et la salinité. Ceci nécessite de réaliser les projections déjà réalisées pour les champs de température et de salinité dans le cas des deux champs de courants. Nous avons préféré laisser ces champs de courants s'aligner par géostrophie aux nouveaux champs de température et de salinité générés. Ceci s'effectue dans le modèle sur une durée de quelques heures à quelques jours (communication personnelle de Patrick Marsaleix).

Nous avons réalisé 50 simulations perturbées selon cette technique. C'est moins que le premier ensemble réalisé, mais ces simulations étant très lourdes, nous avons été limités en place de stockage.

F.2 Analyse des sous espaces d'erreur

Dans le cadre de la modélisation stochastique, nous considérons que l'écart type et les covariances d'ensemble sont une bonne approximation des erreurs et des covariances d'erreurs du modèle dues au paramètre perturbé, dans notre cas le vent ou les profondeurs d'isopycnes initiales. Ainsi on utilisera le terme d' « erreur du modèle » pour désigner l'écart type de l'ensemble considéré. Avant d'effectuer toute analyse sur les performances d'un réseau pour évaluer ces erreurs du modèle, il convient d'étudier ces sous-espaces d'erreur, associés aux deux paramètres de perturbation retenus. Ceci permet de déterminer comment les

erreurs évoluent dans le temps et l'espace, et ainsi quels sont les phénomènes physiques mis en jeu. Certains résultats présentés sont repris de l'article RMS, afin de les mettre en parallèle avec les résultats du second ensemble de simulations.

F.2.1 Evolution temporelle comparée sur la plaine abyssale et le plateau

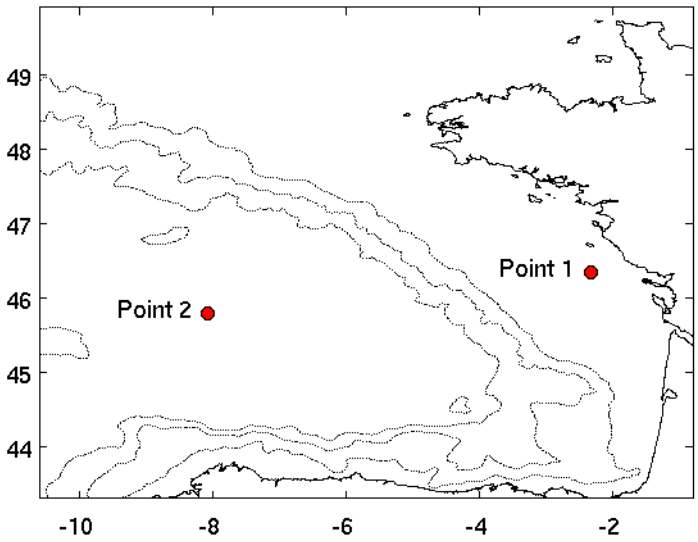


Figure F.8 : Carte présentant les localisations des Points 1 et 2 retenus pour effectuer des séries temporelles. Les lignes isobathes 200, 2000 et 4000m sont indiquées.

On s'intéresse tout d'abord à deux points, l'un pris sur le plateau Armoricain, l'autre sur la plaine abyssale. Cela va permettre de se faire une idée de l'évolution temporelle des erreurs dans les deux ensembles de simulations. Nous désignerons par la suite l'ensemble avec perturbations du vent « Ensemble 1 », et l'ensemble avec perturbations de T et S sur les lignes d'isodensité « Ensemble 2 ».

Nous avons repris le même diagramme pour étudier l'Ensemble 1, malgré le fait que dans cette simulation l'écart type du stress de vent est quasi nul, le vent n'étant pas perturbé (les écarts sont alors dus à la paramétrisation du coefficient de frottement du vent à la surface de la mer C_{DS} intervenant dans le calcul du stress de vent).

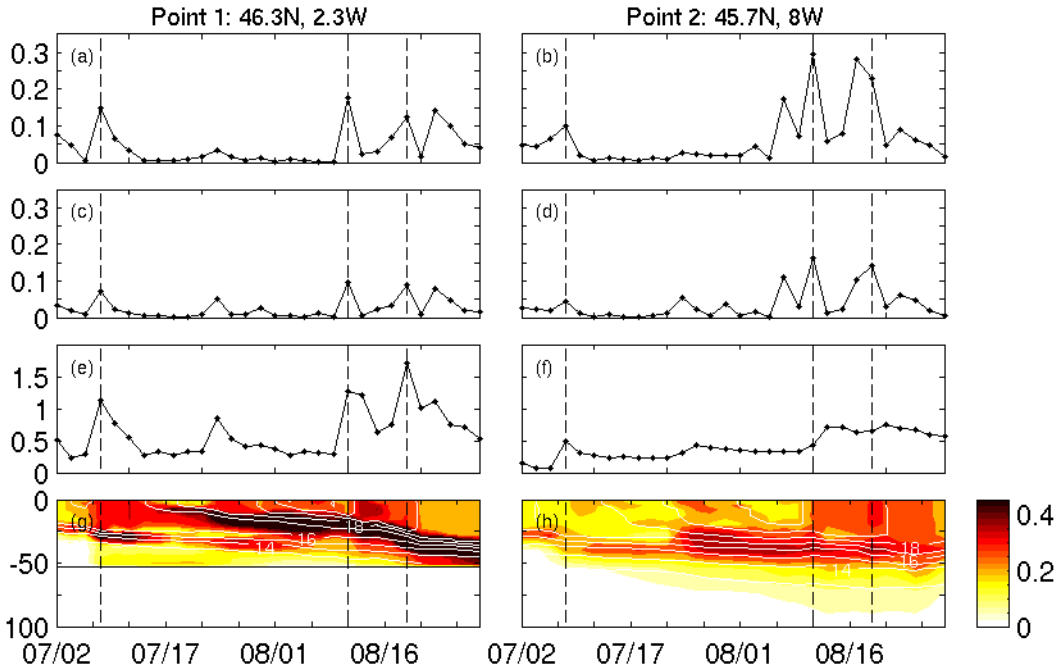


Figure F.9 : Séries temporelles, pour les Points 1 (gauche) et 2 (droite) pour l'Ensemble 1, de l'amplitude du stress de vent (N.m^{-2}, a-b), de l'écart type de l'amplitude du stress de vent l'écart type d'ensemble en élévation de surface (N.m^{-2}, c-d), de l'écart type en élévation de surface (cm, e-f) et diagramme d'évolution temporelle de l'écart type en température dans les 100 premiers mètres (°C g-h) ; les isothermes de la simulation de référence sont annotées en blanc. Les 3 épisodes de vent sont indiqués en tirets verticaux.

Pour l'Ensemble 1 (Figure F.9), on remarque tout d'abord que les écarts type de stress de vent sont de l'ordre de 50% du stress de référence, supérieure au coefficient de 0.3, soit 30%, utilisé pour la génération du vent perturbé. Ceci est du à la formulation du stress de vent qui fait appel à la puissance 2 du vent. L'intensité étant plus forte au large que près des côtes, ceci se ressent aussi dans l'écart type en stress de vent. Malgré cela l'écart type en élévation de surface est plus important sur le plateau qu'au large, en raison des phénomènes barotropes de type ondes cotières, forcées ici par le vent, de forte amplitude et de période courte. L'écart type en élévation de surface est alors constitué de pics, forcés par le vent, mais en l'absence de vent cet écart type revient à une valeur basse, de l'ordre de 0.5 cm. En température le maximum d'écart type est situé à la base de la couche de mélange. C'est là que les gradients verticaux de température importants vont être affectés par l'incertitude du vent affectant le mélange. La profondeur du maximum de température suit l'approfondissement de la couche de mélange au cours de la simulation. Dans la couche mélangée, l'écart type en température est similaire à celui observé en élévation de surface : à chaque coup de vent cet écart type s'accroît, avant de revenir une valeur de référence, de l'ordre de 0.2°C. Sur la plaine abyssale, le régime d'erreur est différent. L'écart type en élévation de surface est d'amplitude plus faible, mais celle-ci augmente à chaque épisode de vent pour atteindre 0.5 cm en fin de simulation, comme sur le plateau. En température, l'amplitude de l'écart type, est comme en élévation de surface, moindre que sur plateau. Le maximum d'écart type se situe ici aussi à la base de la couche de mélange ; son amplitude est plus faible en raison du gradient vertical moins important que sur le plateau. L'écart type en température est globalement croissant au cours de la simulation, forcé notamment par les épisodes de vent fort, et atteint 0.2 à 0.3°C en fin de simulation. Le régime d'erreur sur la plaine abyssale voit donc les erreurs croître au cours de la simulation, stimulées par les coups de vent, tandis que sur le plateau les pics

d'erreurs forcés par le vent sont de forte amplitude et de durée de vie plus courte, de 2 à 4 jours.

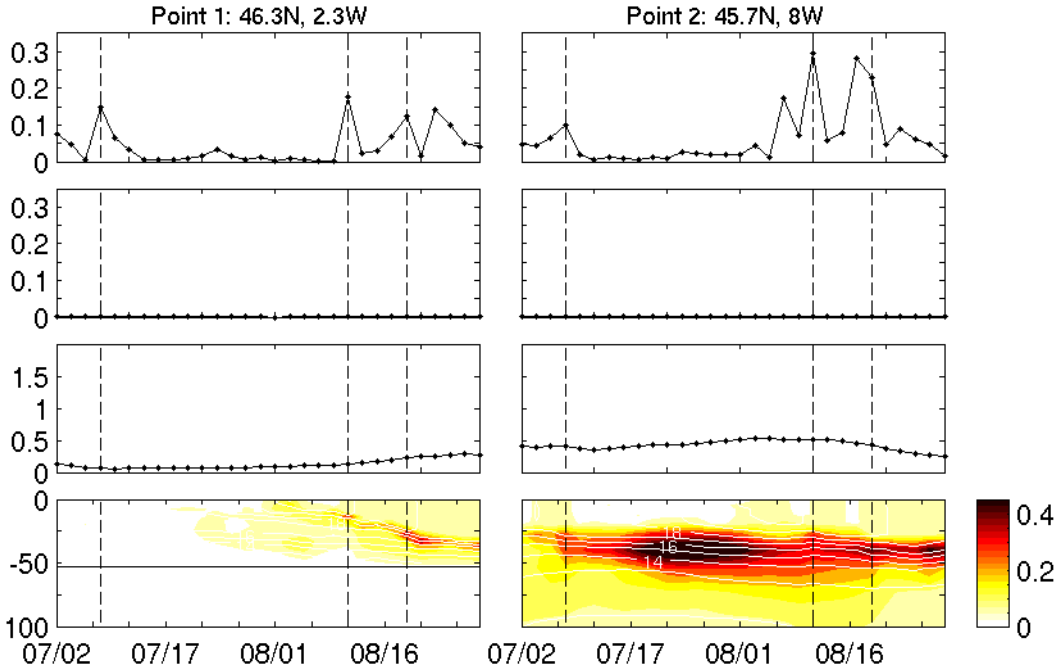


Figure F.10 : Comme Figure F.9 mais pour l'Ensemble 2.

Pour l'Ensemble 2 (Figure F.10), les erreurs sont d'amplitude plus faible sur le plateau que sur la plaine abyssale. La stratégie de perturbation s'est efforcée de perturber les isopcynes situées essentiellement entre 50 et 500m de fond au niveau de la plaine abyssale. Nous avons déjà constaté (Figure F.7) que cela induit des écarts importants sur le plateau Celtique, et faibles sur le plateau Armoricain, ce qui semble confirmé ici. Malgré cela, l'erreur en élévation de surface et en température sur le plateau est croissante au cours de la simulation. En élévation de surface elle atteint 0.25cm en fin de simulation. En température, l'écart type devient significatif à partir du milieu de la simulation. Comme pour l'Ensemble 1, le maximum d'erreur en température se situe à la base de la couche de mélange. Son amplitude demeure faible, entre 0.1 et 0.2°C en fin de simulation. Sur la plaine abyssale l'écart type en élévation de surface est relativement constant au cours de la simulation, de l'ordre de 0.5cm. Il baisse légèrement à la fin de celle-ci. En température, l'écart type est plus intense que celui de l'Ensemble 1. Il affecte de plus une épaisseur beaucoup plus importante dans toute la thermocline, ce qui n'est pas surprenant compte tenu de la stratégie de perturbation qui affecte les isocpycnes dans une gamme de profondeur très large. Les erreurs maximales sont observées au milieu de la simulation, mais elles demeurent importantes par la suite et se répandent aussi dans la couche de surface. De manière générale, les régimes d'erreur de l'Ensemble 2 sont beaucoup plus stables dans le temps que ceux de l'Ensemble 1, ce qui est normal car les perturbations ne sont appliquées qu'une seule fois. Ces erreurs prescrites au pas de temps initial conservent une amplitude importante tout au long de la simulation et semblent se répandre spatialement, si l'on considère la diminution des erreurs en fin de simulation sur la plaine abyssale et leur augmentation sur le plateau Armoricain. Cette persistance des erreurs au cours du temps confirme l'influence des champs de température et de salinité initiales sur la modélisation côtière.

F.2.2 Evolution à la surface

Une étude de l'évolution des champs en deux dimensions va nous permettre d'avoir une vision plus précise des structures spatiales d'erreur. Il est à noter que les dates retenues diffèrent de celles utilisées pour illustrer la variabilité temporelle de la simulation de référence. En particulier, la date du premier champ présenté est le 6 juillet, soit avant le premier épisode de vent, ceci afin d'avoir une meilleure idée des structures d'erreur initiales. Nous présentons Figure F.11 une carte du stress de vent correspondant aux dates des figures, afin d'illustrer les conditions atmosphériques locales aux instants considérés.

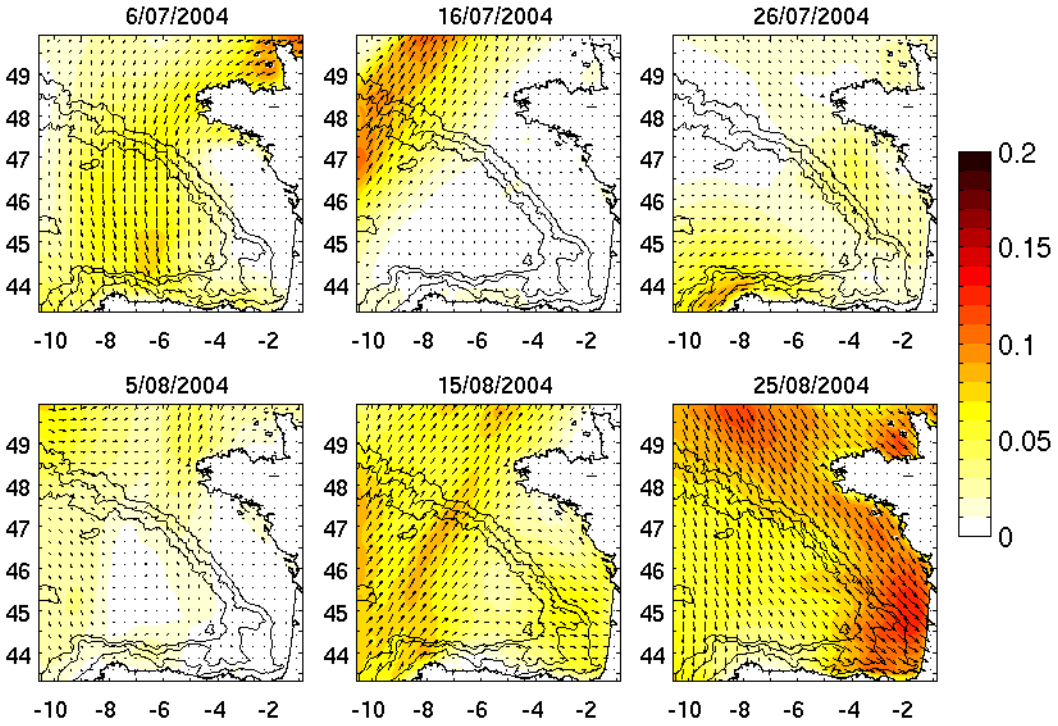


Figure F.11 : Stress de vent (N.m-2) sur la zone aux dates considérées (moyenne sur 2 jours)

F.2.2.1 Elévation de surface

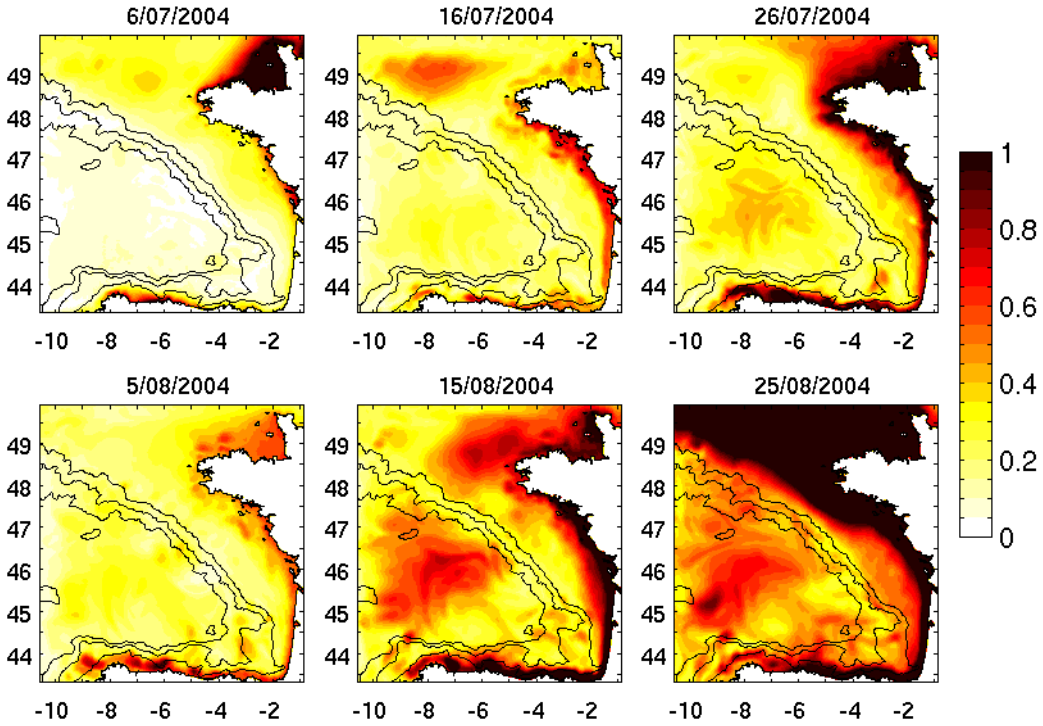


Figure F.12 : Ecart type en élévation de surface (cm) pour l'Ensemble 1

La première variable a examiner est naturellement l'élévation de surface, qui intègre les informations de dynamique et d'hydrographie sur la verticale. Les évolutions temporelles de l'écart type en élévation de surface est très différente pour les deux ensembles. L'Ensemble 1 (Figure F.12) présente des perturbations de grande échelle spatiale tant sur la plaine abyssale que sur le plateau continental. Le plateau a une amplitude d'erreur plus importante que l'océan du large, ce qui confirme les séries temporelles d'erreur (Figure F.9). Ceci est du aux phénomènes de plateau de type ondes côtières, forcés par le vent et de grande amplitude en élévation de surface. La très forte amplitude observée le 25 août est due à un coup de vent de nord ouest, moins marqué que les trois événements principaux, mais qui affecte malgré tout la zone, notamment le plateau (Cf. Figure F.11). On note aussi sur la plaine abyssale un écart type d'élévation de surface de grande dimension spatiale, croissant au cours de la période, comme on l'a vu sur la série temporelle du Point 2 (Figure F.9). Cet écart type de grande emprise est du aux différences d'intensité du rotationnel de vent dans les champs de forçage de l'ensemble, qui affectent l'élévation de surface moyenne au niveau de la plaine abyssale. Cette variabilité de grande échelle est modulée localement selon des méandres que l'on peut associer aux structures tourbillonnaires de la zone. Enfin des structures plus petites sont présentes à la marge de la plaine abyssale, sur le plateau des Landes notamment. Ces structures semblent se détacher, tout comme les structures méso échelle présentes à cet endroit.

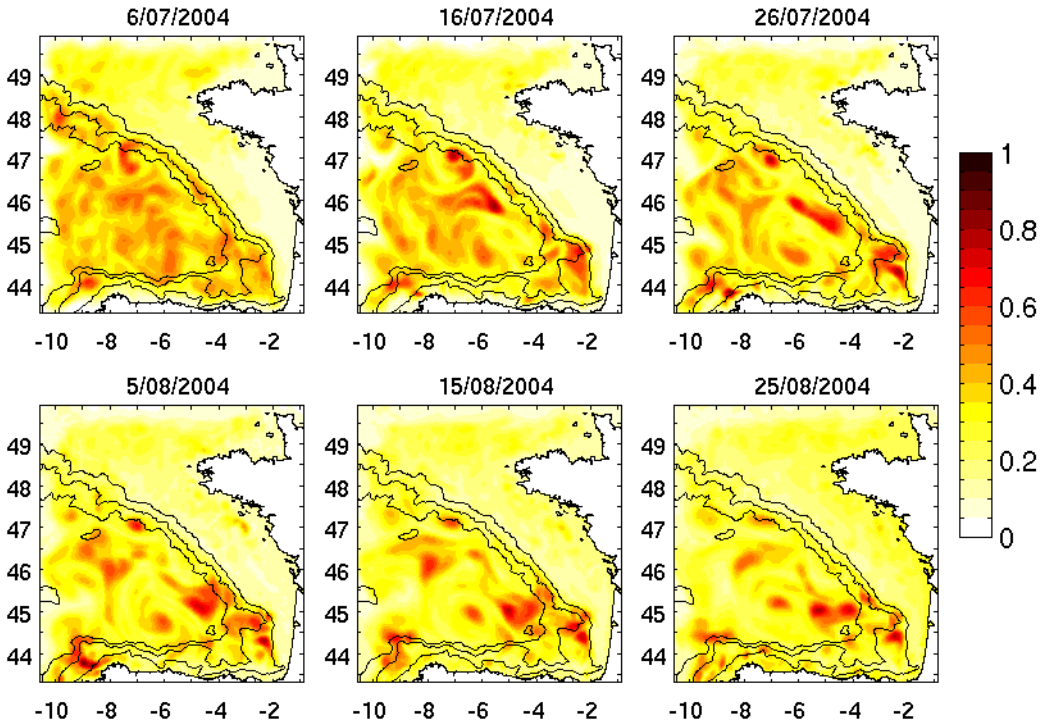


Figure F.13 : Comme Figure F.12, mais pour l'Ensemble 2

L'écart type en élévation de surface pour l'Ensemble 2 (Figure F.13) présente quant à lui une variabilité d'amplitude plus faible et des structures spatiales plus petites. L'erreur est quasi nulle sur le Plateau Armoricain, plus importante sur le plateau Celtique. Initialement les structures d'erreurs sont diffuses, puis au cours du temps elles semblent s'agglomérer en des structures plus étendues et plus intenses. Ces taches sont notamment situées en des endroits d'activité méso échelle, identifiés en élévation de surface de la simulation de référence (Figure D.29) et situées le long du talus Armoricain, à l'embouchure du Canyon du Cap Ferret et sur le plateau des Landes, ainsi que le long des côtes de Galice. On note aussi une légère augmentation de l'écart type d'ensemble sur les plateaux d'Aquitaine et Cantabrique au cours de la simulation.

F.2.2.2 Température de surface

La température de surface diffère là aussi très largement dans les deux simulations. L'Ensemble 1 (Figure F.14) a initialement une variabilité en température de surface assez uniforme sauf localement le long des côtes, et surtout le long du talus Armoricain. On sait qu'il s'agit d'une zone de remontée d'isopycne sensible au mélange, donc au vent. Durant le mois de juillet la variabilité est croissante, puis une accalmie très nette a lieu entre la fin du mois de juillet et le début du mois d'août. D'après la coupe Figure F.9h, cela semble du à une stratification début août, qui isole la couche de surface de la couche perturbée par un épisode de vent précédent. Par la suite, les coups de vent du mois d'août et la grande variabilité associée dans les perturbations assurent une variabilité importante en température de surface. Celle-ci présente sur la fin de la simulation des structures spatiales influencées par l'activité méso échelle déjà identifiée sur la plaine abyssale, le talus Armoricain et sur le plateau des Landes. On note aussi, vers la fin du mois de juillet, une très forte variabilité le long des côtes

de Galice, en raison de l'upwelling présent à cette époque, très sensible au vent et ayant une forte signature en température.

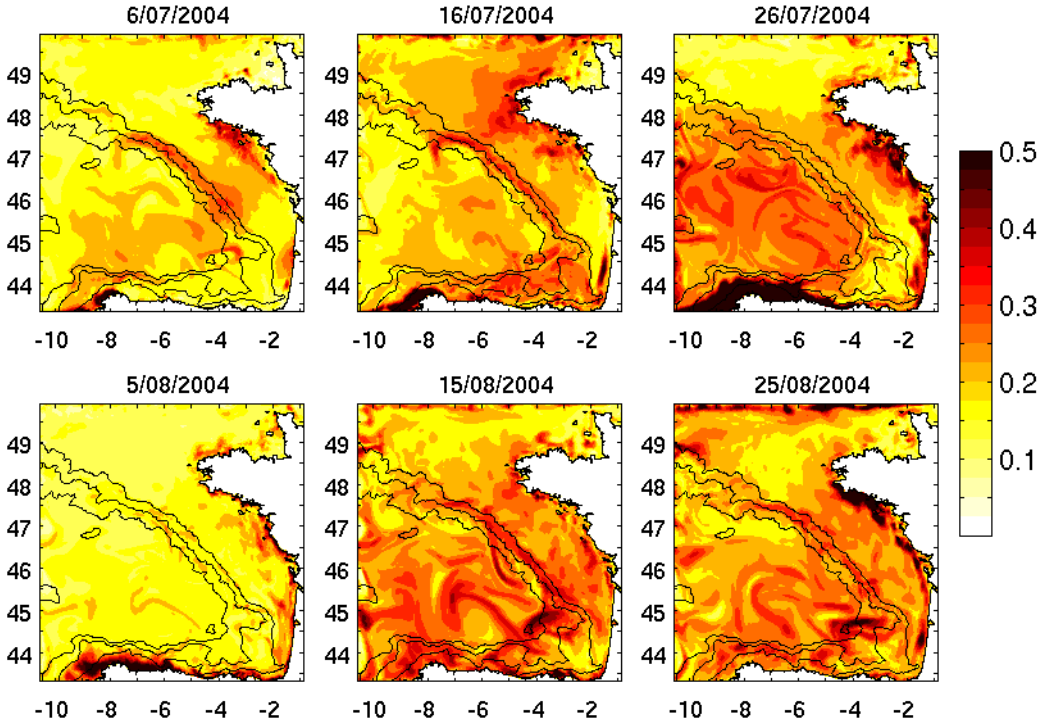


Figure F.14 : Ecart type en SST (°C) pour l'Ensemble 1.

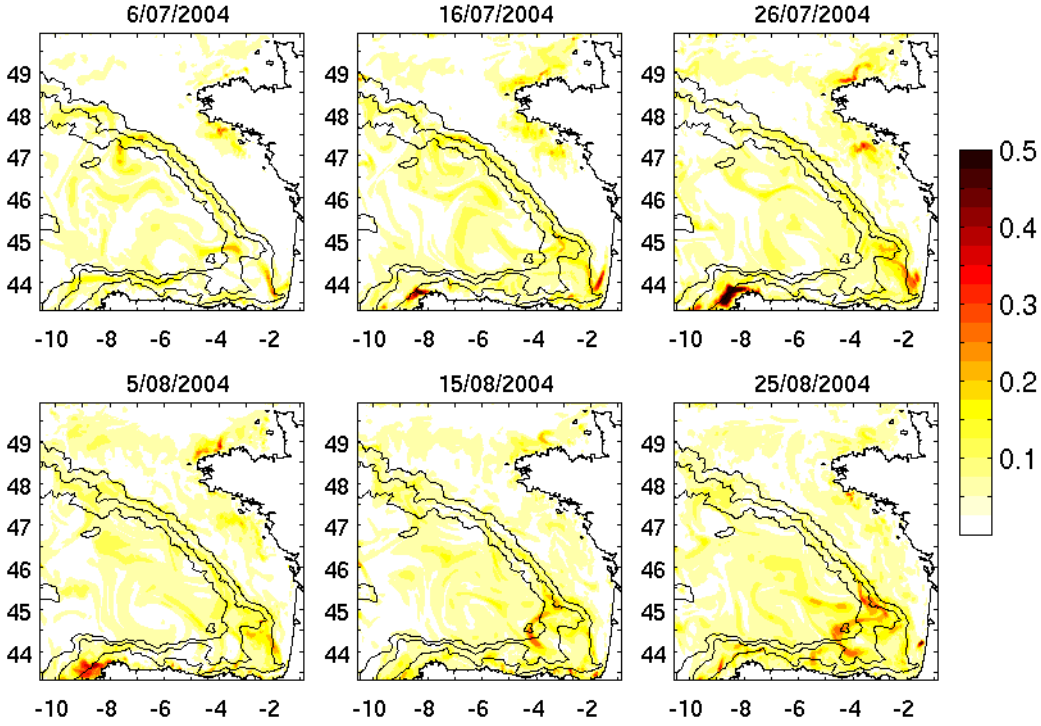


Figure F.15 : Comme Figure F.14, mais pour l'Ensemble 2.

L'Ensemble 2 a une variabilité de température de surface comparativement très faible (Figure F.15), en raison de la stratégie de perturbation influençant principalement les niveaux de densité sous la couche mélangée de surface. Les zones présentant le plus de variabilité sont très localisées, au niveau du plateau des Landes où l'on suit la variabilité sous la forme d'un méandre en formation en fin de simulation, ainsi que le long des côtes de Galice lors de l'upwelling, qui permet la remontée d'eaux profondes perturbées au pas de temps initial.

F.2.2.3 Salinité de surface

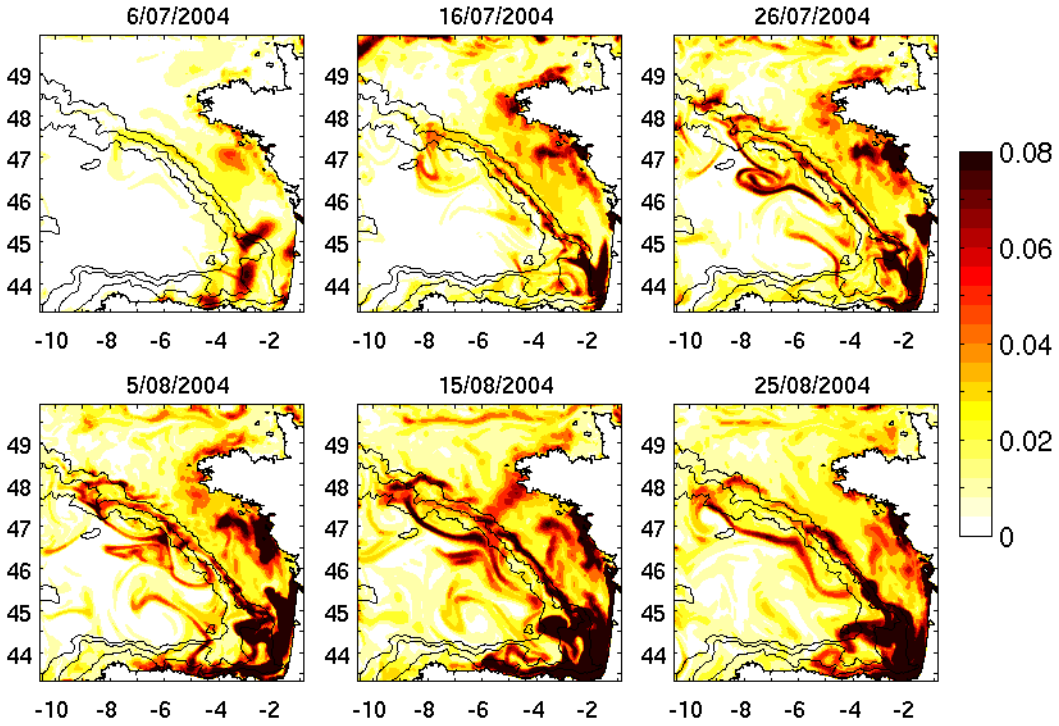


Figure F.16 : Ecart type d'ensemble en salinité (psu) pour l'Ensemble 1.

L'écart type en salinité de surface est cette fois très comparable pour les deux ensembles de simulations (Figure F.16 et F.17). Dans les deux cas la variabilité est très localisée au niveau des fronts de salinité, sur le talus Armoricain notamment. Surtout l'écart type de salinité suit de manière très précise la formation et l'évolution des structures méso échelle. Nous avons vu dans l'étude de la salinité de la simulation de référence que ces structures participent au transport de masses d'eaux du talus vers le large, identifiées par leur salinité différente. Dans les deux ensembles, les perturbations réalisées induisent, entre autres, des légers déplacements latéraux ou une extension spatiale légèrement différente, qui se manifestent par écart type important en salinité. Cette marque de la méso échelle dans les erreurs du modèle en salinité encourage l'utilisation de données de salinité de surface pour l'observation précise de la méso échelle, mais elle nécessite, au vu des cartes présentées, une très grande résolution spatiale dans la mesure.

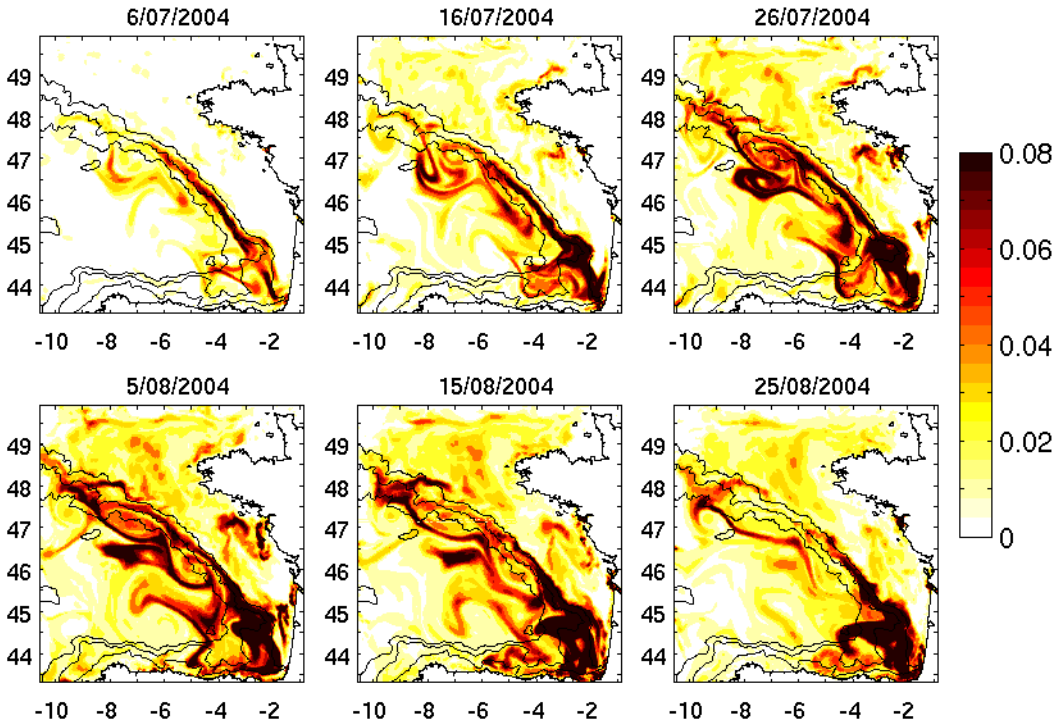


Figure F.17 : Comme Figure F.16, mais pour l'Ensemble 2.

F.2.2.4 Courants de surface

On retrouve pour les courants de surface une variabilité différente dans les deux ensembles (Figures F.18 et F.19). Pour l'Ensemble 1, la variabilité est très intense le long des côtes, durant toute la simulation. Cette variabilité est une fois de plus à associer aux processus côtiers de haute fréquence très sensibles au vent. Comme en température et en salinité, le talus Armoricain et le Plateau des Landes sont des zones de forte variabilité. Sur la plaine abyssale, la variabilité du courant révèle aussi les structures méso échelle. On observe par exemple au début du mois d'août la formation d'un méandre de fort écart type, depuis le plateau Cantabrique, associé à la structure cyclonique visible sur la vorticité relative de surface du modèle au 30 juillet (Figure D.33). Ce méandre a une signature plus marquée ici que sur les erreurs en élévation de surface et de température (Figure F.12 et F.14). La tendance durant la simulation va vers une plus grande variabilité, surtout au niveau de la plaine abyssale. La brusque intensification observée le 25 août est due à un vent de nord ouest à cette date, qui pousse les masses d'eau de la couche de surface.

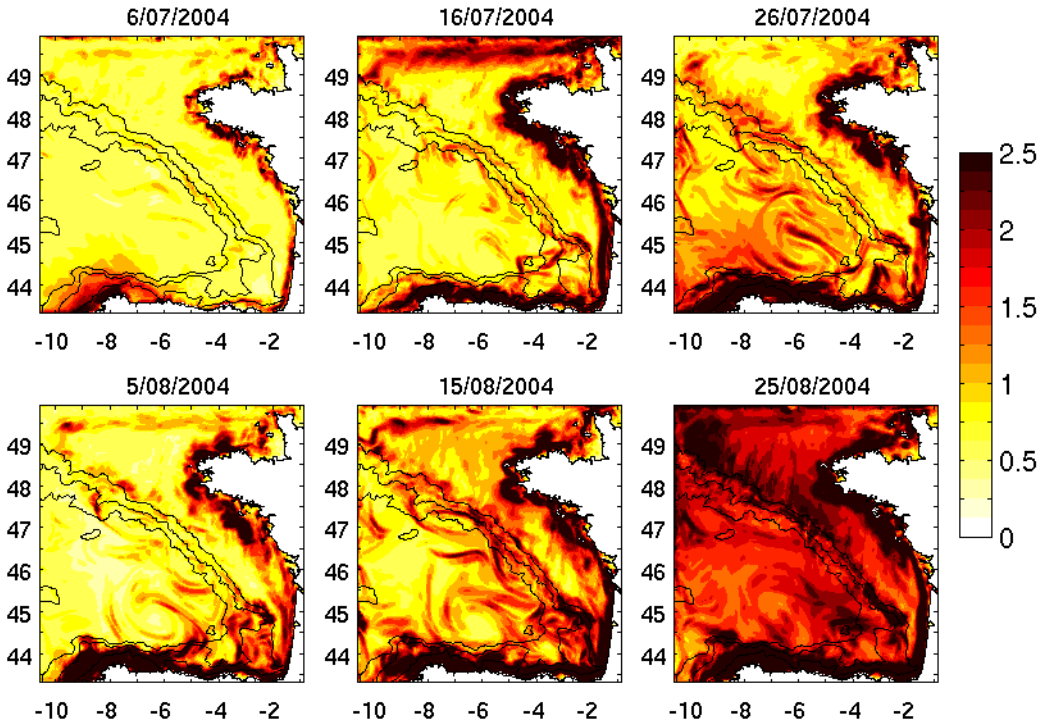


Figure F.18 : Norme des écarts types de courant à 2m (cm.s^{-1}), Ensemble 1.

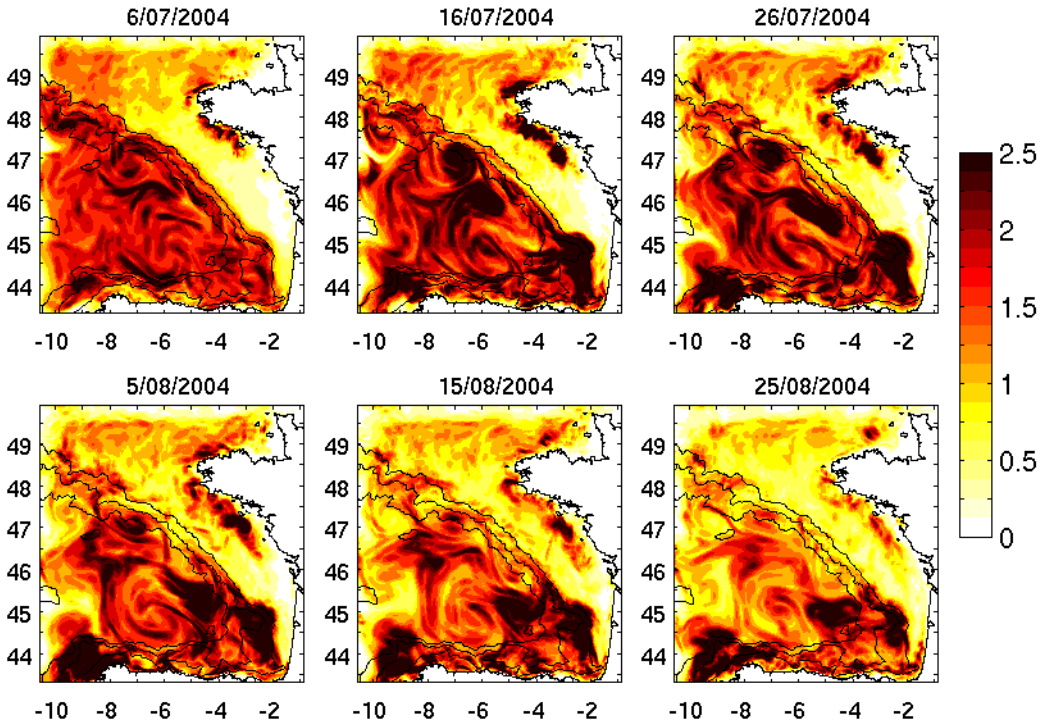


Figure F.19 : Comme Figure F.18, mais pour l'Ensemble 2

L'Ensemble 2 a une variabilité en courants plus intense, localisée essentiellement sur la plaine abyssale. En effet les déplacements verticaux d'ispocynes vont créer des variations de courant par géostrophie, essentiellement en 50 et 500 m de profondeur. Nous avons vu que les

courants ont une structure quasi barotrope dans les premières centaines de mètres, aussi les perturbations sont visibles en surface. Comme en élévation de surface, cette variabilité est diffuse en début de simulation, puis les structures se regroupent selon des zones que l'on associe à l'activité méso échelle. La variabilité en courants semblent alors décroître sur la zone durant la simulation, sauf au niveau de ces structures, localisées essentiellement sur le plateau des Landes et au large de la Galice.

F.2.3 Evolution sur la verticale

On s'intéresse, comme pour l'étude de la simulation de référence, à des coupes verticales à 6.7°O, qui intercepte le milieu du bassin et les plateaux Cantabrique et Celtique.

F.2.3.1 Température

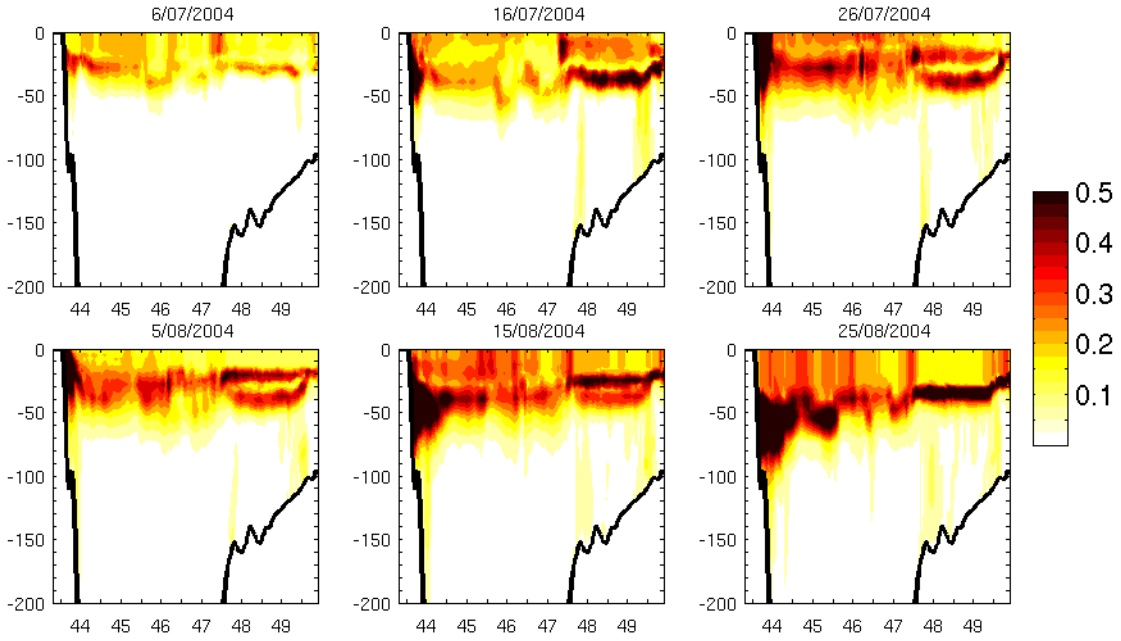


Figure F.20 : Ecart type en température (°C) sur la verticale en fonction de la latitude, à 6.7°O, pour l'Ensemble 1.

Sur la verticale, dans les deux cas l'écart type en température est maximal dans la thermocline, où les gradients verticaux de température sont les plus importants (Figures F.20 et F.21. Pour l'Ensemble 1 les erreurs du modèle sont contenues dans la couche mélangée et à la base de celle-ci. C'est à cet endroit, on l'a vu, que les erreurs sont les plus intenses. Cette couche mélangée s'approfondit à la suite du coup de vent de juillet, puis une restratification a lieu jusqu'aux épisodes de vent du mois d'août, ce qui explique l'apparition d'une seconde couche de forte variabilité plus proche de la surface, notamment sur le plateau Celtique. Les deux épisodes de vent successifs du mois d'août mélangent les eaux de surface, gommant la restratification et faisant plonger la couche de mélange jusqu'à une quarantaine de mètre en fin de simulation. Dans la couche mélangée, les perturbations de vent entraînent une variabilité en température étudiée sur la carte d'écart type en température de surface. On note aussi une forte variabilité le long du talus Cantabrique durant l'upwelling de fin juillet. Entre

mi juillet et début août nous avons vu lors de l'étude de la simulation de référence l'apparition de deux upwellings bien formés en Galice. Le deuxième a une extension spatiale qui s'étend jusqu'à 6.7°O. Les coupes verticales de température et de courant de la simulation de référence montrent un redressement des isothermes vers la surface dans les 50 premiers mètres le long de la côte vers la fin du mois de juillet et un courant très local vers l'est, associé à cet upwelling. A cet endroit les gradients verticaux de température sont très intenses, et la dynamique est très sensible au vent, ce qui explique la très forte variabilité observée à cet endroit. A la fin de l'upwelling ces isothermes replongent et les vents s'inversent, favorisant un downwelling, lui-même très sensible au vent. La talus Cantabrique est donc une zone où la température est très variable sur la verticale dans le cas d'incertitudes dues au vent.

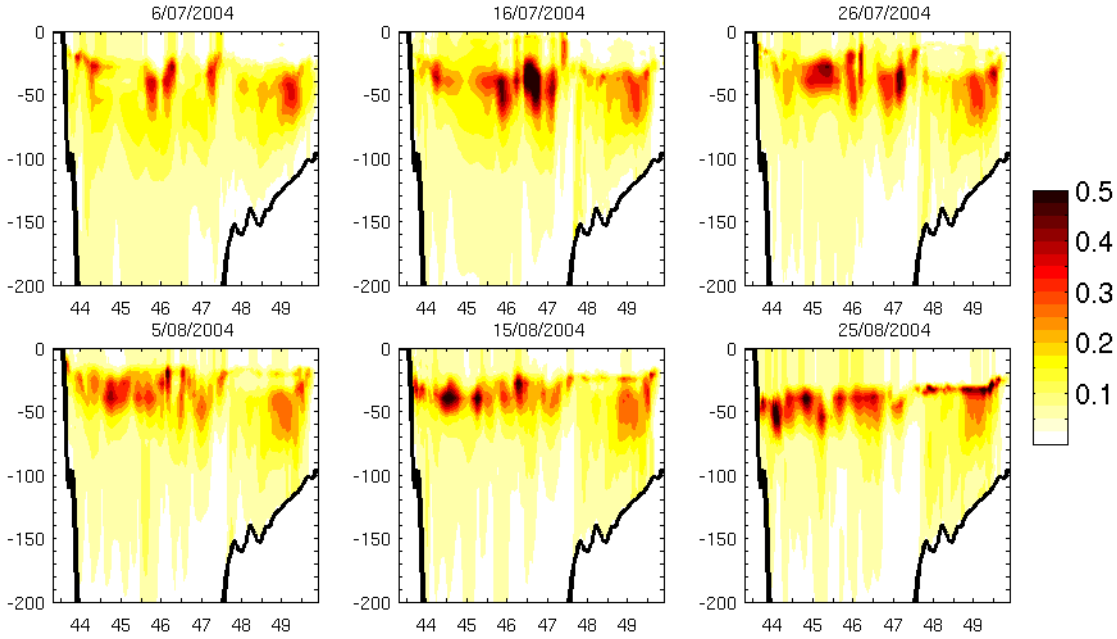


Figure F.21 : Comme Figure F.20, mais pour l'Ensemble 2.

L'écart type de température de l'Ensemble 2 est moins variable dans le temps, les perturbations n'étant apportées qu'à l'initialisation et non tout au long de la simulation. La variabilité en température atteint 200m de profondeur. Elle est maximale dans la thermocline où les gradients verticaux de température sont très intenses. Durant la simulation, les structures de fort écart type, tout d'abord assez étendue verticalement et localisées en latitude, ont tendance à s'aplanir au niveau de la couche de mélange. Elles suivent l'approfondissement de celle-ci à la fin de la simulation.

F.2.3.2 Salinité

L'écart type en salinité sur la verticale est, comme pour la salinité de surface, très comparable pour les deux ensembles (Figures F.22 et F.23). En effet, les gradients de salinité dans les 200 premiers mètres sont essentiellement horizontaux, entre la plaine abyssale et le plateau. Un gradient vertical est présent aussi au niveau du talus Armoricain et notamment à 6.7°O, au niveau du tourbillon cyclonique où les eaux de la couche de mélange tendent à déborder vers le large, et les eaux de fond sur le talus à mordre sur le plateau. Ce gradient vertical est d'ailleurs le siège d'une variabilité intense en salinité, visible sur pour l'Ensemble 1, et dans une moindre mesure pour l'Ensemble 2, notamment en fin de simulation. Les gradients

horizontaux caractérisent les échanges d'eaux de salinité différente, ce que l'on a vu sur la carte d'écart type de salinité de surface (Figures F.16 et F.17). Les structures d'erreur dominantes que nous observons sur la verticale sont les mêmes qu'à la surface. Elles sont dues aux perturbations de la dynamique et très liées à l'activité méso échelle.

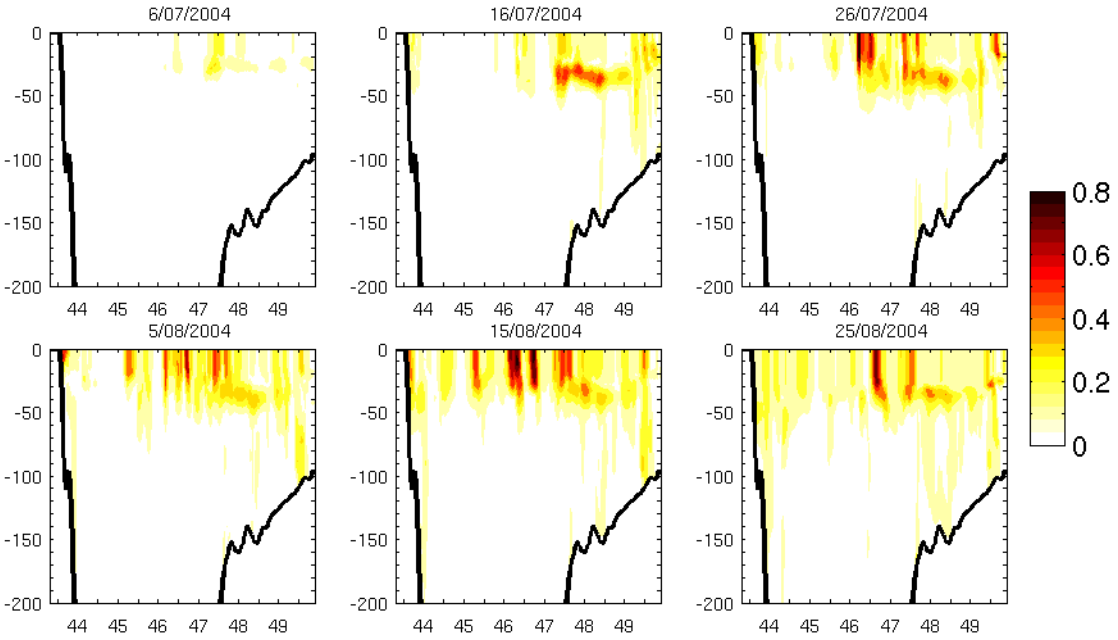


Figure F.22 : Ecart type en salinité (psu) sur la verticale en fonction de la latitude, à 6.7°O, pour l'Ensemble 1.

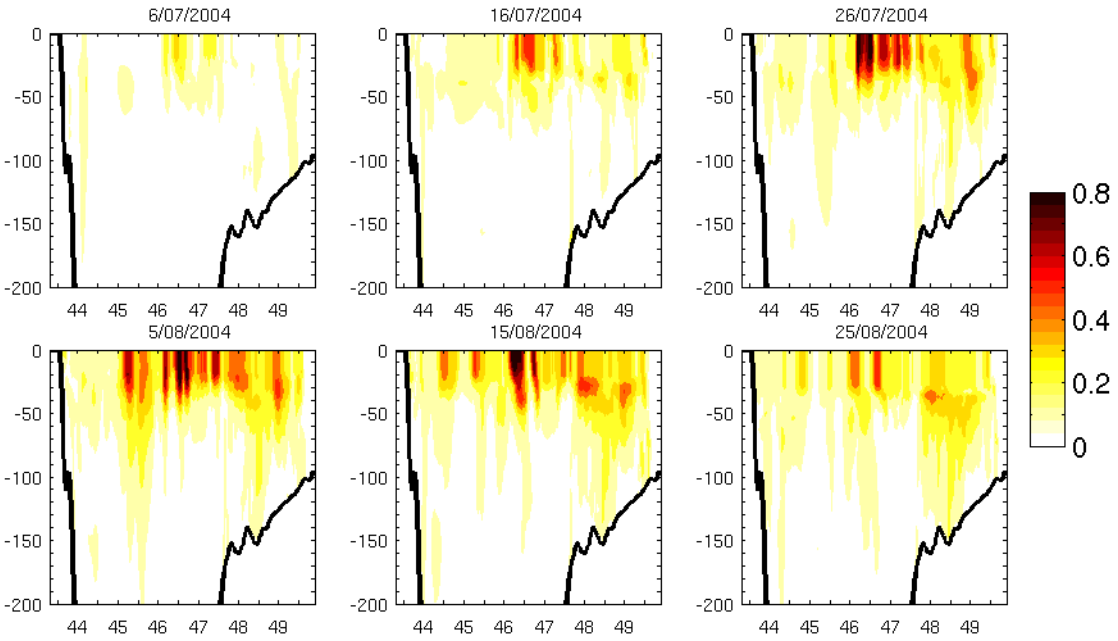


Figure F.23 : Comme Figure F.22, mais pour l'Ensemble 2.

F.2.3.3 Courants zonaux

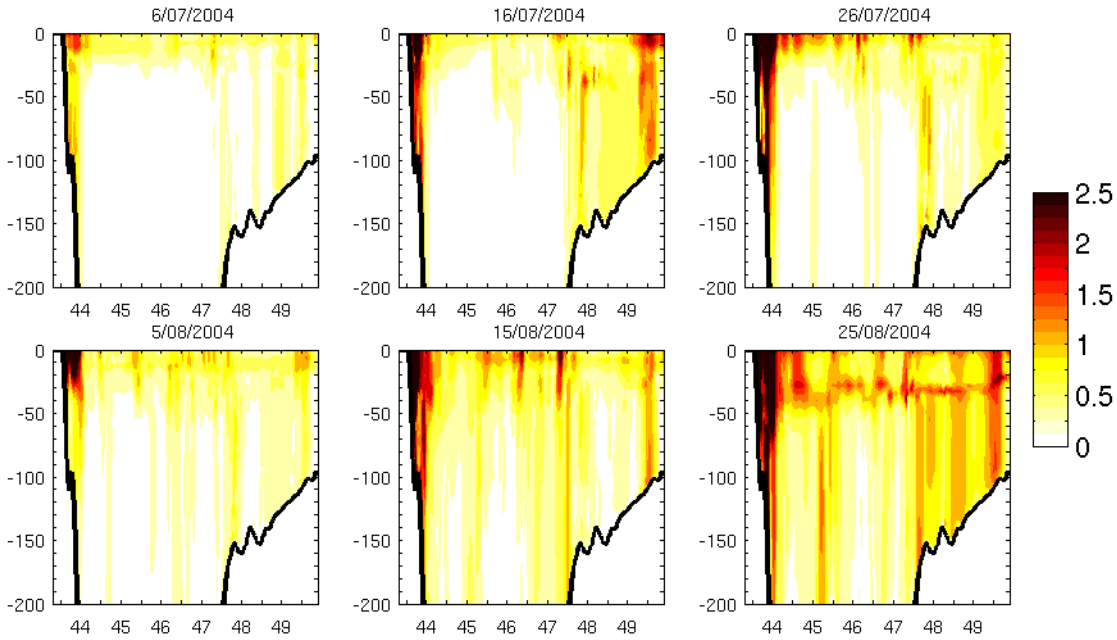


Figure F.24 : Ecart type du courant zonal (cm.s^{-1}) sur la verticale en fonction de la latitude, à 6.7°O, pour l'Ensemble 1.

Comme en surface, les écarts types en courant zonal sont supérieurs dans le cas de l'Ensemble 2 que dans le cas de l'Ensemble 1 (Figures F.24 et F.25). L'écart type en courant zonal est pour l'Ensemble 1 principalement contenu dans la couche mélangée de surface, sous l'influence directe du vent. Sur le plateau Celtique la variabilité du courant atteint le fond, car les courants de plateau est essentiellement barotrope et fortement influencée par le vent. Sur le plateau Cantabrique, la variabilité du courant le long de la côte est très élevée, associée aux phénomènes d'upwelling et de downwelling très sensibles au vent, qui affectent déjà la température. En dehors des plateaux, on observe des structures d'erreur d'extension verticale depuis la couche de surface, les mêmes que celles observées sur la carte d'écart type à la surface, qui sont associées aux structures méso échelle. Ces structures ont tendance à s'étendre en profondeur et à s'intensifier durant la simulation, ce qu'on pressentait lors de l'étude de la variabilité des courants de surface. Vers le 25 août, on observe sous l'effet du fort vent une variabilité en courant localisée dans la couche de mélange et à la base de celle-ci.

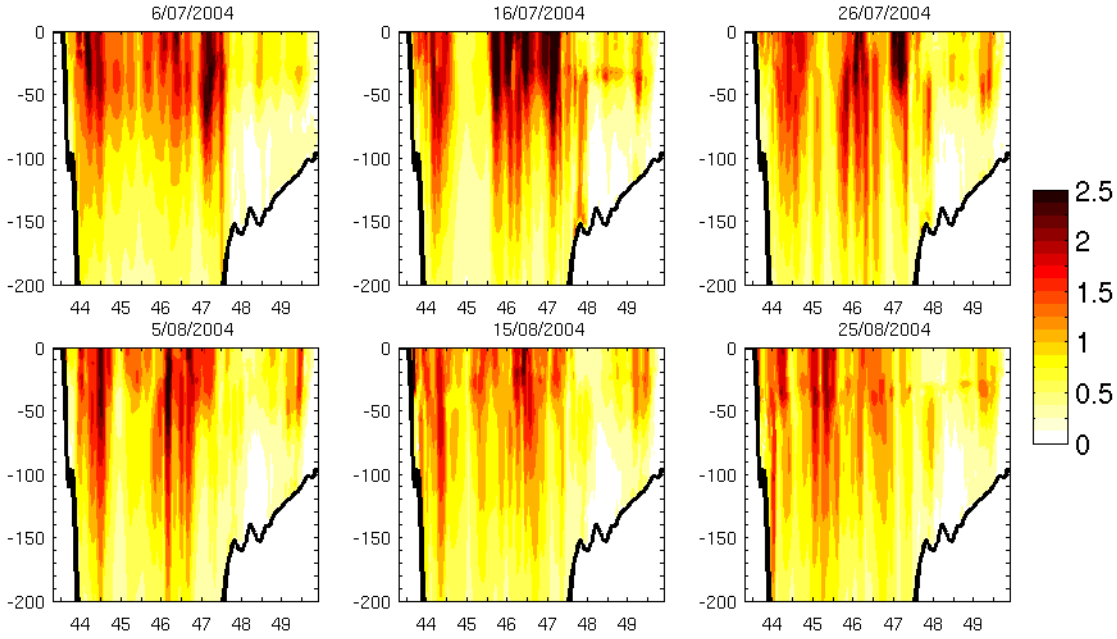


Figure F.25 : Comme Figure F.24 mais pour l'Ensemble 2.

Les structures de l'écart type du courant pour l'Ensemble 2 ont une extension verticale et sont très intenses dans les 100 premiers mètres. Elles correspondent essentiellement à celles que nous avons vues en surface, associées à 6.7°O aux structures méso échelle sur la plaine abyssale et le long du talus.

F.2.4 Conclusion

L'analyse de la variabilité des deux ensembles nous a permis de caractériser les deux sous espaces d'erreur. L'Ensemble 1 se caractérise par une variabilité de haute fréquence très intense sur le plateau et le long des côtes, associée à la dynamique barotrope très sensible au vent. Sur la plaine abyssale, l'élévation de surface a une variabilité de grande extension modulée par l'activité méso échelle. La température a une variabilité localisée au niveau de la thermocline, mais elle est aussi présente en surface où elle suit les contours des structures méso échelle et le courant de pente. De même les courants ont une variabilité prononcée dans la couche de mélange plus intense autour de ces structures. La température et les courants ont de plus une variabilité intense associée à l'upwelling le long des côtes de Galice.

L'Ensemble 2 présente quant à lui une variabilité essentiellement contenue sur la plaine abyssale. La variabilité de la température est peu visible en surface, étant contenue dans la thermocline. En revanche la variabilité en courant est très intense sur toute la verticale et se regroupe en structures associées à l'activité méso échelle. Ces structures sont aussi visibles dans la variabilité de l'élévation de surface.

Pour les deux ensembles, la variabilité en salinité suit les contours des structures méso échelle responsables de transfert de masses d'eau de salinité différente.

F.3 Analyse de réseaux d'observation

Maintenant que nous avons une idée plus précise des structures d'erreurs de notre modèle associées au forçage par le vent et aux conditions initiales en température et salinité, nous sommes à même de comprendre comment un réseau d'observation peut les mesurer et éventuellement les contraindre. Nous allons dans cette partie nous intéresser aux deux types de réseau présentés dans l'article RMS. Le premier est un réseau altimétrique, avec un intérêt tout particulier pour l'altimètre à fauchée, le second est un réseau de mesure in situ dédié à l'étude du plateau des Landes, dont on sait que c'est une zone de forte variabilité du modèle.

F.3.1 Réseau altimétrique

Nous nous intéressons tout d'abord à l'altimétrie. L'utilisation de l'altimétrie pour des études côtières est, on l'a vu, une problématique très actuelle. Les principaux problèmes résident dans la qualité de la mesure, qui est détériorée à l'approche des côtes par la perturbation de la correction radiométrique, et le post-traitement des données en lui-même, qui est traditionnellement dédié à la physique du large. Si la qualité intrinsèque de la mesure près des côtes ne peut être améliorée, il est en revanche possible de mettre en place un traitement des données adapté à la zone côtière. Ce travail est entrepris par l'équipe du CTOH (Centre Topographique des Océans et de l'Hydrosphère) du LEGOS, via le projet Albiccocca et la chaîne de traitement X-track, ainsi que le travail de thèse de Jérôme Bouffard. Bouffard et al. (2008b) ont montré qu'un traitement adapté des données altimétriques existantes permet de suivre l'évolution saisonnière du Courant Liguro Provençal, dans la Méditerranée nord ouest, qui est un intense courant de pente de faible extension spatiale, en cela comparable au courant de pente des talus Cantabrique et Armoricain.

Dans notre étude, nous considérons un altimètre classique de type Jason 1, mesurant l'anomalie de hauteur de mer au nadir du satellite, ainsi qu'un altimètre à fauchée large, inspiré du programme WSOA. Cet instrument est décrit avec précision dans la première partie de ce document. Nous souhaitons qualifier les performances de ces deux types d'altimètre pour la mesure des phénomènes associés à la méso échelle de la zone.

La mise en place de la technique RMS et le calcul de la matrice χ nécessitent de connaître la covariance d'erreur du modèle, évaluée par la modélisation stochastique, la localisation des observations et leurs statistiques d'erreur. Pour l'altimètre classique, nous avons défini les localisations des observations depuis des traces moyennes déduites des observations de Jason 1 à l'été 2004. Sur ces traces, nous avons retenu une mesure tous les 5.9 km environ, correspondant à une fréquence de mesure de 1 Hz, fréquence couramment retenue pour les données fournies après traitement par les banques de données altimétriques. Les observations de l'altimètre à fauchée sont centrées sur la même trace que Jason 1, suivant le principe de la mission WSOA qui prévoyait l'installation d'un altimètre à fauchée sur le satellite Jason 2, la mission étant finalement annulée. Nous avons conservé cette approche, bien que l'orbite de la mission WATER n'ait pas encore été définie. Sur cette trace centrale les mesures sont effectuées tous les 15 km. La fauchée est représentée par 7 points de chaque côté de la trace centrale, eux aussi espacés de 15 km. On est proche de la résolution basse, de 16 km le long de la trace et 14 km dans la direction perpendiculaire présentée par Enjolras et al. (2006) pour l'étude du budget d'erreur de l'instrument. A la différence de la première partie, nous n'avons pas tenu compte de la perte de mesure sur toute la fauchée lorsque l'altimètre nadir atteint la côte (empêchant les corrections radiométriques), car nous nous focalisons sur la mesure de la

dynamique méso échelle présente sur la partie profonde et le talus continental. La dernière expérience repose elle aussi sur l'altimètre à fauchée, mais est réduite aux points de mesure situés sur une zone de profondeur supérieure à 150 m afin de s'affranchir des processus de plateau. Dans les trois cas, les observations sont réparties sur 10 jours, qui est le cycle de répétitivité du satellite Jason 1, correspondant à une période plutôt calme de l'été 2004, entre fin juillet et début août, afin d'éviter un épisode de tempête dont la variabilité propre masquerait les structures méso échelle, de durée de vie plus longue, que nous souhaitons étudier.

Les matrices de covariances d'erreur d'observation $\mathbf{R}$ sont prescrites à l'avance. C'est un point épineux des études de réseaux et de l'assimilation de données. Il est en effet difficile de connaître avec précision les erreurs d'observation associées à un réseau. L'hypothèse la plus souvent retenue et la plus simple est de considérer les observations indépendantes les unes des autres. Nous avons vu dans la première partie que ce n'est pas toujours le cas, notamment pour l'altimètre à fauchée, qui présente des erreurs corrélées le long de sa trace. Nous avons dans un premier retenu l'hypothèse simple, avant de nous pencher sur le cas des erreurs de roulis. Les budgets d'erreur retenus dans le cas initial, qui est celui étudié dans l'article RMS, sont de 3.9 cm d'écart type d'erreur pour l'altimètre classique, et une erreur variable de 3.9 cm au nadir à 5.3 cm en bout de fauchée pour l'altimètre à fauchée. Le budget d'erreur de Jason 1 correspond à l'incertitude demeurant sur la mesure après traitement adapté (Bouffard et al., 2008a). Le budget d'erreur de WSOA est celui décrit par Fu (2003) et repris par Mourre et al. (2004, 2006).

Nous allons étudier les spectres de la matrice χ, ainsi que les vecteurs propres des 3 modes dominants, dans le cas des 2 ensembles définis.

On constate que les spectres issus de l'Ensemble 1 sont beaucoup plus rouges que ceux issus de l'Ensemble 2, c'est-à-dire qu'il existe pour ces spectres une plus grande hiérarchisation entre quelques valeurs propres très dominantes et le reste du spectre, très faible. Pour l'Ensemble 1, déjà étudié dans l'article RMS, l'altimètre classique présente une valeur propre supérieure à 1, tandis que l'altimètre à fauchée en présente quatre, trois dans le cas où les observations sont réduites à la partie profonde. L'altimètre à fauchée apparaît donc sans surprise comme plus performant qu'un altimètre classique pour mesurer les modes d'erreur du modèle associés aux incertitudes sur le vent. Dans le cas de l'Ensemble 2, l'altimètre classique n'a pas de valeur propre supérieure à 1, la valeur propre dominante étant égale à 0.45. Les spectres de l'altimètre à fauchée pour le cas général et le cas d'une mesure sur la partie profonde uniquement sont très proches, et présentent chacun trois valeurs propres supérieures à 1. Ceci n'est pas surprenant car les erreurs du modèle liées aux incertitudes sur les conditions hydrographiques initiales sont très faibles sur le plateau. Une fois encore, l'altimètre à fauchée paraît plus efficace pour mesurer les modes d'erreur du modèle associées aux incertitudes sur les conditions initiales.

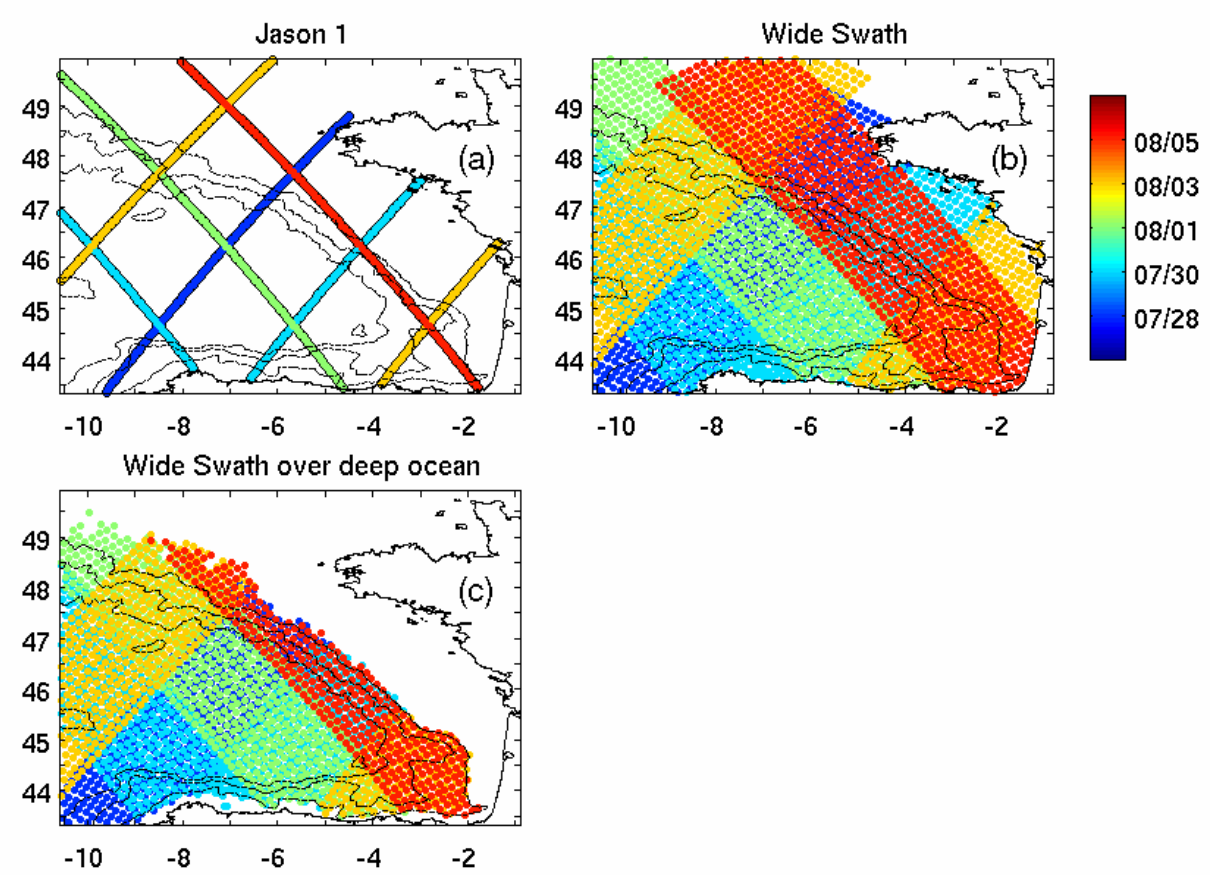


Figure F.26 : Localisations des observations altimétriques et dates correspondantes, pour l'altimètre classique (a), l'altimètre à fauchée (b) et l'altimètre à fauchée sur la partie profonde (c).

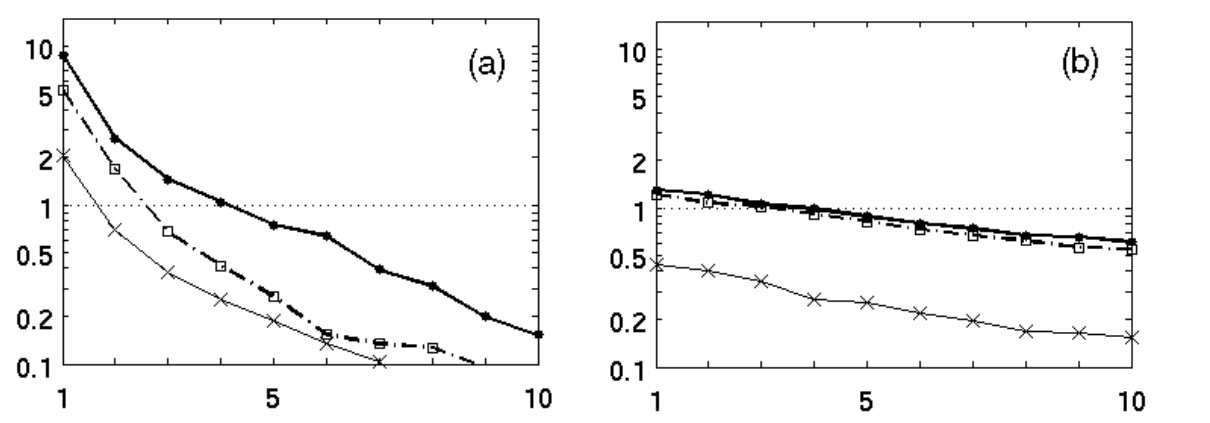


Figure F.27 : Spectres de la matrice χ pour l'Ensemble 1 (a) et l'Ensemble 2 (b), pour l'altimètre classique (trait fin avec croix), l'altimètre à fauchée (trait épais avec points) et l'altimètre à fauchée sur la partie profonde (trait mixte épais avec carrés). La valeur seuil égale à 1 est repérée par des tirets.

L'étude des spectres et la comparaison avec la valeur seuil permettent de discriminer divers réseaux, mais ne donnent pas d'information sur les phénomènes mesurés, ni même sur la consistance des modes définis par l'analyse. Pour cela, il faut étudier les vecteurs propres associées aux valeurs propres considérées.

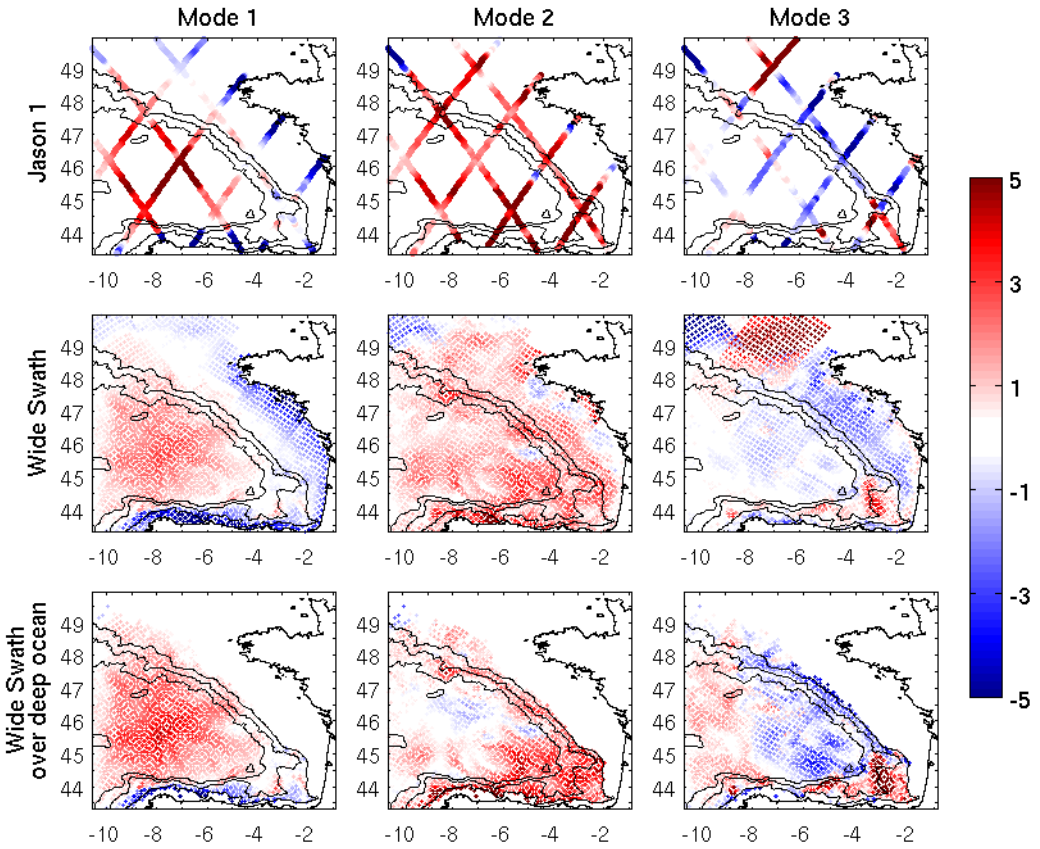


Figure F.28 : Vecteurs propres (sans dimension) des 3 premiers modes (de gauche à droite), pour un altimètre classique (haut), un altimètre à fauchée (milieu) et un altimètre à fauchée observant la partie profonde (bas), dans le cas de l'Ensemble 1.

Nous avons vu dans l'article RMS, pour l'Ensemble 1, que l'on pouvait raisonnablement considérer les trois modes dominants liés pour les trois réseaux définis. Le premier mode apparaît comme un mode de bassin ajustant dans le modèle l'élévation de surface sur le plateau et sur la plaine abyssale en réponse aux variations du rotationnel de vent moyen dans le forçage en surface. Les modes 2 et 3 sont des modes liés à l'activité meso échelle. Le mode 2 présente des zones de variabilité le long du talus Armoricain et du talus Cantabrique, ainsi qu'un méandre sur la plaine abyssale, au fond du Golfe. Le mode 3 a des zones de forte variabilité le long du talus Cantabrique et sur le plateau des Landes. Sur le plateau Celtique, ce mode présente deux zones de forte variabilité juxtaposées et de signes opposés, lorsque les observations sont présentes c'est à dire pour les 2 premiers réseaux considérés. Cette juxtaposition sur le plateau de deux zones anticorrélées ne paraît pas avoir de signification physique, mais semble plutôt liée à des variations haute fréquence de l'élévation de surface sur le plateau, à deux instants de mesure différents. On sait que la variabilité du plateau a une période de quelques heures à quelques jours, avec des amplitudes d'élévation de surface très larges. La mise en commun d'observations sur 10 jours n'est sans doute pas pertinente pour étudier cette variabilité, car l'analyse cherche alors des cohérences entre des événements distincts. De plus, la prise en compte de ces variations de grande amplitude a tendance à masquer les variations d'amplitude plus faible, notamment les variations associées à la méso échelle que l'on souhaite étudier. Cette forte variabilité de plateau assure enfin une grande amplitude à la matrice $\mathbf{HP}^{g}\mathbf{H}^{T}$, donc à χ, ce qui améliore sensiblement le « score » réalisé par le réseau lors de l'analyse du spectre. Ainsi la définition du réseau d'observation se doit d'être adaptée à ce que l'on souhaite mesurer. La troisième expérience, ne portant que sur la zone

profonde, permet de s'affranchir de la variabilité de plateau et de confirmer l'observabilité des structures méso échelle contenues dans les modes 2 et 3. L'altimètre classique ne voit lui qu'un seul mode, qui est un mode de bassin et n'est pas associé à la dynamique méso échelle.

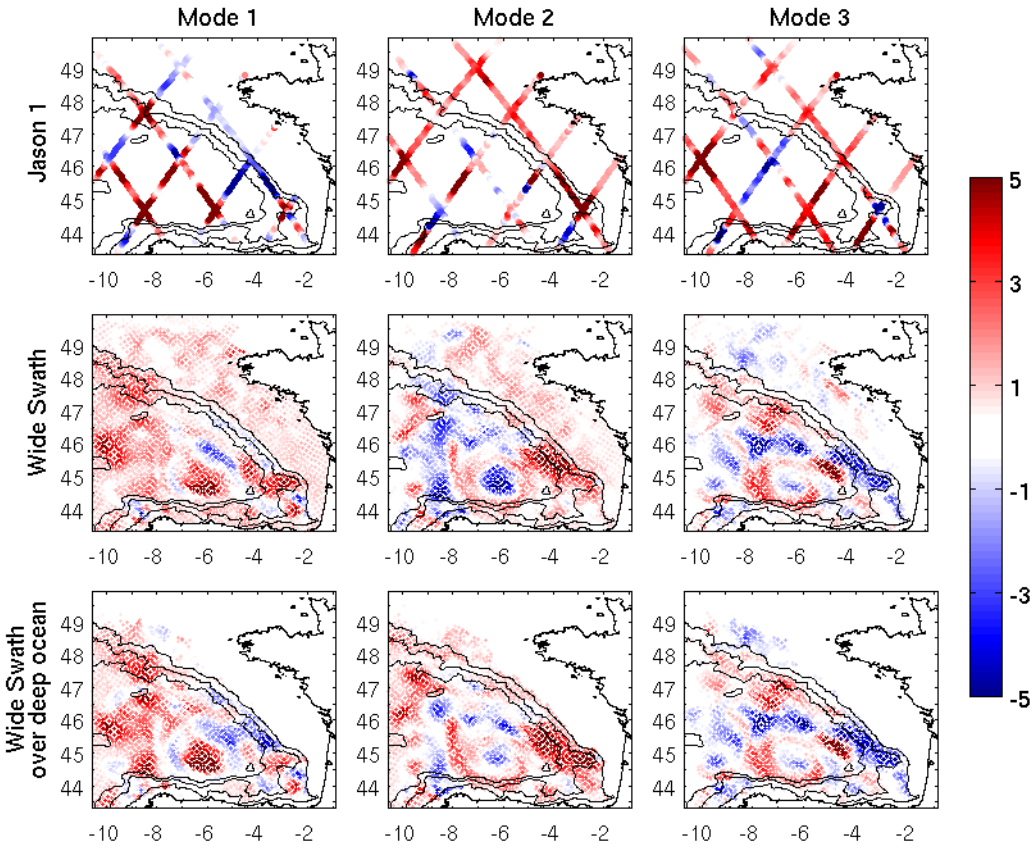


Figure F.29 : Comme Figure F.28, mais dans le cas de l'Ensemble 2.

Les vecteurs propres de l'Ensemble 2 sont plus aisés à étudier. Tout d'abord on ne tient pas compte des vecteurs propres de l'altimètre classique dans la mesure où aucun mode n'a de valeur propre supérieure à 1. Ensuite les trois modes considérés sont visiblement les mêmes pour les deux réseaux basés sur l'altimètre à fauchée, et présentent des structures de variabilité associées à l'activité méso échelle de la zone, que l'on a déjà pu identifier lors de l'étude du sous espace d'erreur de cet ensemble en élévation de surface (Figure F.13, en milieu de simulation). Elles sont situées le long du talus Armoricain, sur le plateau des Landes et autour du tourbillon centré sur 6°O, 45°N. L'accord entre ces deux configurations n'est pas étonnant dans la mesure où nous avons vu que la variabilité en élévation de surface pour l'Ensemble 2 est dominante sur le large. La discrimination des valeurs sur le plateau dans la 3ème configuration affecte donc peu l'analyse, ce que l'on a déjà remarqué lors de l'étude des spectres.

Il ressort de l'étude de cette étude de réseaux altimétriques qu'un altimètre classique seul n'est pas suffisant pour observer l'activité méso échelle de la zone sur un cycle de mesure. En revanche un altimètre à fauchée apparaît prometteur pour détecter cette variabilité.

F.3.2 Impact du roulis

La méthode RMS permet d'analyser l'impact du roulis par la prise en compte de celui-ci dans la matrice d'erreurs d'observation. Nous avons vu dans la première partie que la prise en compte de la corrélation des erreurs d'observations dans la matrice de covariance d'erreur d'observation durant l'assimilation de données permet de contraindre le modèle malgré la grande amplitude des erreurs concernées. Nous avons repris le budget d'erreur de l'altimètre à fauchée décrit dans l'article ISRE, notamment l'angle de roulis, sa fréquence et l'incertitude associée, afin de calculer la matrice de covariances d'erreur d'observation tenant compte du roulis. Nous avons appliqué la technique RMS dans le cas d'un altimètre mesurant l'élévation de surface sur la partie profonde, seul cas pertinent pour l'Ensemble 1.

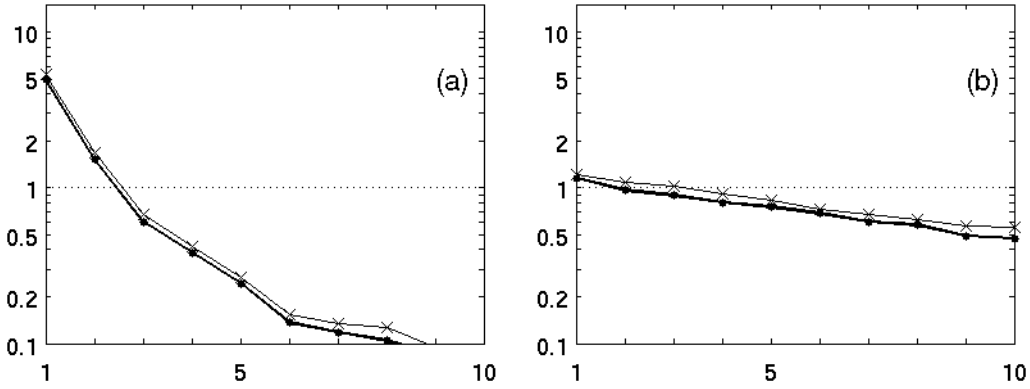


Figure F.30 : Analyse comparée du spectre de χ associé à l'altimètre à fauchée mesurant la partie profonde, avec prise en compte du roulis (trait épais avec points) et sans prise en compte (trait fin avec croix) pour l'Ensemble 1 (gauche) et l'Ensemble 2 (droite).

On remarque que les spectres associés à l'altimètre à fauchée sont très peu affectés par la prise en compte du roulis. Les vecteurs propres associés (non montrés) sont identiques, au moins pour les modes dominants. Le roulis affecte donc très peu les performances de l'altimètre établies par la méthode RMS. Ceci est du au spectre de la matrice $\mathbf{R}^{-1/2}$ qui intervient dans le calcul de χ.

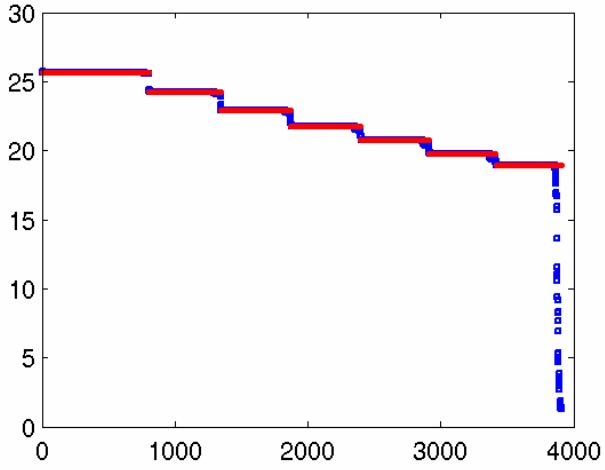


Figure F.31 : Spectre de $\boldsymbol{R}^{1/2}$ en présence de roulis (bleu) et en l'absence de roulis (rouge), pour un réseau de dimension m*=3910.*

Les spectres de $\mathbf{R}^{-1/2}$ dans les deux cas, avec ou sans prise en compte du roulis, sont très proches (Figure F.31). Le roulis représente dans ce spectre un faible nombre de valeur propre en regard de la dimension de la matrice. Les valeurs propres qui diffèrent sont d'amplitude plus petite, en particulier les valeurs propres dominantes sont conservées. Les modes propres associés au roulis sont rejetés en queue de spectre et n'affectent pas les modes dominants déterminés par le calcul de la matrice χ. Leur principal effet est de diminuer l'énergie mesurée par le réseau, à savoir la trace de χ, ce qui explique que le spectre de χ est simplement abaissé par la prise en compte du roulis. Cette baisse est légère en raison du faible nombre de valeurs propres concernées. Dans notre évaluation des capacités de l'altimètre à fauchée, cela ne change pas quantitativement les résultats précédents issus de l'Ensemble 1, le réseau capturant toujours 2 modes de variabilité. En revanche pour le cas de l'Ensemble 2, la nouvelle analyse fait passer le nombre de modes observables de 3 à 1. Néanmoins on constate que la baisse relative est légère, les valeurs propres qui étaient précédemment supérieures à 1 l'étaient de peu et en sont encore très proches. La prise en compte du roulis ne remet donc pas en cause les conclusions sur les capacités de l'altimètre à fauchée d'observer la dynamique méso échelle côtière.

F.3.3 Réseau in situ sur le plateau des Landes

Nous nous intéressons à présent à un réseau d'observation in situ. Nous avons vu lors de l'analyse de la simulation de référence et des deux ensembles de simulations que le plateau des Landes est une zone de transfert de masse d'eau du plateau vers le large, de forte activité méso échelle et de forte variabilité du modèle quelle que soit la grandeur physique considérée. C'est donc une zone particulièrement intéressante à étudier.

Le réseau initial est inspiré d'un projet de campagne d'observation du plateau des Landes, AquiLand. Ce projet propose l'installation de courantomètres, classiques et ADCP, disposés sur la zone et l'utilisation de gliders effectuant des mesures ponctuelles selon trois radiales est-ouest. Nous avons défini trois réseaux d'observation inspirés de cette disposition (Figure F.32).

Nous nous intéressons à des mesures ponctuelles de type de celles effectuées par des gliders. Nous avons arbitrairement choisi la date de milieu de simulation pour effectuer l'étude, à savoir les sorties du modèle correspondant à la moyenne des 29 et 30 juillet.

Nous considérons des erreurs d'observations non corrélées, avec un écart type de 0.2°C pour les mesures en température et de 1 $cm.s^{-1}$ pour les mesures de courant. L'écart type retenu pour la température est beaucoup plus élevé que l'erreur instrumentale, de l'ordre de 0.02°C par exemple pour un flotteur Argo (Serge Le Reste, communication personnelle), ceci pour tenir compte de l'incertitude sur la profondeur de la mesure par le glider. De plus les incertitudes du modèle en température sont d'un ordre de grandeur bien supérieur à 0.02°C, et l'utilisation de cette valeur aurait rendu l'impact des mesures de courants totalement invisible. Cette erreur de 0.2 °C est peut-être surévaluée, mais elle permet une analyse qualitative de l'apport de mesures de courants sur la zone. La valeur de 1 $cm.s^{-1}$ d'incertitude sur la mesure des courants est en revanche un ordre de grandeur proche de l'erreur instrumentale d'un courantomètre classique. Un courantomètre ADCP a des erreurs plus élevées, de l'ordre de 5 $cm.s^{-1}$ (Jorda, 2005).

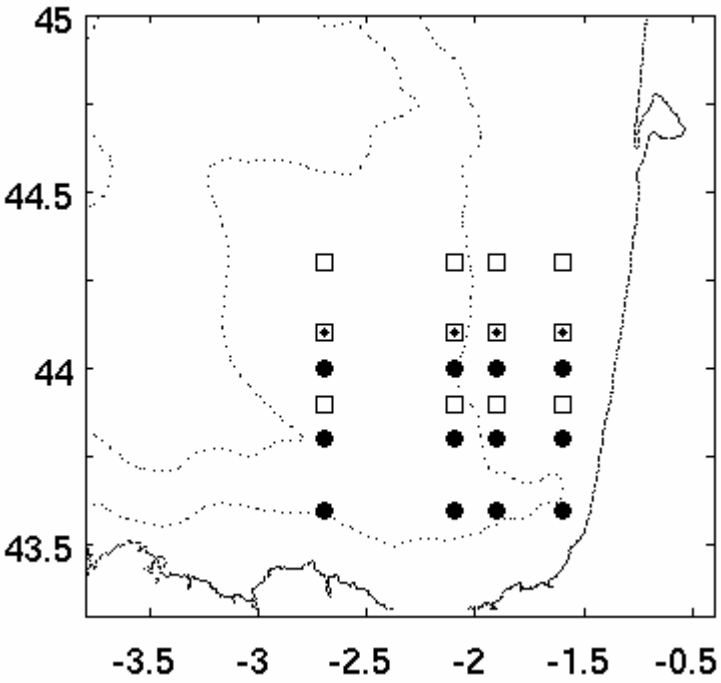


Figure F.32 : Définition du réseau d'observation : Réseau A de mesure de température sur la verticale (carrés blancs), Réseau B de mesure de température dur la verticale (ronds noirs), Réseau C de mesure de température aux mêmes endroits que le réseau A avec ajout de courantomètres (carrés blancs avec points noirs).

Nous pouvons à présent analyser les spectres des matrices χ calculées pour les deux ensembles.

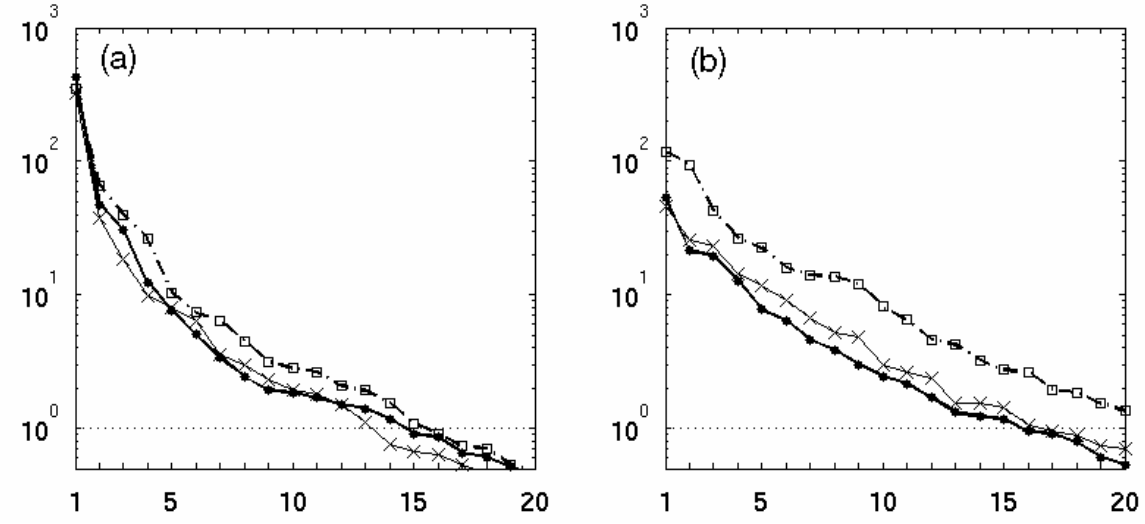


Figure F.33 : Spectres de la matrice χ pour l'Ensemble 1 (a) et l'Ensemble 2 (b), pour les mesures du Réseau A (trait fin avec croix), du Réseau B (trait épais avec ronds) et du Réseau C (trait mixte épais avec carrés)

Une fois de plus le spectre de l'Ensemble 1 est plus rouge que celui de l'Ensemble 2 (Figure F.33). Le nombre de valeurs propres supérieures à 1 est très important dans les deux cas : l'apport d'un réseau in situ sur le plateau des Landes pour évaluer et contraindre les sous-

espaces d'erreur du modèle ne fait pas de doute. Le spectre de l'Ensemble 1 est dominé par le Réseau C, sauf pour le mode dominant pour lequel le Réseau B est le plus efficace. Le spectre de l'Ensemble 2 est lui dominé par le Réseau C, les Réseaux A et B étant très proches, pour les modes dominants au moins. Le Réseau C, avec l'ajout de courantomètres, est dans ce cas le plus performant, ce que semble déjà indiquer l'étude du spectre de l'Ensemble 1. Ceci n'est pas surprenant car la variabilité de l'Ensemble 2 en courants est élevée en comparaison de la variabilité en température. La mesure des courants est donc d'une plus grande valeur pour la mesure de cette variabilité.

Comme dans le cas de l'altimétrie, ces spectres ne donnent pas d'information sur les phénomènes mesurés. Pour cela nous pouvons étudier les vecteurs propres de χ, comme pour l'altimétrie, mais cela est moins évident dans le cas de profils verticaux individuels. Il est alors plus judicieux d'étudier les représenteurs modaux, définis dans l'article en tant que *modal representers*, qui sont les modes propres de χ projetés dans l'espace du modèle. Afin de mieux analyser les figures, nous rappelons les conditions sur zone issues de la simulation de référence (Figure F.34), ainsi que la structure de l'erreur du modèle en élévation de surface (Figure F.35).

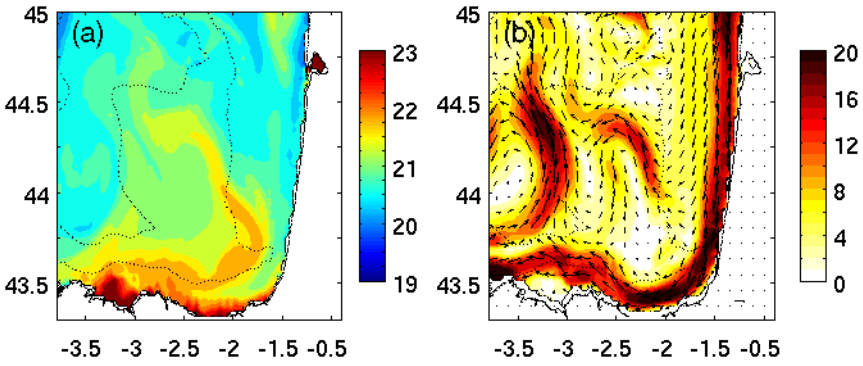


Figure F.34 : Température de surface (°C) de la simulation de référence les 29 et 30 juillet 2004 (a), courants de surface (cm.s^{-1}, flèche de référence à 10 cm.s^{-1} en bas à droite) à la même date (b)

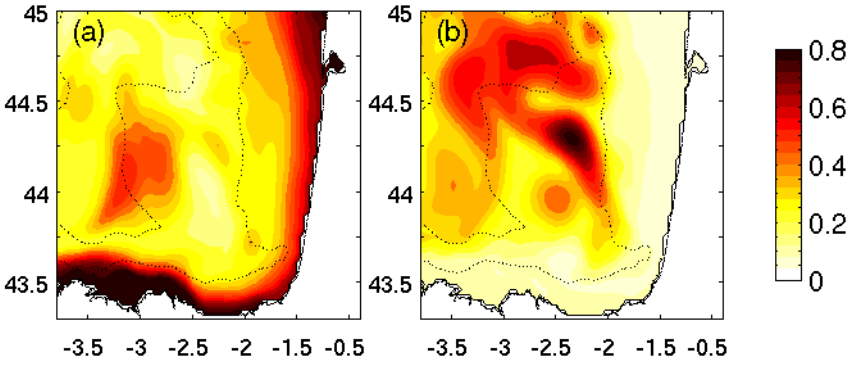


Figure F.35 : Ecarts type d'ensemble en élévation de surface (cm) les 29 et 30 juillet 2004 pour l'Ensemble 1 (a) et l'Ensemble (2).

On constate que dans le cas de l'Ensemble 1, l'écart type d'ensemble en élévation de surface est élevé le long de la côte où les courants sont intenses, ainsi que sur une zone en bordure du plateau des Landes située au niveau d'une veine de courant vers le nord. Dans le cas de

l'Ensemble 2, l'écart type du modèle est présent seulement hors du plateau continental et notamment sur le plateau des Landes, au niveau d'un méandre de courant formé vers 44°N qui mène des eaux chaudes du fond du Golfe vers le Canyon du Cap Ferret. L'écart type en élévation de surface est intense dans le Canyon lui-même, mais cette zone ne présente pas de dynamique intense en surface. Les deux ensembles présentent des variabilités en élévation de surface associés à des structures de courant différentes.

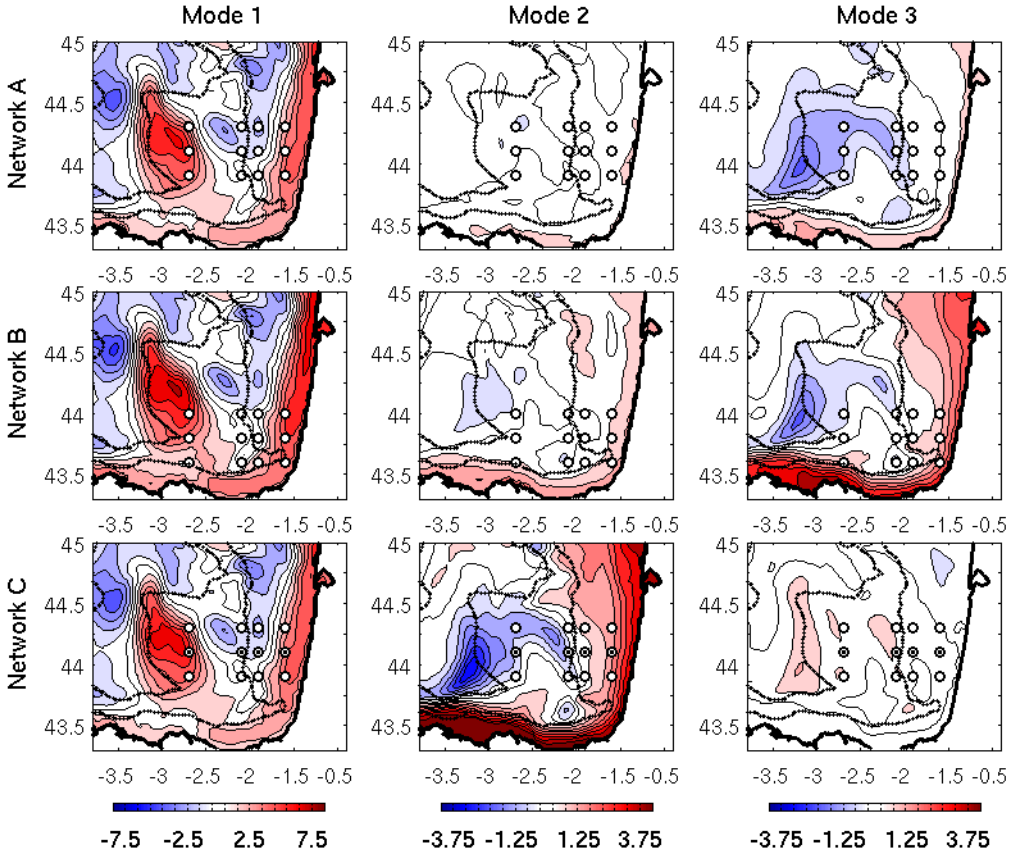


Figure F.36 : Représenteurs modaux en élévation de surface (cm) des Réseaux A, B et C (de haut en bas) pour les 3 modes dominants (de gauche à droite), dans le cas de l'Ensemble 1.

Les représenteurs modaux de l'Ensemble 1 sont comparables pour les trois réseaux (Figure F.36). En particulier, le mode dominant est commun aux trois réseaux. Il lie les variations d'élévation de surface le long de la côte française à une structure de variabilité présente sur le plateau des Landes, qui longe celui-ci et emble déborder du plateau vers le Canyon de Cap Ferret au nord. D'après l'analyse du spectre de χ, ce mode de variabilité est le mieux perçu par le Réseau B, dont la position plus au sud lui permet de se rapprocher de la côte et de la forte variabilité du modèle qui y est présente. Le mode 2 du Réseau C et les modes 3 des deux autres réseaux semblent eux aussi très comparables. Ils présentent une balance entre l'élévation de surface le long de la côte et une structure intense à la marge ouest du plateau des Landes et sur celui-ci.

On remarque sur la Figure F.35, pour l'Ensemble 1, un fort écart type d'ensemble en élévation de surface tout le long de la côte ainsi que sur une large zone située sur le plateau des Landes. Ces deux structures sont présentes dans les deux représenteurs modaux

dominants du Réseau C, qui semble donc plus apte à mesurer le variabilité dominante du modèle en cet endroit.

D'après le spectre de χ pour l'Ensemble 1, le mode 2 a une valeur propre plus élevée dans le cas du réseau C. Le représenteur modal correspondant a lui aussi une amplitude plus élevée. L'ajout d'un courantomètre permet de mieux capturer la variabilité associée à ce mode, qui présente de fortes amplitudes sur le plateau, en comparaison du Réseau B qui paraît pourtant mieux placé. Les représenteurs modaux restants sont plus difficilement interprétable.

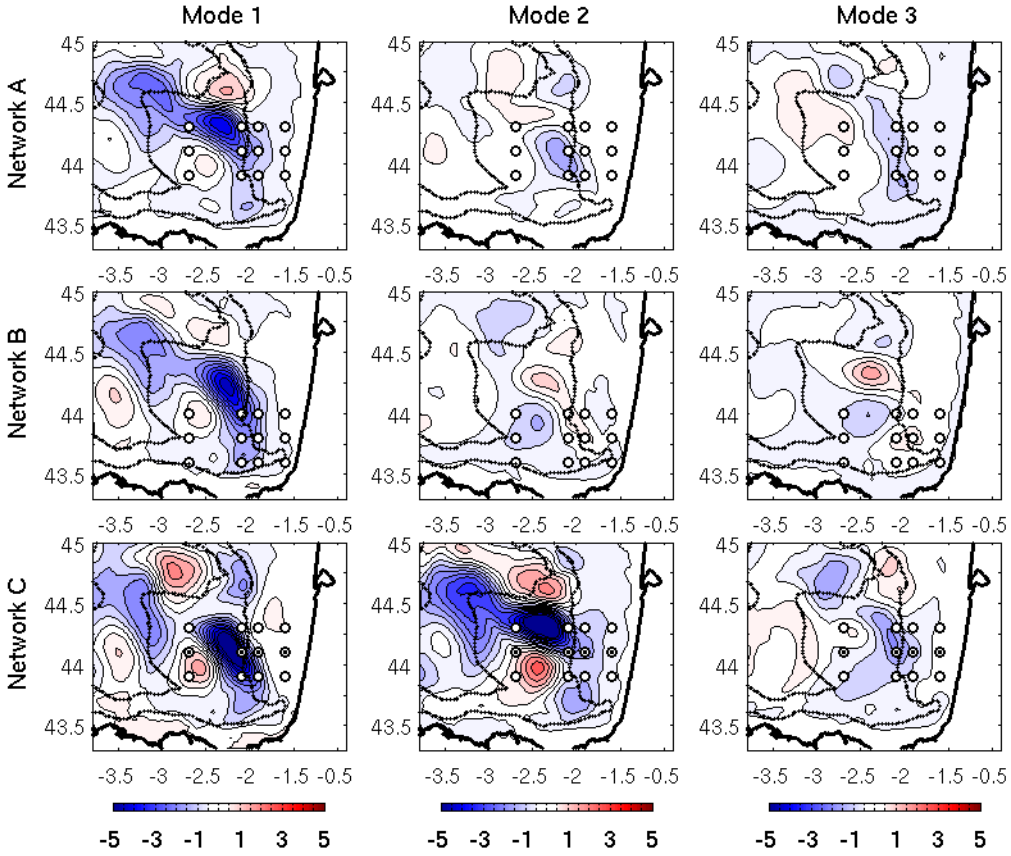


Figure F.37 : Comme Figure F.35, mais dans le cas de l'Ensemble 2.

Les représenteurs modaux de l'Ensemble 2 sont complexes à analyser. Ils sont assez semblables et font apparaître des structures de petite échelle du type dipôle ou triplets, de signes opposés. Ils sont localisés aux endroits de forte variabilité d'ensemble en élévation de surface et semblent tous liés au méandre de courant identifié sur le plateau des Landes et qui se jette dans le Canyon de Cap Ferret (Figure F.34). Le Réseau C, dominant le spectre de χ, a des représenteurs modaux de plus grande amplitude, pour les modes 1 et 2, ce qui signifie que les observations correspondantes auraient un écho plus important dans le modèle. En particulier le représenteur modal du mode 2 a une très forte amplitude au niveau du maximum de variabilité en élévation de surface, et semble donc mieux à même de mesurer la variabilité dominante du modèle en cet endroit.

L'étude d'un réseau in situ sur le plateau des Landes faite grâce aux deux ensembles de simulations confirme l'intérêt d'un tel réseau afin d'évaluer la grande variabilité du modèle dans cette zone, quelle que soit la source des erreurs considérées. La position du réseau plus au sud semble favoriser la mesure de la variabilité de plateau le long des côtes,

particulièrement sensible au vent. L’amélioration due à l’ajout d’un courantomètre semble plus évidente, car il est plus à même de capturer les modes expliquant l’incertitude dominante sur la zone, visible en élévation de surface et fortement liée aux courants présents sur la zone.

Chapitre G : Golfe de Gascogne : étude des processus haute fréquence

G.1 Simulation avec sorties toutes les 2 heures

L'étude menée sur le Golfe de Gascogne avec des sorties de modèle tous les deux jours nous a permis d'étudier la dynamique méso échelle sur la partie profonde et le talus continental. Le choix d'effectuer des sorties tous les deux jours a mis de côté l'étude des processus de plus haute fréquence, notamment sur le plateau, qui sont pourtant représentés dans le modèle. Ces phénomènes sont responsables des plus fortes amplitudes des erreurs du modèle en élévation de surface sur le plateau. Nous avons donc décidé d'utiliser le modèle Symphonie avec des sorties toutes les deux heures cette fois, afin d'accéder à la dynamique plus haute fréquence du modèle. C'est aussi l'occasion d'examiner la composante de haute fréquence des processus modélisés sur la plaine abyssale.

Une première simulation a été réalisée avec les mêmes caractéristiques que la simulation de référence, mais avec des sorties moyennées sur deux heures et non plus sur deux jours. Cette simulation se déroule aux mêmes dates que la simulation de référence, mais nous n'avons gardé en sortie que les champs du 25 juillet au 30 août, et non à partir de début juillet, en raison des besoins de stockage pour les fichiers de sorties.

G.1.1 Description

Les conditions moyennes sont très comparables à la simulation de référence.

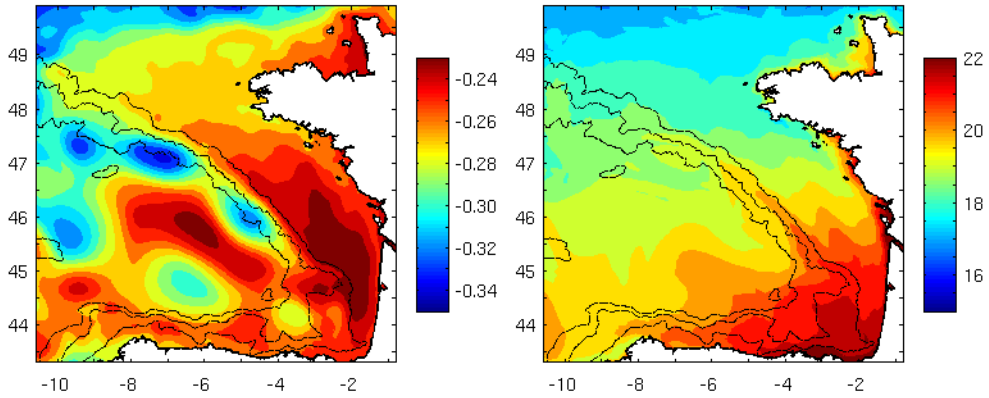


Figure G.1 : Moyenne temporelle pour la simulation avec sorties à 2h pour l'élévation de surface (gauche, m) et la température de surface (droite, °C).

On reconnaît sur la Figure G.1 les mêmes structures dynamiques en élévation de surface que pour la simulation de référence, ainsi que les mêmes caractéristiques en température de surface. Les valeurs moyennes pour les deux variables sont supérieures pour les deux grandeurs car cette simulation avec sorties à 2 heures a lieu de fin juillet à fin août, qui voit une élévation de la surface moyenne et un réchauffement de la zone, comme vu précédemment.

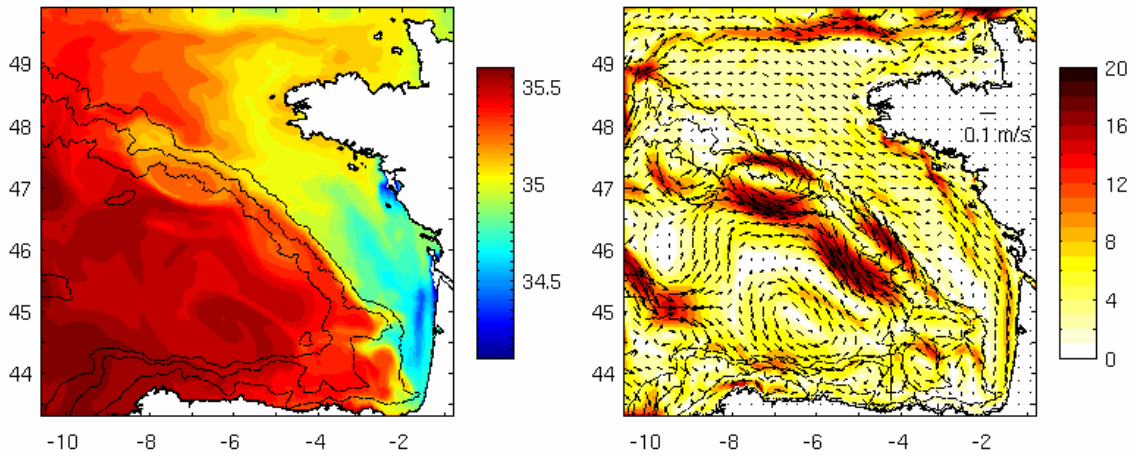


Figure G.2 : Moyenne temporelle pour la simulation avec sorties à 2h pour la salinité de surface (gauche, psu) et les courants de surface (droite, cm.s^{-1}).

La salinité moyenne de surface est très proche de celle de la simulation de référence. On distingue toujours les transferts de masse d'eau au nord du talus Armoricain et sur le plateau des Landes, les structures dynamiques sur la plaine abyssale ainsi que l'eau peu salée issue des fleuves. En terme de courants, là aussi les structures déjà remarquées sont bien présentes. L'état moyen semble moins intense en courant, hors des zones fortement dynamiques. Ceci tient sans doute à l'absence du coup de vent du 8 juillet dans la période sauvegardée, qui avait amené une intensification des courants de surface dans la simulation de référence (Cf. Figure D.24).

L'apport de la simulation avec sorties toutes les 2 heures va être naturellement visible sur les variations temporelles des variables étudiées. Nous nous intéressons à deux points de la zone de simulation, l'un situé sur le plateau Armoricain, l'autre situé sur la plaine abyssale. Ces points sont les mêmes que les Points utilisés pour étudier la variabilité d'ensemble des Ensembles 1 et 2 (chapitres E et F).

Les séries temporelles de l'élévation de surface des deux points, l'un sur le plateau Armoricain, l'autre sur la plaine abyssale (Figure G.3) montrent tout d'abord l'évolution basse fréquence avec une élévation d'ensemble déjà vue sur la simulation de référence, avec une surélévation plus importante du plateau Armoricain. Sur cette évolution lente, on voit apparaître des évolutions de haute fréquence, de faible amplitude au large, et d'amplitude élevée sur le plateau.

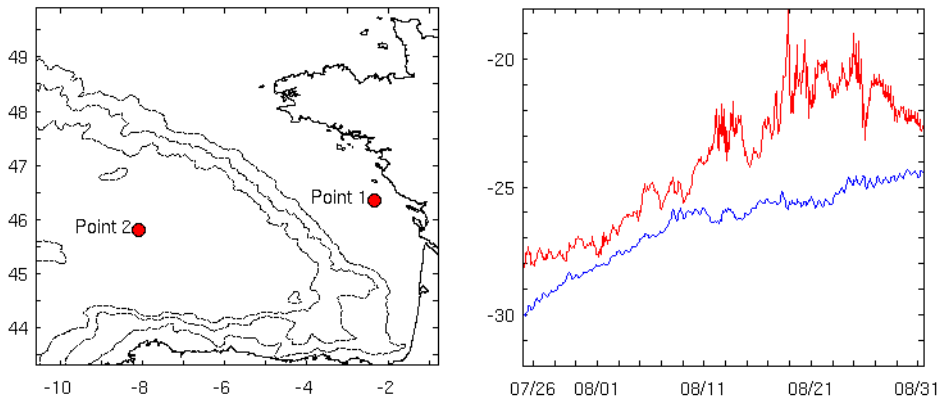


Figure G.3 : Localisation des points 1 et 2 pour les séries temporelles (gauche), séries temporelles d'élévation de surface pour le point 1 (rouge) et le point 2 (bleu) (gauche, cm).

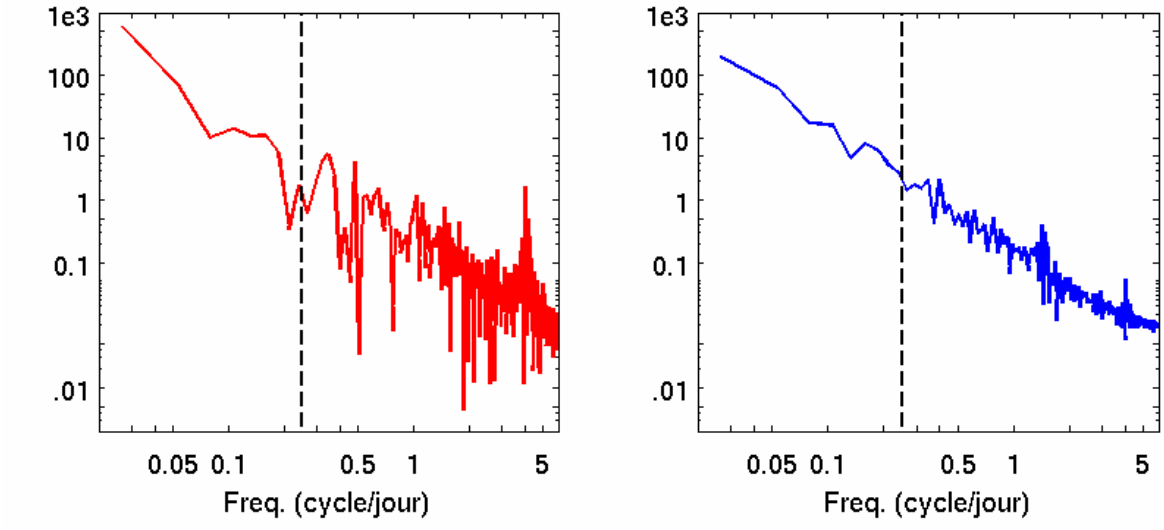


Figure G.4 : Spectres associés aux séries temporelles d'élévation de surface du Point 1 (gauche) et du Point 2 (droite) de la Figure G.3. Abscisse : fréquence (cycle/jour), ordonnée : puissance (m^2). Les tirets verticaux représentent la limite de représentativité de la simulation de référence avec sorties moyennées sur 2 jours (0.25 cycle/jour).

L'étude des spectres en fréquence correspondant aux séries temporelles d'élévation de surface (Figure G.4) nous renseigne sur les fréquences que la modélisation avec sorties à deux heures permet d'atteindre, et leur puissance associée. On remarque que les variations basse fréquence accessibles à la modélisation de référence sont dominantes, notamment sur la plaine abyssale. Dans les plus hautes fréquences, sur le plateau Armoricain, le spectre présente une puissance élevée autour de 0.3 à 0.4 cycles/jour, correspondant à une période de 2 à 3 jours, qui est l'ordre de grandeur de la durée des événements atmosphériques de la zone. Dans les très hautes fréquences, on observe un pic marqué à une fréquence différente de l'oscillation d'inertie vue au large, centré sur 4 cycles/jour soit des phénomènes de 6 h de période caractéristique. Ceci correspond à la période minimale des phénomènes météorologique avec les champs de forçage Aladin tous les 3h. L'élévation de surface sur le plateau continental étant très sensible au vent, ce pic à 6h correspond alors à la réponse océanique aux variations de vent de plus haute fréquence disponible. Sur la plaine abyssale, le spectre décroît en puissance des basses vers les hautes fréquences, qui sont moins énergétiques que sur le

plateau, ce que l'on attendait à la vue des séries temporelles. On observe néanmoins un pic à 1.5 cycle/jour, qui correspond aux oscillations d'inertie, de période de l'ordre de 16h à la latitude de la zone. Ce sont ces ondes que l'on distingue périodiquement sur la série temporelle, notamment vers la fin du mois d'août. Un pic est présent à 4 cycles/jour comme sur le plateau, mais il est beaucoup moins marqué.

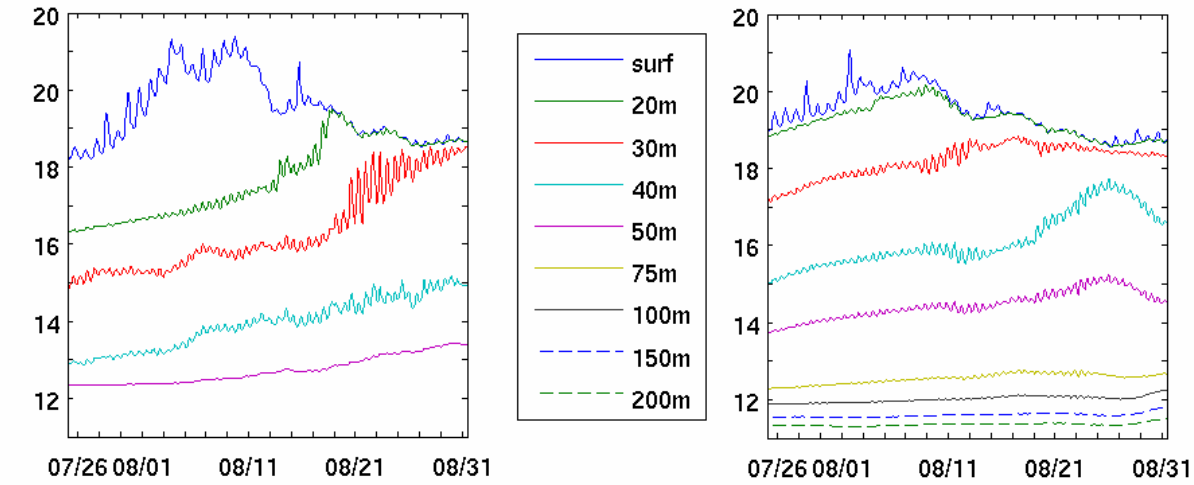


Figure G.5 : Séries temporelles de la température (°C) au Point 1 (gauche) et au Point 2 (droite) pour différentes profondeurs et en surface.

La Figure G.5 illustre l'évolution de la température sur la colonne d'eau au cours de la simulation. On remarque tout d'abord que si les températures de surface des deux points sont proches, la température de subsurface diffère. De fin juillet à mi août, la stratification est importante, notamment sur le plateau où la température à 20 mètres est plus froide de 2°C que celle de la surface. La température de surface s'élève plus au niveau du plateau durant cette période, en raison d'une couche de mélange très faible. Les pics de vent du mois d'août refroidissent les couches de surface et induisent un mélange qui fait se rejoindre les courbes de température en surface et celles de la température à 20m et même 30m en fin de simulation. Sur la plaine abyssale, les températures à 40 et 50m remontent sous l'effet du mélange avec les couches supérieures lors de l'épisode de vent du 18 août. A ces variations lentes s'ajoutent, comme en élévation de surface, des oscillations de haute fréquence. Ces oscillations peuvent être de grande amplitude, jusqu'à 1°C en surface, voire plus pour la courbe de température à 30m sur le plateau, lorsque la couche de mélange s'approche de cette profondeur.

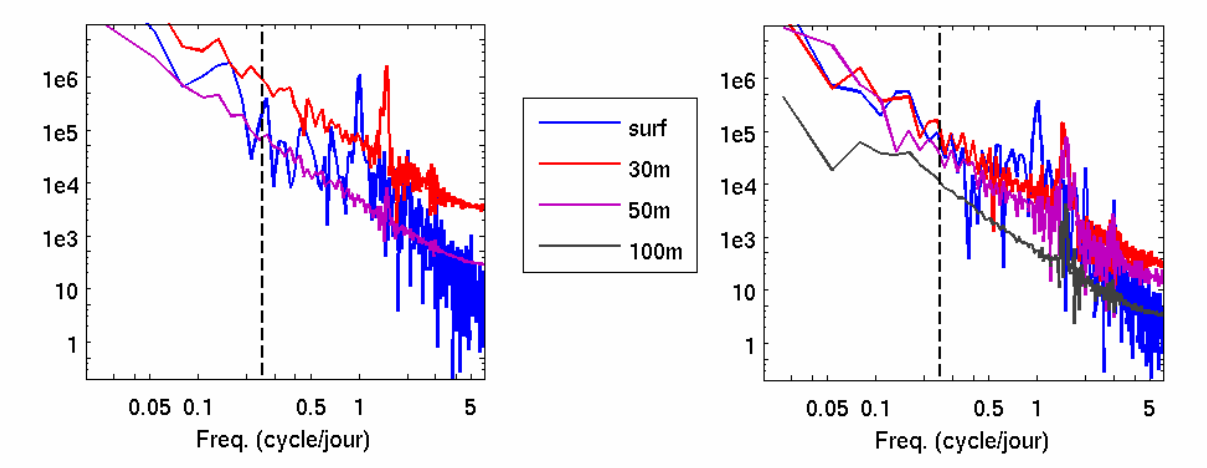


Figure G.6 : Spectres associés aux séries temporelles de température pour certaines profondeurs pour le Point 1 (gauche) et le Point 2 (droite). Abscisse : fréquence (cycle/jour), ordonnée : puissance ($°C^2$). Les tirets verticaux représentent la limite de représentativité de la simulation de référence avec sorties moyennées sur 2 jours (0.25 cycle/jour).

L'étude des spectres associés à ces séries nous renseigne sur les diverses fréquences représentées. Les variations de basse fréquence accessibles à la simulation de référence (à gauche des tirets verticaux) dominent les spectres en température, mis à part pour un ou plusieurs pics identifiés. En surface, les variations de température présentent un pic très marqué à la fréquence diurne. Ceci est du au réchauffement de la couche de surface par le soleil, qui suit donc un cycle de 24h. Plus en profondeur, les variations de température présentent un pic à la fréquence d'inertie, comme en élévation de surface sur la plaine abyssale. En température, ce pic est aussi présent sur le plateau. La couche la plus profonde sur le plateau présente peu de variabilité haute fréquence, en revanche les oscillations d'inertie sont présentes jusqu'à 100m de fond sur la plaine abyssale.

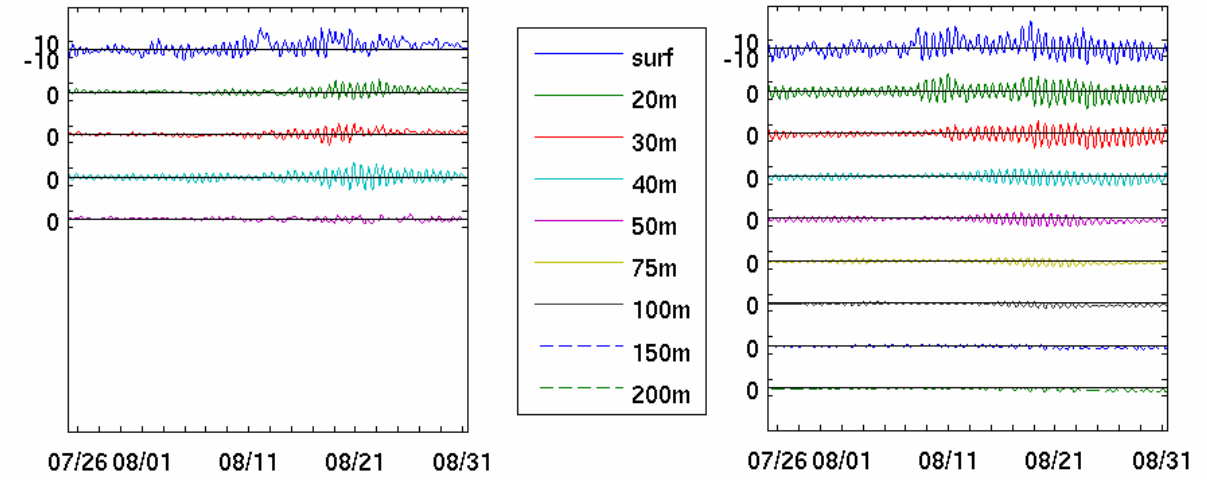


Figure G.7 : Séries temporelles de courant zonal à différentes profondeurs ($cm.s^{-1}$) au Point 1 (gauche) et au Point 2 (droite).

En termes de courants, les variations observées sur la simulation à deux heures sont dominées par les variations de haute fréquence, au moins pour la surface et la subsurface jusqu'à 100m de fond. Ces variations sont de grande amplitude dans la couche de mélange, et lors des épisodes de vent du mois d'août pour les couches plus profondes.

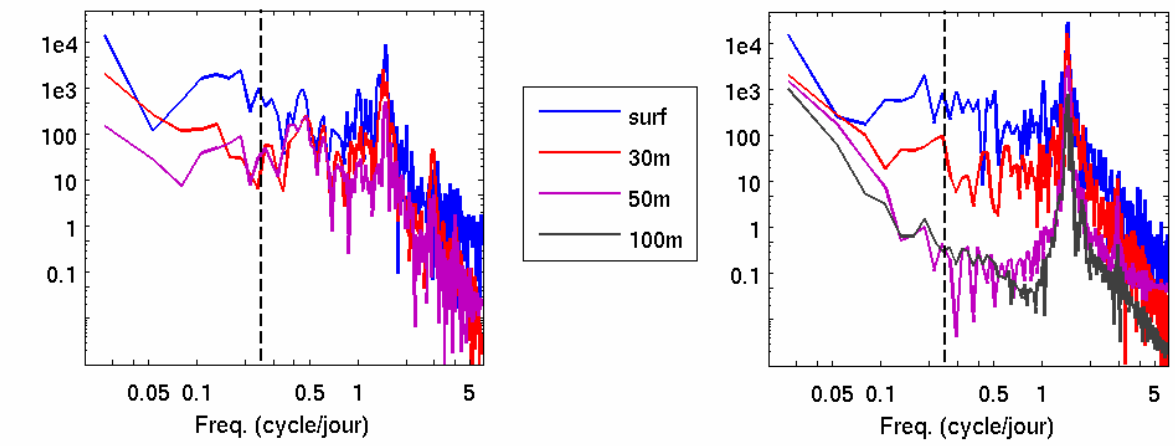


Figure G.8 : Spectres associés aux séries temporelles de courant zonal pour certaines profondeurs pour le Point 1 (gauche) et le Point 2 (droite). Abscisse : fréquence (cycle/jour), ordonnée : puissance ($m^2.s^{-2}$). Les tirets verticaux représentent la limite de représentativité de la simulation de référence avec sorties moyennées sur 2 jours (0.25 cycle/jour).

L'étude en fréquence du courant zonal confirme les séries temporelles, avec la plus grande variabilité de courants dans la partie haute fréquence avec un pic identifié à la fréquence d'inertie à toutes les profondeurs et y compris sur le plateau. Le pic est toutefois plus marqué sur la plaine abyssale. Entre ce pic et la gamme de fréquence accessible à la simulation de référence, les spectres de courants sur le plateau sont de puissance comparable à celle des fréquences plus élevées, de période de quelques jours. En particulier, on observe un pic entre 0.4 et 0.5 cycles/jour, soit une période de 2 à 2.5 jours, à toutes les profondeurs, qui correspond à la période de variabilité atmosphérique. Ce pic concerne toutes les profondeurs. En revanche, sur la plaine abyssale, le spectre en haute fréquence est significatif uniquement dans les couches proches de la surface, qui subissent l'effet du vent. Les couches profondes ne sont affectées à haute fréquence que par les oscillations d'inertie.

En conclusion, la simulation à deux heures ouvre une gamme de haute fréquence assez riche, très marquée dans les couches de surface et sur le plateau. Ces oscillations sont pour la plupart associées à des fréquences identifiables : les oscillations en courants et en température de subsurface sont caractéristiques des oscillations d'inertie, liées à la rotation de la Terre. De même, ces oscillations caractérisent la variabilité haute fréquence de l'élévation de surface sur la plaine abyssale. La température de surface est elle dominée par des oscillation journalières associées au flux solaire incident. Toutes ces fréquences correspondent à une variabilité caractéristique forcée par le Soleil et la rotation de la Terre, ce qui ne correspond pas à la dynamique côtière que l'on souhaite étudier. En revanche, sur le plateau notamment, les gammes de fréquence situées au-delà de la limite de représentativité de la simulation de référence, de période de 2 à 3 jours, que l'on peut associer à la variabilité atmosphérique, sont assez énergétiques, notamment en élévation de surface et en courants. C'est à cette dynamique de plateau que nous allons nous intéresser.

G.1.2 Validation

Nous venons de voir que c'est essentiellement sur le plateau continental qu'apparaît une dynamique côtière de haute fréquence susceptible de nous intéresser, visible notamment en élévation de surface. Une validation de cette dynamique peut donc se faire grâce à des comparaisons marégraphiques. Nous avons donc traité les données des marégraphes le long des côtes de la zone, déjà vus précédemment, en filtrant cette fois les sorties à deux heures. Pour rappel, la marée est ôtée par une analyse harmonique et l'effet du baromètre inverse a été retiré.

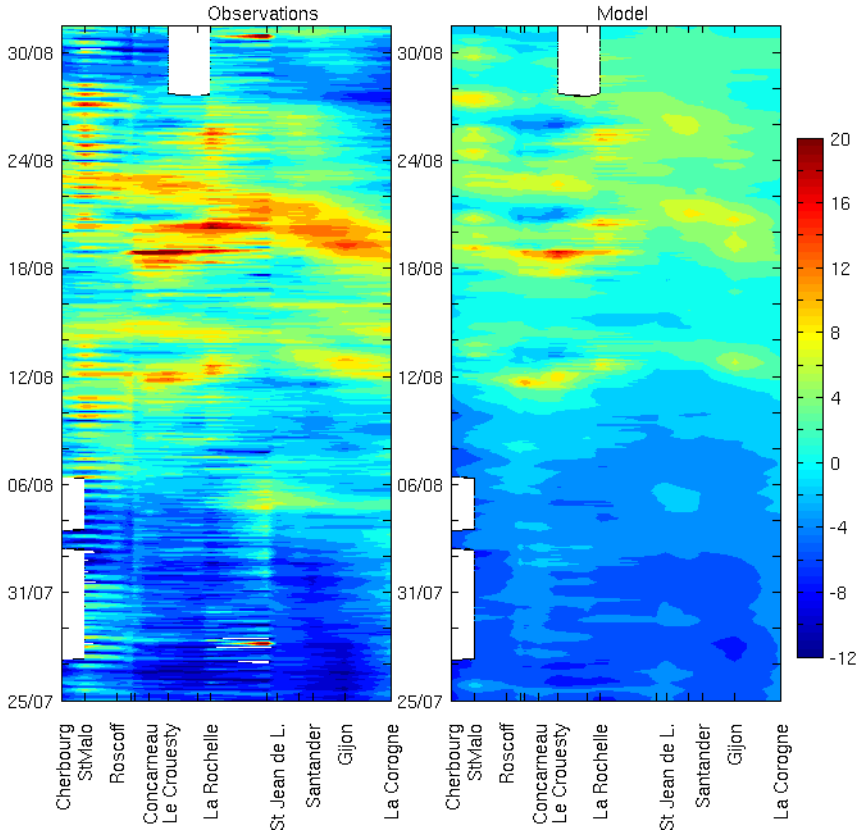


Figure G.9 : Evolution spatio-temporelle de l'anomalie d'élévation de surface (cm) au niveau des marégraphes entre le 25 juillet 2004 et le 31 août 2004, pour les observations (gauche) et le modèle (droite).

Le diagramme de type Hovmöller (Figure G.9) montre un assez bon accord à basse fréquence, c'est-à-dire une montée du niveau moyen de la zone au cours du mois d'août, avant une chute que le modèle retranscrit peu. C'est déjà ce que nous avions constaté lors de la validation de la simulation de référence (Figure D.49). La comparaison à plus haute fréquence se révèle là aussi satisfaisante, avec la bonne représentation de divers événements ponctuels et locaux. Si le pic observé vers St Jean de Luz le 5 août est très timide dans le modèle, la réponse au coup de vent du 12 août montre bien une surcote à Concarneau qui semble se propager vers La Rochelle, ainsi que la propagation d'une surélévation depuis Gijon vers St Jean de Luz, entre le 12 et le 14 août. Une surélévation entre le 14 et le 16 août est observée sur quasiment toute la côte, mais elle est faible ou absente dans le modèle. En revanche le coup de vent du 19 août

voit d'abord un pic marqué au sud de la Bretagne ainsi qu'en Galice. Un pic centré sur La Rochelle est présent le 20 août, suivi d'un creux au sud de la Bretagne. Parallèlement, on note la propagation d'une surélévation depuis la Galice le long des côtes Nord Espagnoles entre le 19 et le 22 août. Le 23, on remarque une surélévation au sud de la Bretagne, le 25 un pic centré sur La Rochelle, suivi le 26 d'un creux au sud de la Bretagne, et un pic au niveau de Santander. Tous ces évènements entre le 19 et le 26 août, période de grande variabilité atmosphérique, sont observés et présents, de manière convaincante dans le modèle, malgré une amplitude des données modélisées trop faible sur le Plateau Cantabrique, ce que l'on avait déjà remarqué lors de la validation de la simulation de référence avec des sorties tous les deux jours (Figure D.49). Au niveau de La Corogne, près de la frontière ouverte du modèle, les élévations de surface modélisées sont les moins réalistes. La fin du mois d'août est, on l'a dit, nettement moins réaliste que la période précédente. De même on note en Manche des variations de l'élévation de surface de très haute fréquence, dues sans doute à un résidu de l'analyse harmonique effectuée pour ôter le signal de marée. Ce résidu peut être important dans cette zone où la marée est de très forte amplitude. Les comparaisons avec le modèle y sont malaisées, encore que certaines tendances telles qu'un creux vers le 16 août et un pic le 27 semblent émerger, que le modèle représente. Enfin on note dans le modèle une très faible variabilité au niveau de La Corogne, à la pointe sud ouest de la zone, comparé aux observations. Ceci peut être du à la proximité de la zone éponge qui induit un rappel en élévation de surface.

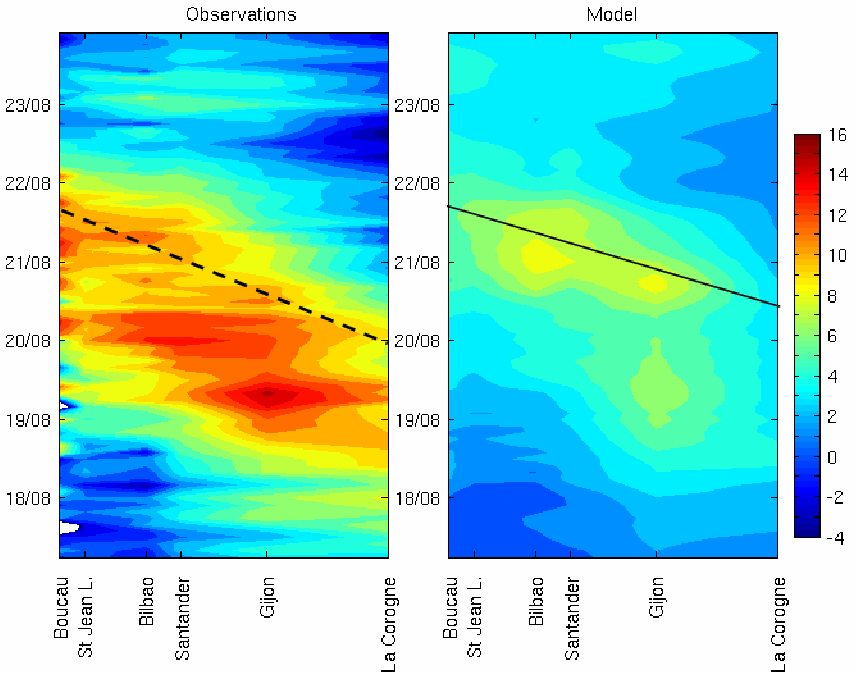


Figure G.10 : Zoom de la Figure G.9 sur la cote nord espagnole autour du 19 août.

Penchons-nous maintenant sur les événements associés au coup de vent du 19 août le long de la côte nord espagnole (Figure G.10). Le 19 août même, on observe une surélévation instantanée marquée de Santander à La Corogne, que le modèle représente timidement à Gijon, puis le 20 août a lieu une autre surélévation tout le long de la côte, cette fois non présente dans le modèle. C'est à la suite de cet événement qu'on observe la propagation d'une

surélévation depuis la point de Galice vers le Pays Basque, représentée en tirets dans les observations, que l'on trouve aussi, bien que moins marquée, dans le modèle (trait plein). Les vitesses de propagation sont de l'ordre de 4 $m.s^{-1}$ pour le modèle et 5 $m.s^{-1}$ pour les observations. Ces ondes sont dans la gamme des ondes de Kelvin à la côte, de célérité $c = \sqrt{gH}$ avec H la profondeur, ici de l'ordre de 2 mètres. Malgré l'écart entre les observations et le modèle, on note que ce dernier est capable de représenter les propagations observées sur le plateau Cantabrique.

La dynamique haute fréquence de plateau, que l'on pensait intéressante à étudier grâce à la simulation avec sorties à deux heures, semble donc représentée par celle-ci de manière assez réaliste.

G.2 Analyse du sous espace d'erreur avec sorties à 2 heures

La simulation avec sorties à deux heures dont nous venons de vérifier le réalisme peut donc servir de base pour une modélisation d'ensemble avec des sorties à deux heures. Etant donné les besoins en espace de stockage d'une telle simulation, nous avons réalisé des simulations imbriquées à l'aide du modèle Symphonie.

Cette simulation est effectuée sur une grille plus petite, mais dont les caractéristiques en terme de taille de maille et de niveaux verticaux sont identiques. Le forçage en surface est identique, et le forçage aux frontières est prescrit à l'aide de données issues de la simulation test à deux heures que l'on vient de décrire, qui est la simulation « mère ». Les valeurs des champs dynamiques (courants, élévation de surface) et des traceurs (T et S) aux frontières ouvertes sont moyennées sur 12 heures et prescrits au modèle imbriqué, ou modèle « fille », avec cette périodicité. L'état initial est aussi issu directement de la simulation mère. Dans notre étude, les simulations imbriquées démarrent le 29 juillet et s'achèvent le 31 août.

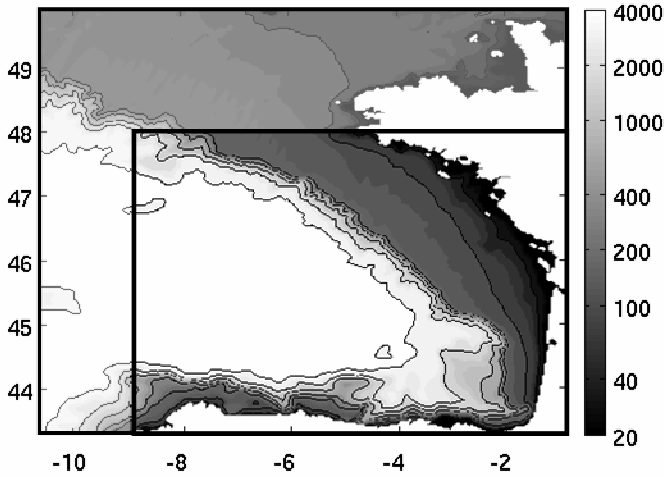


Figure G.11 : bathymétrie (m) du domaine de la simulation imbriquée (encadré) dans le domaine de référence (grisé).

L'extension spatiale de la simulation fille reste conséquente et s'étend du sud de la Bretagne à la Galice. On s'est en fait débarrassé du plateau Celtique et de l'entrée de la Manche, où se

forme un courant non réaliste dans la simulation de référence, et d'une zone à l'ouest située près de la zone éponge. Cette zone conserve la plus grande partie de la zone profonde, le plateau Armoricain et le plateau Cantabrique. Cette zone réduite permet néanmoins une économie de 40% en terme de données à stocker.

La modélisation stochastique effectuée à l'aide des simulations imbriquées repose, comme pour l'Ensemble 1, sur la perturbation du vent. En effet, les perturbations des profondeurs d'isopycnes affectent essentiellement la partie profonde, or les simulations avec sorties à deux heures offrent un potentiel intéressant surtout sur le plateau. Nous n'avons donc pas effectué d'ensemble de simulations perturbées selon cette méthode, compte tenu aussi de la taille des fichiers à stocker.

Les perturbations de vent sont issues des EOFs temporelles ayant servi à la génération de l'Ensemble 1. Elles sont juste tronquées sur la zone réduite. L'ensemble de simulations réalisé, que nous nommerons Ensemble 3, comprend 60 membres. Nous allons tout d'abord nous intéresser au sous espace d'erreur du modèle du aux incertitudes sur le vent, avec cette fois accès aux hautes fréquences temporelles.

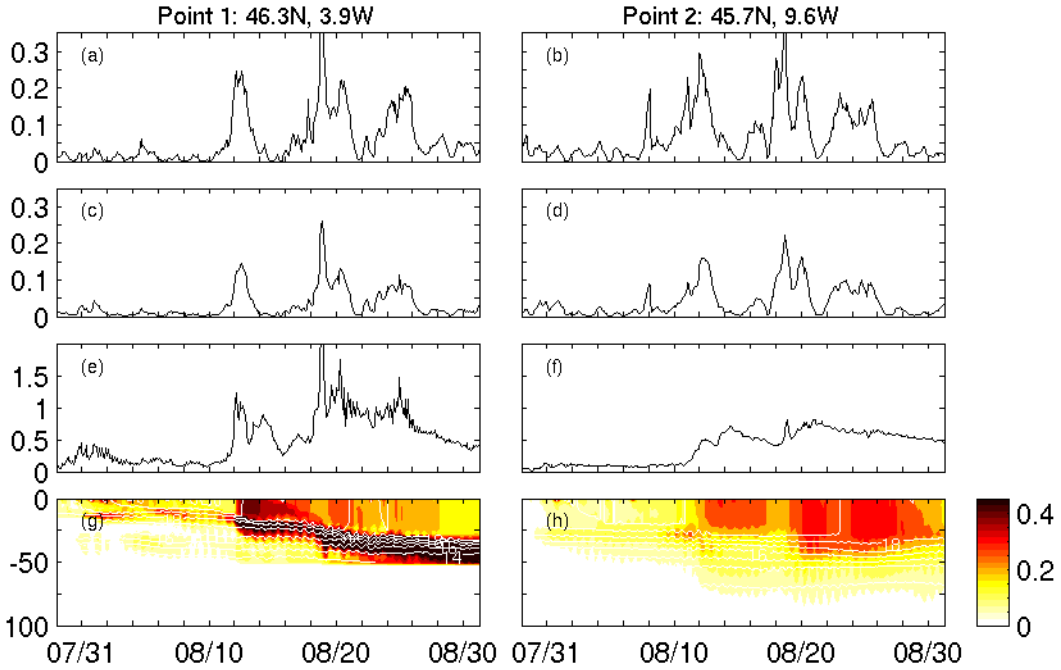


Figure G.12 : Séries temporelles, pour le Points 1, sur le plateau Armoricain, (gauche) et l Point 2, sur la plaine abyssale (droite) pour l'Ensemble 3, de l'amplitude du stress de vent ($N.m^{-2}$, a-b), de l'écart type de l'amplitude du stress de vent l'écart type d'ensemble en élévation de surface ($N.m^{-2}$, c-d), de l'écart type en élévation de surface (cm, e-f) et diagramme d'évolution temporelle de l'écart type en température dans les 100 premiers mètres (°C g-h) ; les isothermes sont annotées en blanc.

La Figure G.12 s'inspire de l'analyse faite sur l'Ensemble 1 (Figure F.9). Les remarques faites à l'occasion de l'étude de l'Ensemble 1 demeurent valides ici. Cependant les simulations avec sorties à 2 heures commencent le 29 juillet, ainsi les variabilités observées sur l'Ensemble 1 et sur l'Ensemble 3 ne sont pas identiques. Sur le plateau Armoricain, la variabilité de l'élévation de surface associée aux perturbations de vent est de grande

amplitude durant un épisode de vent fort, jusqu'à 2 cm le 18 août, puis revient en quelques heures à une valeur d'équilibre, de l'ordre de 0.5 cm. Sur la verticale, la variabilité d'ensemble est faible avant le coup de vent du 12 août. Elle est alors présente surtout dans la couche de surface. Le coup de vent du 12 août ainsi que les épisodes de vent suivants affectent la température de l'ensemble de la couche mélangée. La profondeur de la couche de mélange est aussi affectée par l'incertitude sur le vent, or sous la couche de mélange se trouvent de très forts gradients verticaux de température. C'est là que la variabilité en température est la plus élevée pour la suite de la simulation. Dans la couche mélangée, la variabilité en température est affectée par la grande incertitude sur le vent entre le 12 et le 28 août et revient vers une valeur de 0.2 °C en fin de simulation. Sur la plaine abyssale, la variabilité en élévation de surface est de plus faible amplitude que sur le plateau, et croît à l'occasion des épisodes de vent fort à partir du 10 août pour atteindre 0.5 cm. En température, la variabilité est surtout présente dans la couche de mélange. On n'observe pas, comme sur le plateau ou pour l'Ensemble 1, un maximum localisé sous la couche de mélange, sauf entre le 31 juillet et le 12 août de manière légère. Ceci peut s'expliquer par le fait que la variabilité à la base de la couche mélangée apparaît, dans l'Ensemble 1, avant le 29 juillet, date du début de l'Ensemble 3. Cette variabilité localisée à la base de la couche de mélange dans l'Ensemble 1 serait alors un traceur de l'événement qui l'a déclenchée. Dans l'Ensemble 3, le coup de vent du 12 août semble absorber le léger maximum formé précédemment, et la variabilité d'ensemble concerne alors toute la couche mélangée. Cette variabilité présente une amplitude maximale lors des coups de vent, mais demeure par la suite à une valeur de 0.25°C.

On observe, en plus de ces caractéristiques, des variations de haute fréquence de la variabilité, tant en élévation de surface qu'en température.

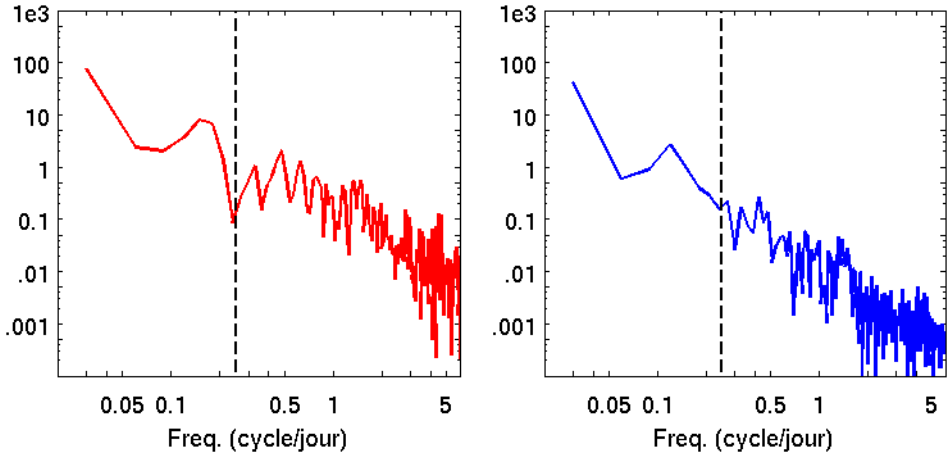


Figure G.13 : Spectres associées à l'écart type d'ensemble en élévation de surface pour le Point 1 (gauche) et le Point 2 (droite). Abscisse : fréquence (cycle/jour), ordonnée : puissance (cm^2). Les tirets verticaux représentent la limite de représentativité de la simulation de référence avec sorties moyennées sur 2 jours (0.25 cycle/jour).

Les spectres correspondant à la variabilité en élévation de surface (Figure G.13) montrent les mêmes gammes de fréquence que les séries temporelles en élévation de surface elles-mêmes, à savoir une variabilité dominante à basse fréquence, sur le plateau comme au large. La variabilité haute fréquence est néanmoins significative sur le plateau, entre 0.25 et 1 cycle/jour notamment. Sur la plaine abyssale, la gamme située entre 0.25 et 0.5 cycle/jour est elle aussi encore assez significative, mais moins que sur le plateau.

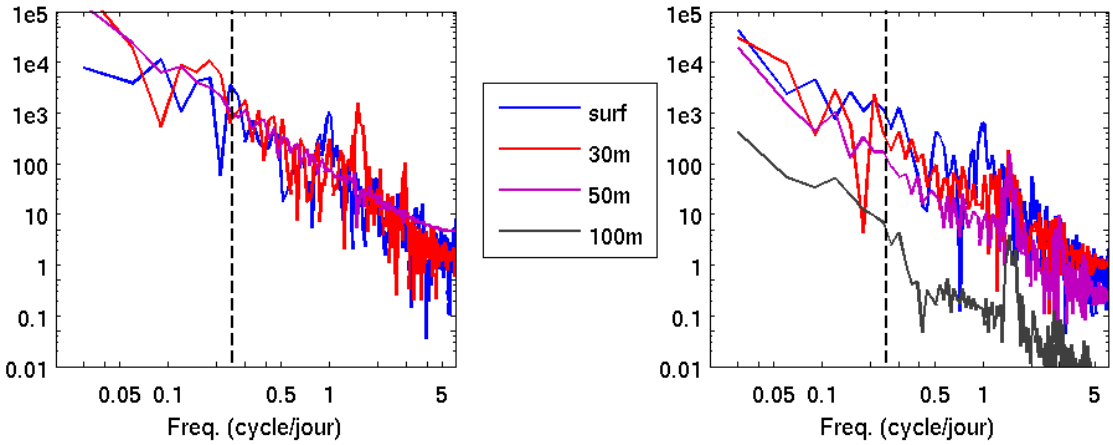


Figure G.14 : Spectres associées à l'écart type d'ensemble en température pour diverses profondeurs, pour le Point 1 (gauche) et le Point 2 (droite). Abscisse : fréquence (cycle/jour), ordonnée : puissance ($°C^2$). Les tirets verticaux représentent la limite de représentativité de la simulation de référence avec sorties moyennées sur 2 jours (0.25 cycle/jour).

En terme de variabilité de la température, on observe des spectres là aussi comparables aux spectres associés à la température elle-même. L'écart type en température a une variabilité dominante à basse fréquence, avec des pics marqués dans la haute fréquence, à 1.5 cycles/jour, soit la fréquence d'inertie, pour les niveaux de subsurface, notamment sur la plaine abyssale, et un pic diurne en surface, associé au flux solaire. Ce sont là aussi les pics notés sur les spectres issus des séries temporelles en température même.

Les deux pics de la haute fréquence caractérisant l'écart type en température ne nous intéressent pas dans l'optique d'étudier la dynamique de plateau. En revanche, les hautes fréquences présentes sur les spectres d'écart type en élévation de surface, notamment sur le plateau, présentent un intérêt, car associées à la dynamique de plateau haute fréquence. Une étude portant sur les capacités de mesures des marégraphes paraît envisageable.

G.3 Réseau marégraphique haute fréquence

Nous avons constaté pour la simulation à deux heures un bon accord qualitatif avec les données marégraphiques du Golfe de Gascogne. De telles mesures peuvent-elles servir à évaluer, voire corriger les erreurs du modèle, qui sont de grandes amplitudes sur le plateau ?

Mourre et al. (2006) et Julien Lamouroux (2006) ont montré l'intérêt des mesures marégraphiques dans le cadre d'OSSEs réalisées, pour le premier, avec un filtre de Kalman d'Ensemble sur la Mer du Nord dans le cas d'erreurs de modèle dues aux incertitudes sur la bathymétrie, et pour le second avec un filtre SEEK (Pham et al. 1998) implémenté dans le Golfe de Gascogne dans le cas d'incertitudes sur le vent de surface. Ces deux études ont été effectuées à l'aide du modèle barotrope MOG2D. Qu'en est-il pour notre modèle ? Les modes de variabilité observés sont-ils significatifs ? Ont-ils une signature en trois dimensions ?

Afin de répondre à ces questions, nous définissons un réseau marégraphique comprenant les marégraphes de la zone réduite, dont nous avons ôté le marégraphe de La Corogne, pour

lequel l'accord entre les observations et le modèle n'était pas correct. Ces marégraphes effectuent des mesures toutes les 6 heures, du 14 au 23 août, c'est-à-dire la période où l'on observe la plus grand variabilité temporelle sur les données marégraphiques, associées notamment à l'épisode de vent du 18 août. L'erreur de mesure a un écart type de 2 cm. Les erreurs sont considérées indépendantes entre elles. Ceci définit une matrice d'erreur d'observations R diagonale de valeur 4 cm^2. Nous pouvons alors appliquer la méthode RMS à la mesure de l'élévation de surface par l'ensemble des marégraphes et des dates considérés.

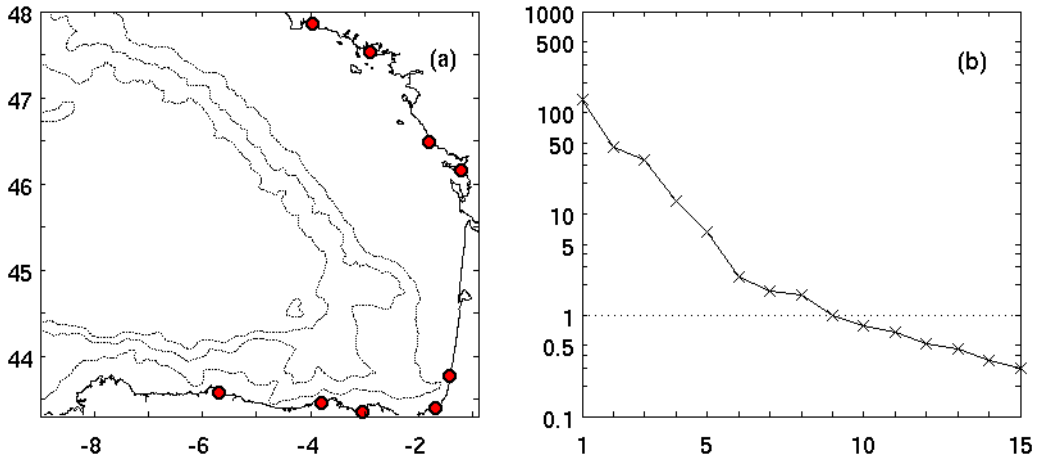


Figure G.15 : (a) Localisation des marégraphes de l'étude, (b) Spectre de χ associé, avec la valeur seuil de 1 en pointillés.

L'analyse du spectre de χ montre un grand nombre de modes (neuf) de variabilité observables par le réseau marégraphique. Ce type de réseau semble donc bien contraindre l'espace d'erreur du modèle sur le plateau associé aux incertitudes sur le vent. Les modes propres de χ vont nous en apprendre un peu plus sur ce premier résultat.

La Figure G.16 nous donne accès à la répartition dans le temps et l'espace des modes dominants de la matrice χ. Il convient de l'examiner en tenant compte de la comparaison entre les sorties du modèle mère et les données réelles observées au niveau des marégraphes (Figure G.9). Le mode dominant est clairement associé aux surélévations observées le 18 et le 20 août entre Concarneau et la Rochelle, ainsi que la propagation d'une surélévation le long des côtes espagnoles les 19 et 20 août. Ces épisodes suivent le coup de vent du 18 août. La grande incertitude sur le vent associée au coup de vent même engendre une forte erreur en élévation de surface du plateau, corrélée tout le long de la côte, ce que voient les marégraphes. Le mode 2 est associé au même événement, avec la mise en évidence d'une anticorrélation des erreurs en élévation de surface au sud de la Bretagne, entre les deux épisodes du 18 et du 20 août. De même la propagation vue le long des côtes espagnoles est séparée en deux composantes anticorrélées. Par rapport au mode dominant, on voir de plus apparaître une erreur du modèle en élévation de surface sur toute la côte le 14 août, suivie d'une propagation le long de la côte espagnole vers la Rochelle. Cette variabilité ne peut être associée à un événement visible sur les observations réelles. Elle est présente aussi sur le mode 3, qui est dominé par les erreurs le long de la côte sud de la Bretagne entre le 20 et le 23 août, c'est-à-dire à la suite de l'épisode caractérisant les deux premiers modes. Ces erreurs sont associées à la variabilité temporelle présente dans la simulation mère et les observations à cet endroit. Ce mode présente, lui aussi, une propagation d'erreur le long des côtes espagnoles, elle aussi plus tard que dans les deux premiers modes. Le mode 4 présente les mêmes zones caractéristiques que le mode précédent.

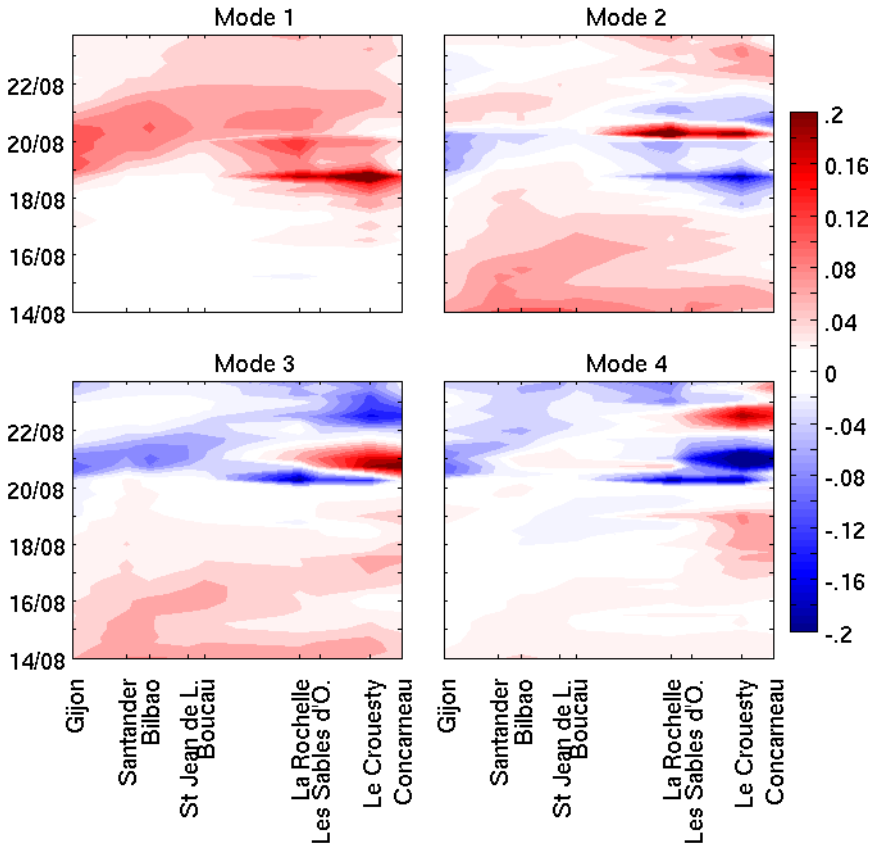


Figure G.16 : Diagramme Hovmöller des quatre modes dominants de χ (sans dimension) pour l'ensemble des marégraphes.

On remarque dans cette analyse une séparation, au sein des modes, entre la variabilité du modèle sur le plateau Armoricain, dominée par des évènements brefs et intenses, et celle sur le plateau Cantabrique, d'amplitude plus faible et sujette à des propagations le long de la côte. Ces deux zones géographiques sont de plus nettement séparées par la distribution des marégraphes le long de la côte. On note de plus une séparation entre un régime d'erreur caractérisant la période du 18 au 20 août, et un régime caractérisant celle du 20 au 23 août. Les propagations d'erreur sur le plateau Cantabrique étant de plus faible amplitude et associées, par l'analyse statistique, à des événements de grande amplitude au niveau de la Bretagne, on peut se demander si ce régime d'erreur est bien observé par les marégraphes locaux. Ceci nous amène à nous intéresser à un réseau réduit à la côte espagnole et basque.

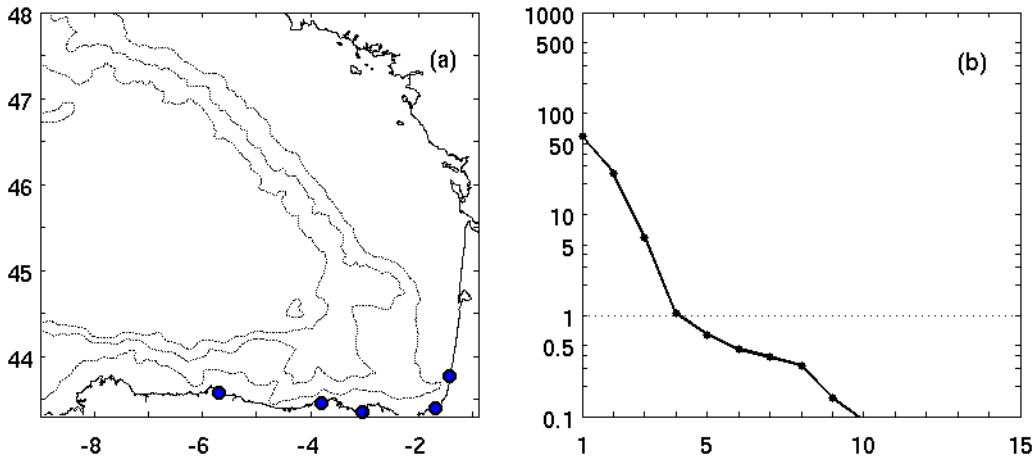


Figure G.17 : (a) Localisation des marégraphes pour l'ensemble réduit, (b) Spectre de χ associé, avec la valeur seuil de 1 en pointillés.

Le nombre de modes que le réseau peut capturer a beaucoup baissé, en raison de l'absence des marégraphes du plateau Armoricain pour lesquels les erreurs du modèle sont fortes (Figure G.17). Néanmoins quatre modes sont observés. Nous allons vérifier que ces modes concernent des phénomènes de propagation, comme le laisse espérer l'analyse des modes relatifs à l'ensemble des marégraphes de la zone.

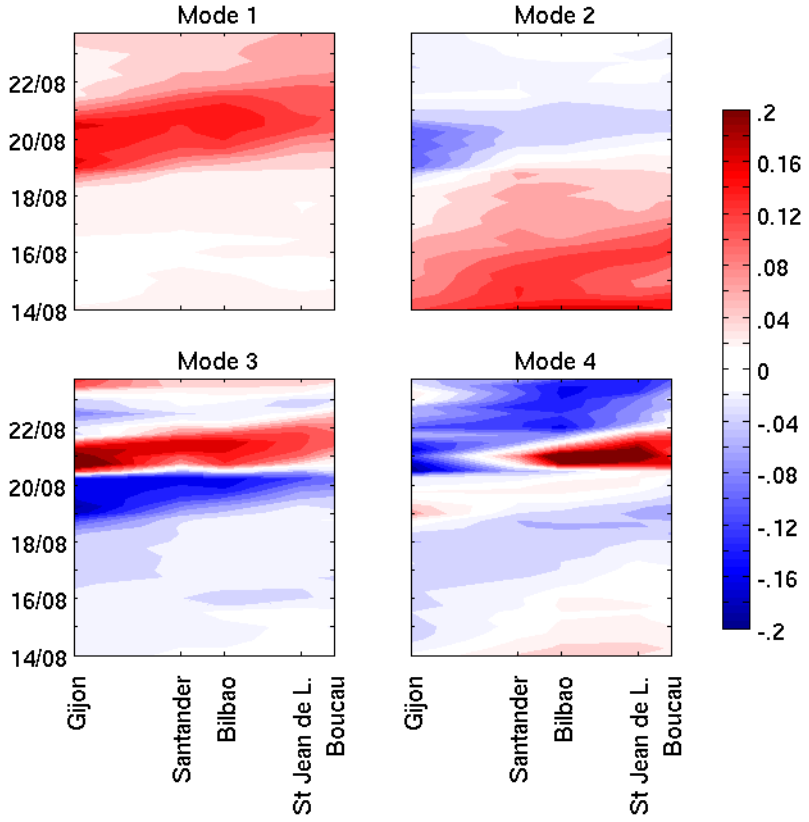


Figure G.18 : Diagramme Hovmöller des quatre modes dominants de χ (sans dimension) pour les marégraphes de l'ensemble réduit.

Les modes dominants du plateau Cantabrique (Figure G.18) sont bien associés à des phénomènes de propagation d'erreur le long de la côte. Le mode dominant est associé à l'onde visible dans les observations de l'élévation de surface elle-même. Le mode 2 présente deux propagations d'erreur successives, l'une vers les 15 et 16 août, l'autre entre le 19 et le 20 août. Les modes 3 et 4 présentent des phénomènes propagatifs en fin de simulation. On remarque sur les modes 2, 3 et 4 un changement marqué le 20 août en début de journée. Cette date correspond à un renouvellement des coefficients aléatoires de la perturbation du vent à l'aide des EOFs. Ce changement affecte partiellement les covariances entre les différents membres de l'ensemble. Tout d'abord, dans le mode 2 la propagation d'erreur commencée le 19 à Gijon semble s'arrêter brutalement le 20, puis dans le mode 3 on voit apparaître une anticorrélation entre le début et la fin d'une propagation qui a lieu aux mêmes dates que dans le mode dominant. Le mode 3 apparaît donc plutôt comme une décomposition du mode 1 associée à la technique de perturbation du vent, et ne semble pas avoir de signification physique propre. Une manière d'éviter ce type d'artefact de calcul serait de prendre en compte les nouveaux coefficients aléatoires de perturbation du vent en les combinant de manière croissante avec les anciens, et non de manière brutale. Le mode 2 nous semble toutefois valide dans la mesure où l'amplitude des erreurs de modèle après le 20 août y sont faibles ; la variabilité mesurée avant cette date permet à elle seule à ce mode d'être capté par le réseau d'observation.

Malgré la déconvenue quant à la significativité des modes secondaires, le mode 1 et le mode 2 avant le 20 août paraissent robustes et associés à des propagations observées ou tout du moins réalistes. On peut se demander quel est l'impact de ces modes dans l'espace du modèle. Pour cela on calcule les représenteurs modaux associés aux deux modes, en élévation de surface.

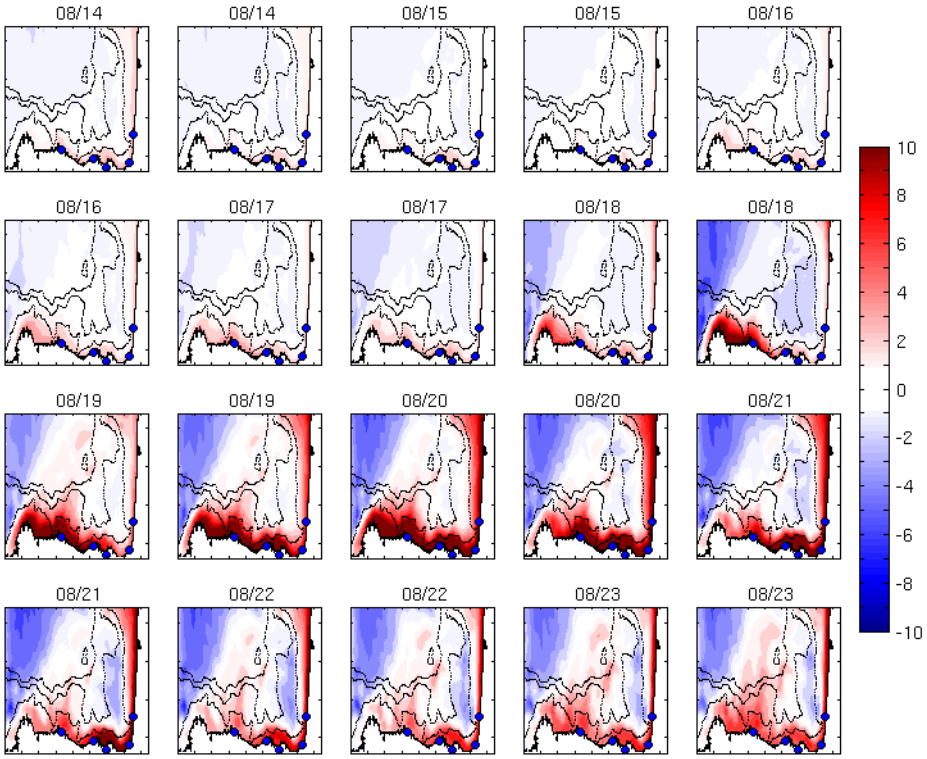


Figure G.19 : Représenteurs modaux en élévation de surface (cm) du mode 1 du réseau marégraphique réduit, sur la côte espagnole et Aquitaine en fonction du temps. Les lignes isobathes de 200, 2000 et 4000 m sont indiquées en tirets.

On voit sur la Figure G.19 la propagation le long de la côte de l'erreur en élévation de surface du modèle. Cette propagation commence avec le coup de vent du 18 août et se poursuit jusqu'au 22. Les erreurs sont de forte amplitude sur l'ensemble du plateau. Elles sont anticorrélées avec les erreurs en élévation de surface sur la plaine abyssale, ainsi que sur le plateau des Landes. En revanche on note une corrélation positive des erreurs d'élévation de surface sur une zone s'étendant au large de Gijon (marégraphe le plus à l'ouest) vers la plaine abyssale, qui reste marquée après le passage de l'onde. Nous avons vu au cours de l'étude de l'Ensemble 1 qu'en cet endroit se propagent des erreurs du modèle du plateau vers le large, associées à la formation d'un méandre en cet endroit, ce que le réseau marégraphique semble capable d'observer.

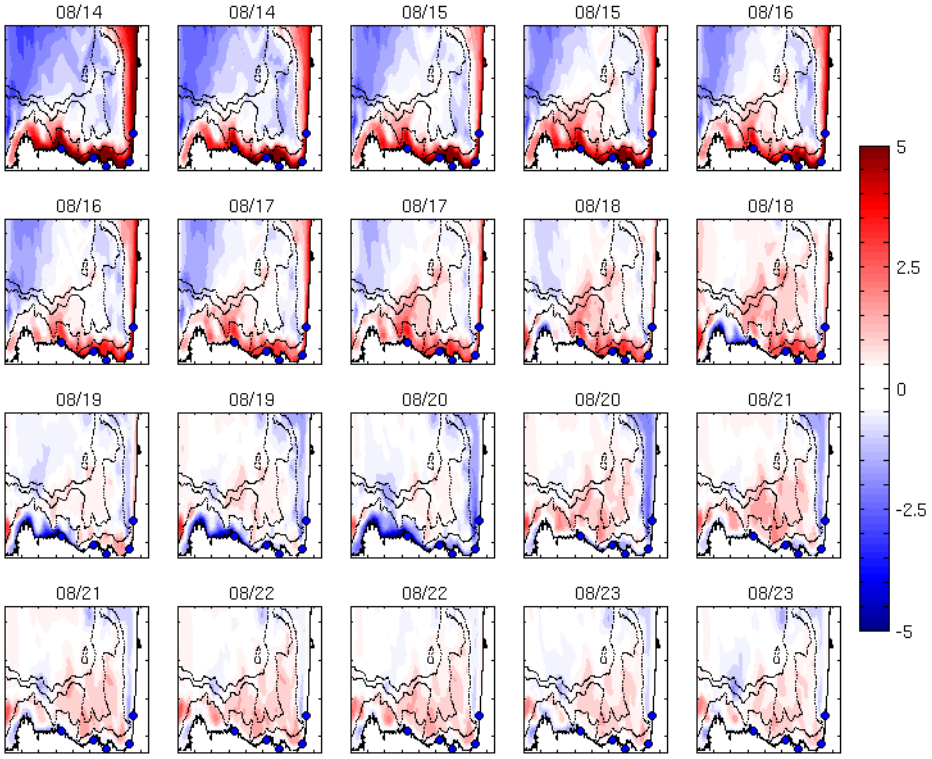


Figure G.20 : Comme Figure G.19 mais pour le mode 2. L'échelle a été divisée par deux.

Dans le mode 2 (Figure G.20), que l'on examine du 14 au 20 août, les propagations d'erreur du modèle en élévation de surface présentent des caractéristiques similaires. Elles sont intenses sur tout le plateau et s'étendent vers le large au niveau du plateau Cantabrique au voisinage de Gijon. On observe de plus une anticorrélation avec les erreurs du modèle sur le plateau des Landes.

Un réseau de marégraphes le long sur le plateau Cantabrique s'avère donc capable de mesurer les modes dominants de l'erreur du modèle en élévation de surface sur le plateau, associée à des propagations d'ondes côtières. De telles observations ont un impact dans le modèle au niveau du plateau mais aussi au-delà, dans la propagation des erreurs depuis le plateau vers le large, associée à la dynamique méso échelle.

Chapitre H : Conclusion

Le travail effectué durant cette thèse nous a permis de nous pencher sur plusieurs types de variabilité de la zone côtière, ainsi que sur deux méthodes d'analyse de performances de réseaux d'observation dans la contrainte et l'évaluation des erreurs de modèles numériques. Dans une première partie nous avons utilisé le modèle à éléments finis MOG2D représentant la dynamique barotrope du plateau européen en décembre 1998 et janvier 1999. Cette dynamique étant très sensible à la bathymétrie, nous avons utilisé un ensemble de simulations, ayant chacune une bathymétrie perturbée de manière réaliste, afin de caractériser les erreurs du modèle associées. Ces erreurs sont de grande amplitude sur le plateau continental, en particulier sur la Mer du Nord. Elles présentent une structure anisotrope prononcée étirée le long des côtes, direction de propagation des ondes de Kelvin, et plus isotrope en milieu de bassin. Leur durée de vie est de quelques heures le long des côtes à quelques jours loin de celles-ci. Cet ensemble de bathymétries perturbées a été utilisé pour la mise en place d'un filtre de Kalman d'Ensemble dans le but d'étudier les performances d'un altimètre à fauchée, instrument considéré pour l'avenir des missions altimétriques, en tenant compte du roulis de la plateforme satellite. Les erreurs dues au roulis sont en effet de grande amplitude et présentent la particularité d'être corrélées le long de la trace du satellite. Dans une série d'expériences jumelles, nous avons calculé la réduction des erreurs du modèle dans des simulations avec assimilation de données comparé aux erreurs de la simulation sans assimilation. Cette réduction quantifie la performance du réseau étudié. Cette approche nous a permis de montrer que le roulis du satellite affecte peu les performances de l'altimètre. Ceci est du à la prise en compte du caractère corrélé des erreurs dues au roulis dans la matrice de covariance d'erreur d'observation. Les performances prometteuses de l'altimètre à fauchée pour évaluer et contraindre les erreurs du modèle dans la représentation de la physique barotrope ne sont pas remises en cause par le roulis de la plateforme satellite. Dans une deuxième partie nous avons étudié la dynamique du Golfe de Gascogne à l'été 2004 et en particulier les processus baroclines méso échelle grâce au modèle Symphonie. Deux ensembles de simulations nous ont permis d'étudier les erreurs du modèle liées aux incertitudes sur le vent et les conditions hydrographiques initiales. Les incertitudes sur le vent ont une forte signature en élévation de surface sur le plateau, mais aussi sur la plaine abyssale. Toutes les grandeurs du modèle présentent une erreur due au vent modulée par l'activité méso échelle, et localement très intense, le long des talus continentaux ou sur le plateau des Landes. Les erreurs du modèle associées aux incertitudes sur les conditions initiales sont elles aussi fortement modulées par la dynamique méso échelle de la zone et présentent les mêmes zones de très forte variabilité. Cette signature de la méso échelle dans les deux sous-espaces d'erreur du modèle nous permet d'étudier l'observabilité de cette dynamique par divers réseaux, en définissant une méthode d'analyse basée sur la comparaison des covariances d'erreur du modèle et des observations, appelée méthode RMS. Cette méthode ne nécessite pas d'assimilation de données et constitue un outil élégant pour effectuer une analyse à la fois quantitative et qualitative des performances d'un réseau dans l'évaluation des erreurs du

modèle. L'analyse quantitative permet de déterminer quelle part des erreurs du modèle un réseau peut détecter et éventuellement contraindre. L'analyse qualitative permet de comprendre quel phénomène est mesuré. Cette deuxième étape est importante car elle peut nuancer ou invalider les résultats de la première si le problème est mal formulé. De l'analyse effectuée par la méthode RMS, il ressort qu'un altimètre nadir classique n'est pas assez performant pour évaluer les erreurs du modèle dues aux incertitudes sur le vent et sur les conditions initiales associées à la dynamique méso échelle du Golfe de Gascogne, ce qu'un altimètre à fauchée est capable d'effectuer. Ici encore, le roulis du satellite altère peu les performances de l'instrument. L'application de cette méthode en vue d'optimiser un réseau d'observation in situ de mesures de température sur le plateau des Landes permet de déterminer quel positionnement évalue le mieux la variabilité locale dans le modèle, et justifie l'apport de mesures courantométriques à l'ensemble par la contrainte forte sur l'élévation de surface de ce type de mesures. Ces résultats illustrent les potentialités de la méthode RMS. Dans une étude complémentaire, nous avons aussi appliqué la méthode RMS pour qualifier les performances d'un réseau de marégraphes pour l'observation de la dynamique haute fréquence de plateau présente dans le modèle numérique. Cette analyse confirme l'intérêt de ce type de mesure, qui permet de plus de suivre les transferts de masses d'eau du plateau vers le large.

Les analyses effectuées dans ces deux parties ont permis de mettre en avant des métriques performantes pour la mise au point et l'évaluation de réseaux, qui peuvent être utilisées pour la mise en œuvre de tels réseaux d'observation et pour les analyses du rapport coûts/performances.

Les deux méthodes utilisées reposent sur une caractérisation par des ensembles de l'espace d'erreur du modèle choisi, une fois que l'on a vérifié que ce modèle représente fidèlement les processus que l'on veut mesurer, c'est-à-dire qu'il n'est pas ou peu biaisé. De même les observations sont considérées comme non biaisées. L'analyse des réseaux d'observations va alors porter sur leur capacité à mesurer le moment d'ordre 2 des erreurs du modèle, à savoir les covariances d'erreur. Dans le cas de l'analyse par assimilation de données, cette mesure s'accompagne d'une contrainte sur les covariances d'erreur du modèle par la correction apportée. C'est l'amplitude de cette correction qui quantifie la capacité du réseau d'observation. Il s'agit alors d'une analyse purement quantitative et objective. Une analyse plus qualitative des processus contraints est possible par l'analyse des termes intervenant dans le filtre d'assimilation, ce qui dépasse le cadre habituel des OSSEs. En revanche, une méthode d'analyse sans assimilation de données telle que la méthode RMS ne peut mettre en avant un critère quantitatif aussi objectif que la réduction d'erreurs du modèle, dans la mesure où celui-ci n'est pas contraint. Elle repose alors sur une qualification de modes « détectables » par le réseau et propose en parallèle une validation qualitative de ces modes. Ceci peut s'avérer très utile lorsque plusieurs types de variabilité coexistent au sein du modèle utilisé. Au-delà de ces différences, les deux méthodes d'analyse étudiées reposent sur l'étude de leur capacité à évaluer les statistiques d'erreurs du modèle, et s'apparentent alors plutôt à des outils visant à améliorer la modélisation.

En réalité l'utilisation de modèles que l'on juge fiables signifie que la physique qu'ils représentent est considérée comme réaliste. Les erreurs du modèle représentent alors la part d'incertitude inhérente aux phénomènes modélisés eux-mêmes. L'utilisation de méthodes reposant sur l'analyse des moments d'ordre 2, telles celles que nous avons utilisées, donne accès à une information supplémentaire sur les corrélations propres aux phénomènes physiques que l'on veut étudier. C'est la mesure de ces corrélations que l'on peut tester grâce aux modèles numériques et qui permet de déterminer de manière fine pourquoi et comment un

réseau est efficace. La confiance que l'on a dans le modèle numérique utilisé est alors la garantie indispensable de la pertinence de cette approche pour la mise au point de réseaux.

Les méthodes avancées d'analyse de réseaux utilisées durant cette thèse peuvent sans aucun doute servir à la mise au point de réseaux d'observation dans n'importe quelle zone côtière, mais aussi dans d'autres zones océaniques. La méthode RMS peut être mise en place rapidement si tant est que l'on dispose d'un modèle numérique suffisamment performant dans la représentation de la physique de la zone. L'utilisation d'un filtre de type Kalman d'Ensemble nécessite en plus un module d'assimilation de données et demeure plus coûteuse.

Les données d'observation réelles peuvent servir à vérifier le caractère réaliste d'un modèle dans le cadre d'une comparaison classique données/modèle, ou être assimilées directement dans un modèle numérique afin de le faire tendre vers la réalité. L'assimilation de données permet de plus de réduire les incertitudes du modèle, et l'on peut alors chercher à évaluer puis contraindre ces erreurs déjà réduites afin de les réduire encore plus… dans une démarche itérative d'évaluation / amélioration des modèles et des réseaux d'observation.

Dans un contexte scientifique plus large, les progrès réalisés en terme de modélisation physique et de mise au point de réseaux d'observation vont permettre à moyen terme la mise au point en zone côtière de simulations numériques performantes, intégrant des mesures réelles judicieusement réparties dans l'espace et le temps. La mise au point d'observatoires côtiers requiert des outils tels que ceux présentés durant cette thèse, afin d'optimiser leur déploiement et leur dimensionnement. Ceci nécessite de définir des processus cibles que l'on souhaite mesurer, afin de choisir quel type de modèle utiliser et de définir les critères d'optimalité retenus. La représentation plus fine des phénomènes physiques permettra des analyses plus précises de processus associés, en chimie et biologie notamment. Dans le cadre opérationnel, des prévisions réalistes seront utiles à la prévention de surcotes, au suivi de polluants, ou à la recherche de disparus en mer, entre autres. Le champ d'application de l'océanographie opérationnelle est sans doute plus large en zone côtière que dans l'océan hauturier. Les progrès réalisés et futurs dans le domaine de la représentation et la prévision en zone côtière reposent sur une approche concertée entre la modélisation et la collecte de données, approche que nous avons essayé de cerner durant cette thèse.

Bibliographie

Alsdorf, D. E., E. Rodríguez, and D. P. Lettenmaier (2007), Measuring surface water from space, *Rev. Geophys*., 45, RG2002, doi:10.1029/2006RG000197.

Arakawa A., Lamb V. R., 1977. Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA General Circulation Model. *Methods in Computional Physics*, **17**, 174-267.

Ambar, I., Fiuza, A.F.G., Boyd, T.J. and R. Frouin, 1986: Observation of a warm oceanic current flowing northward along the coasts of Portugal and Spain during November-December 1983, *EOS Trans., American Geophysical Union*, **67**, 1054

Anzenhofer M., C. K. Shum, and M. Rentsh, 1999: Coastal altimetry and applications, Tech. Rep. n. 464, Geodetic Science and Surveying, The Ohio State University Columbus, USA.

Arhan, M. 1990: The North Atlantic Current and Subarctic Intermediate Water, *J. of Marine Res*., **48**, 109-144.

Arhan, M., A. Colin de Verdière, and L. Mémery, 1994: The Eastern Boundary of the Subtropical North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr*., **24**, 1295-1316.

Auclair, F., Casitas, S. and P. Marsaleix, 2000 : Application of an Inverse Method to Coastal Modeling, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**,10, pp. 1368–1391

Auclair, F., P. Marsaleix, and P. De Mey, 2003: Space-time structure and dynamics of the forecast error in a coastal circulation model of the Gulf of Lions, *Dynamics of Atmospheres and Ocean*, **36**, 309-346.

Auclair F., Estournel C., Marsaleix P., Pairaud I., 2006 : On coastal ocean embedded modeling. *Geophysical Research Letters*, **33,** L14602.

Bardey, P., P. Garnesson, G. Moussu, and L. Wald, 1999: Joint analysis of temperature and ocean colour satellite images for mesoscale activities in the Gulf of Biscay, *Int. J. Remote Sensing*, **20**, 1329-1341.

Barth, N. and C. Wunsch, 1990: Oceanographic experiment design by simulated annealing, *J. Phys. Oceanogr*., **20**, 1249-1263.

Barth, N., 1991: Oceanic Experiment Design II: Genetic Algorithms, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **9**, 434-443.

Bennett, A. F., 1985: Array Design by Inverse Methods, *Progress in Oceanography*, **15**, 129-151.

Bennett, A. F., 1990: Inverse methods for assessing ship-of-opportunity networks and estimating circulation and winds from tropical expendable bathythermograph data. *J. Geophys. Res.*, **95**, 16 111-16 148

Bennett, A. F., B. S. Chua, and L. M. Leslie, 1997: Generalized inversion of a global numerical weather prediction model. Part II: Analysis and implementation. *Meteor. Atmos. Phys.*, **62**, 129–140.

Blumberg, A. F., and G. L .Mellor, 1987: A description of a three-dimensional coastal circulation model, in: Heaps, N. (Ed.), Three-Dimensional Coastal Ocean Models, *Coastal Estuarine Science*, **4**, American Geophysical Union, pp 1-16.

Bouffard, J., 2007: Amélioration de l'altimétrie côtière appliquée à l'étude de la circulation dans la partie nord du bassin occidental méditerranéen, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 223 pp.

Bouffard, J., S. Vignudelli, M. Herrmann, F. Lyard, P. Marsaleix, Y. Ménard, and P. Cipollini, 2008a: Comparison of ocean dynamics with a regional circulation model and improved altimetry in the North-western Mediterranean. *Terr. Atmos. Ocean. Sci.*, **19**, 117-133.

Bouffard J., S. Vignudelli, P. Cipollini, Y. Menard (2008b), Exploiting the potential of an improved multimission altimetric data set over the coastal ocean, *Geophys. Res. Lett., 35,* L10601, doi:10.1029/2008GL033488.

Bougeault, P. and P. Lacarrère, 1989: Parameterization of orography-induced turbulence in a meso-beta scale model, *Monthly Weather Review*, **117**, 1872-1890.

Borja, A., Uriarte, A., Valencia, V., Motos, L. and A. Uriarte, 1996 : Relatioships between anchovy (Enragraulis encrasicolus L) recruitment and the environment in the Bay of Biscay, *Sci. Marina*, **60** (2), pp 179-192.

Broquet, G., Brasseur, P., Rozier, D., Brankart, J.M. and J. Verron, 2007: stimation of model errors generated by atmospheric forcings for ocean data assimilation: experiments in a regional model of the Bay of Biscay, *Ocean Dynamics*, accepted.

Carrère, L., and F. Lyard (2003), Modeling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing - comparisons with observations, *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), 1275, doi:10.1029/2002GL016473.

Charney, J., Halem, M., and R. Jastrow, 1969: Use of incomplete historical data to infer the present state of the atmosphere, *J. Atmos. Sci*, **26**, 1162

Chelton, D. B., R. A. DeSzoeke, M. G. Schlax, K. E. Naggar, and N. Siwertz, 1998: Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 433–460.

Chelton, D., 2001: Overview of the Report of the High-Resolution Ocean Topography Science Working Group Meeting, College of Oceanic and Atmospheric Sciences, Oregon State University.

Coelho, H.S., Neves, R.R., Leitão, P.C., Martins, H., and A.P. Santos, 1999: The slope current along the western European margin: a numerical investigation. *Bol. Inst. Esp. Oceanogr*. **15**(1-4), pp 61-72.

De Mey, P., 2001: The impact of high-resolution altimetry on mesoscale and coastal data assimilation, Report, *High-Resolution Ocean Topography Science Working Group Meeting*, D. Chelton, Ed., NASA/JPL report, 2001-4, 224pp

Echevin, V. and P. De Mey, 2000: Horizontal and Vertical Structures of the Representer Functions for Sea Surface Measurements in a Coastal Circulation Model, *Journal of Physical Oceanography, Notes and Correspondence*, **30**, 2627-2635

Enjolras, V., P. Vincent, J. Souyris and A. Cazenave, 2006: Performances study of interferometric radar altimeters: from the instrument to the global mission definition, *Sensors*

Estournel C., Broche P., Marsaleix P., Devenon J.L., Auclair F. and Vehil R, 2001: The Rhone river plume in unsteady conditions : numerical and experimental results. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*. **53**, 25-38.

Estournel, C. Auclair, F., Lux, M. Nguyen, C., and P. Marsaleix, 2007 : "Scale oriented" embedded modeling of the North-Western Mediterranean in the frame of MFSTEP, *Ocean Sci. Discuss*., **4**, pp 145-187.

Evensen, G. (1994), Sequential data assimilation with a nonlinear quasi-geostrophic model using Monte Carlo methods to forecast error statistics, *J. Geophys. Res.*, *99*(C5), 10,143–10,162.

Evensen, G., 2003: The Ensemble Kalman Filter: Theoretical Formulation and Practical Implementation, *Ocean Dynamics*, **53**, 343-367

Fu, L.-L. and D. B. Chelton, 2001: Large-scale ocean circulation and variability, in *Satellite Altimetry and Earth Sciences*, edited by L.-L. Fu and A. Cazenave, Academic, San Diego, CA, 133-169.

Fu, L., 2003: *Wide-Swath Altimetric Measurement of Ocean Surface Topography*, report Jet Propul. Lab., Pasadena, CA, 67.

Fu, L.-L., and E. Rodriguez, 2004: *High-resolution measurement of ocean surface topography by radar interferometry for oceanographic and geophysical applications*, AGU Geophysical Monograph 150, IUGG Vol. 19: "State of the Planet: Frontiers and Challenges", R.S.J. Sparks and C.J. Hawkesworth, editors, 209-224.

Frouin, R., Fiúza A. F. G., Ambar, I., and T. J. Boyd, 1990: Observations of a poleward surface current off the coasts of Portugal and Spain during winter, *J. Geophys. Res.*, **95**, C1, pp. 679-691.

Garcia-Soto, C., R. D. Pingree, and L. Valdés (2002), Navidad development in the southern Bay of Biscay: Climate change and swoddy structure from remote sensing and in situ measurements, *J. Geophys. Res.*, *107*(C8), 3118, doi:10.1029/2001JC001012.

Gaspar, P., Gregoris, Y., and J. M. Lefevre, 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**, 179-193.

González-Pola, C., A. Lavín, and M. Vargas-Yáñez (2005), Intense warming and salinity modification of intermediate water masses in the southeastern corner of the Bay of Biscay for the period 1992–2003, *J. Geophys. Res*., 110, C05020, doi:10.1029/2004JC002367.

Guinehut, S., G. Larnicol, and P.–Y. Le Traon, 2002. Design of an array of profiling floats in the North Atlantic from model simulations. *J. Mar. Syst*. **35**, 1–9.

Hackert, E. C., R. N. Miller, and A. J. Busalacchi (1998), An optimized design for a moored instrument array in the tropical Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res., 103*(C4), 7491–7510.

Hinrichsen, D., 1998: Coastal Waters of the World. Trends, Threats, and Strategies, *Island Press.*

Hernandez, F., P.-Y. Le Traon, and R. Morrow (1995), Mapping mesoscale variability of the Azores Current using TOPEX/POSEIDON and ERS 1 altimetry, together with hydrographic and Lagrangian measurements, *J. Geophys. Res., 100*(C12), 24,995–25,006.

Huthnance, 1984: Slope Currents and "JEBAR", *J. Phys. Oceanogr*., **14**, 4, pp 795–810.

Jegou, A. M., and P. Lazure, 1995: Auelques aspects de la circulation sur le plateau Atlantique, *Actas del IV Coloquio Internacional sobre Oceanografıá del IV Coloquio Internacional sobre Oceanografia del Golfo de Viscaya*, 99-106.

Jorda, G., 2005: Towards data assimilation in the Catalan Continental Shelf From data analysis to optimization methods, Ph D. Thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse.

Koutsikopoulos, C., and B Le Cann, 1996 : Physical processes and hydrological structures related to the Bay of Biscay anchovy, *Scientia Marina*, 60, pp 9-19.

Kurapov, A. L., J. S. Allen, G. D. Egbert, R. N. Miller, P. M. Kosro, M. D. Levine, T. Boyd, and J. A. Barth (2005), Assimilation of moored velocity data in a model of coastal wind-driven circulation off Oregon: Multivariate capabilities, *J. Geophys. Res., 110*, C10S08, doi:10.1029/2004JC002493.

Lamouroux, J., 2006: Erreur de prévision d'un modèle océanique barotrope du Golfe de Gascogne en réponse aux incertitudes sur les forçages atmosphériques : caractérisation et utilisation dans un schéma d'assimilation de données à ordre réduit, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse.

Le Cann, B., and R. Pingree, 1995 : Circulation dans le Golfe de Gascogne: une revue des travaux récents, *Acta del IV Coloquio Internacional sobre Oceanografía del Golfo de Viscaya.*

Le Hénaff, M., De Mey, P., Mourre, B., and P.-Y. Le Traon, 2008a: Contribution of a wide-swath altimeter in a shelf seas assimilation system – Impact of the satellite roll errors. *J. Atmos. Oceanic Technol. (accepted).*

Le Hénaff, M., De Mey, P., and P. Marsaleix, 2008b: Assessment of observational networks with the Representer Matrix Spectra method – Application to a 3D coastal model of the Bay of Biscay. *Ocean Dynamics (accepted).*

Le Provost, C., 2001. *Ocean tides*. In: Fu, L.-L., Cazenave, A. (Eds.), Satellite Altimetry and Earth Sciences, chapter 6, Academic Press.

Le Traon, P.-Y., and F. Ogor (1998), ERS-1/2 orbit improvement using TOPEX/POSEIDON: The 2 cm challenge, *J. Geophys. Res.*, 103(C4), 8045–8058.

Le Traon, P.Y., and R. Morrow, 2001. *Ocean currents and eddies*. In: Fu, L.-L., Cazenave, A. (Eds.), Satellite altimetry and earth sciences, chapter 3, Academic Press.

Lombard,A., A. Cazenave, P.-Y. Le Traon, and M. Ishii, 2005: Contribution of thermal expansion to present-day sea-level change revisited. *Global Planet. Change*, **47,** 1–16.

Lardner, R. W., H. M. Cekirge, and N. Gunay, 1986: Numerical solution of the two-dimensional tidal equations using the method of characteristics. *Comp. Maths. With Appls*., **10**, 1065-1080

Lynch, D.R. and W. G. Gray, 1979: A wave equation model for nite element tidal computation. *Comp. Fluids*, **7**, 207-228.

Madec G., P. Delecluse, M. Imbard, and M. Lévy, 1998: OPA 8.1 ocean general circulation model reference manual. Notes du Pôle de Modélisation 11, IPSL, Paris, France, 91 pp.

Marsaleix P., Auclair F., Estournel C., 2006: Considerations on Open Boundary Conditions for Regional and Coastal Ocean Models. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **23**,1604-1613.

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

Mason, E., Coombs, S. and Oliveira, P.B., 2007: An overview of the literature concerning the oceanography of the Eastern North Atlantic Region, *Relatorios Cientificaos e Tecnicos*, Série Digital, Ipimar.

McCartney, M. C., and L. D. Talley, 1982: The subpolar Mode Water in the North Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr*., **12**, 1169-1188.

McCreary, J. P., Kundu, P. K., and S. Y. Chao, 1987: On the dynamics of the California current system, *J. Marine Res.*, **45**, 1, pp. 1-32.

McIntosh, P. C., 1987: Systematic Design of Observational Arrays, *J. Phys. Oceanogr*., **17**, 885-902.

Mellor, G. L., 1991: An equation of state for numerical models of ocean and estuaries. *J. Atmos. Oceanic Technol*., **8**, 609-611.

Morrow, R., and P. De Mey (1995), Adjoint assimilation of altimetric, surface drifter, and hydrographic data in a quasi-geostrophic model of the Azores Current, *J. Geophys. Res., 100*(C12), 25,007–25,026.

Mourre, B., 2004: Etude de configuration d'une constellation de satellites altimétriques pour l'observation de la dynamique côtière, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse.

Mourre, B., P. De Mey, F. Lyard, and C. Le Provost, 2004: Assimilation of sea level data over continental shelves: an ensemble method for the exploration of model errors due to uncertainties in bathymetry, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **38**, 93-121

Mourre, B., P. De Mey, Y. Menard, F. Lyard, and C. Le Provost, 2006: Relative performance of future altimeter systems and tide gauges in constraining a model of North Sea high-frequency barotropic dynamics, *Ocean Dynamics*, **56**, 473-486.

Oke P. R., J. S. Allen, R. N. Miller, G. D. Egbert, and P. M. Kosro (2002), Assimilation of surface velocity data into a primitive equation coastal ocean model, *J. Geophys. Res.*, 107(C9), 3122, doi:10.1029/2000JC000511.

Paulson, C.A., and J.J. Simpson, 1977: Irradiance Measurements in the Upper Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 952-956.

Pham, D.T., Verron, J., and M.C. Roubaud, 1998 : A singular evolutive extended Kalman filter for data assimilation in oceanography, *J. Marine Sys.*, **16**, 3-4, pp 323-340

Pingree, RD; Mardell, GT; Holligan, PM; Griffiths, DK; Smithers, J, 1982: Celtic Sea and Armorican Current structure and the vertical distributions of temperature and chlorophyll., *Cont. Shelf Res.*. **1**,1, pp. 99-116.

Pingree R. D., and B. Le Cann, 1989: Celtic and Armorican slope and shelf residual currents. *Prog. Oceanogr*. **23**, 303–338.

Pingree, R. D., and B. Le Cann, 1990: Structure, strength and seasonality of the slope currents in the vicinity of the Bay of Biscay region, *J. Mar. Biol. Assoc. UK*, **70**, 857–885.

Pingree R., and B. Le Cann, 1992a: Three anticyclonic slope water oceanic eddies (SWODDIES) in the southern Bay of Biscay in 1990, *Deep-Sea Res.*, **39**, 1147–1175.

Pingree R., and B. Le Cann, 1992b: Anticyclonic eddy X91 in the southern Bay of Biscay, May 1991 to February 1992, *J. Geophys. Res*., **97**, 14 353–14 367.

Pingree R. D., 1993: Flow of surface waters to the west of the British Isles and in the Bay of Biscay, *Deep-Sea Res*., **40B**, 369–388.

Puillat, I. Lazure, P., Jégou A. M., Lampert, L., and P. I. Miller, 2004: Hydrographical variability on the French continental shelf in the Bay of Biscay, during the 1990s, *Cont. Shelf. Res.*, **24**, 10, pp 1143-1163.

Raicich, F., 2006: The assessment of temperature and salinity sampling strategies in the Mediterranean Sea: idealized and real cases, *Ocean Science*, **2**, 97-112.

Roblou L., Lyard F., Le Henaff M., Maraldi C., 2007: X-track, a new processing tool for altimetry in coastal oceans, *ESA ENVISAT Symposium*, Montreux, Switzerland, April 23-27, 2007, ESA SP-636, July 2007.

Rodriguez, E., and B. Pollard, 2001: The measurement capabilities of wide-swath ocean altimeters. In *Report of the High-Resolution Ocean Topography Science Working Group Meeting*, editor D. CHelton, Ref. 2001-4, pp190-215, Oregon State Univ., Corvallis, OR.

She, J., and J. M. Klinck (2000), Flow near submarine canyons driven by constant winds, *J. Geophys. Res., 105*(C12), 28,671–28,694.

Schiller, A., S. E. Wijffels, and G. A. Meyers, 2004: Design Requirements for an Argo Float Array in the Indian Ocean Inferred from Observing System Simulation Experiments, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **21**, 1598-1620.

Toumazou, V., and J.F. Créteaux, 2001: Using a Langczos eigensolver in the computation of Empirical Orthogonal Functions, *Mon. Weather Rev*., **129**, 1243–1250.

Ulses, C., 2005: Dynamique océanique et transport de la matière particulaire dans le Golfe du Lion : crue, tempête et période hivernale., Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse.

Ulses, C., Estournel, C., Bonnin, J., Durrieu de Madron, X., and P. Marsaleix, 2007 : Impact of storms and dense water cascading on shelf-slope exchanges in the Gulf of Lion (NW Mediterranean), submitted to *J. Geophys. Res*.

van Aken H.M., 2000a: The hydrography of the mid-latitude Northeast Atlantic Ocean I: The deep water masses, D*eep-Sea Res*., **47A**, 757-788.

van Aken H.M., 2000b: The hydrography of the mid-latitude Northeast Atlantic Ocean II: The intermediate water masses, *Deep-Sea Res*., **47A**, 789–824.

van Aken H.M., 2001: The hydrography of the mid-latitude Northeast Atlantic Ocean – Part III: The subducted thermocline water mass, *Deep-Sea Res*., **48A**, 237-267.

van Aken H. M., 2002: Surface currents in the Bay of Biscay as observed with drifters between 1995 and 1999, *Deep-Sea Res*., **49A**, 1071–1086.

Verron, J., 1990: Altimeter data assimilation into an ocean circulation model: sensitivity to orbital parameters, *J. Geophys. Res.*, **95**, 11443-11459.

Vignudelli S., P. Cipollini, L. Roblou, F. Lyard, G. P. Gasparini, G.R.M. Manzella and M. Astraldi, 2005: Improved satellite altimetry in coastal systems: Case study of the Corsica Channel (Mediterranean Sea). *Geophys. Res. Let.*, **32**, L07608, doi:1029/2005GL22602.

Vincent, A., and G. Kurc, 1969: Hydrologie-variations saisonnières de la situation thermique de Gascogne en 1967, *Revue des Travaux de l'Institu des Pêches Maritimes*, **33**, 79:96.

Wu, J., 1980: Wind-stress Coefficients over Sea Surface near Neutral Conditions – A revisit, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 727-740.

Title: Objective evaluation of observational networks in coastal ocean using ensemble modelling

Author: Matthieu Le Hénaff

Date and location of the Ph.D. defense: February 19th, 2008, Toulouse

Discipline: Physical oceanography

Abstract:
The coastal ocean is characterised by a rich spectrum of interacting scales and processes, and is subject to heavy societal pressure and demand. Our understanding of this complex area needs to be improved, through modelling and data gathering. Realistic numerical models are potentially useful to design observational arrays. Ensemble methods provide a proxy for model errors, which may be detected or constrained by an efficient array.
In a first study, an ensemble Kalman filter is used to assimilate simulated data of a wide swath altimeter in a barotropic model of the North Sea. Measurements of the cross-track slope of the sea surface lead to a better representation of the currents, and to a wider domain of influence of observations. The roll of the satellite induces along-track correlation of the observation errors; when it is taken into account in the data assimilation process, it does not jeopardize the improvement potentially brought by the instrument.
In a second study, a new analysis technique for assessing the performance of observational networks is proposed. It implements a quantitative criterion to discriminate between various networks, and a qualitative one which allows understanding the impact of the considered network on all the model dimensions. Using a 3D model of the Bay if Biscay, this technique illustrates (1) the capacity of a wide swath altimeter to retrieve useful coastal ocean mesoscale dynamical signals, (2) the positive contributions of current measurements of currents in the design of a coastal cruise, and (3) the contribution of tide gauge data at detecting errors on the shelf.

Key words: coastal ocean ; observational networks ; data assimilation ; ensemble methods ; mesoscale ; wide swath altimetry ; errors ; statistics ; representers.

Ph.D. supervisor: Pierre De Mey

Laboratory:
Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales
UMR5566-CNRS/CNES/IRD/UPS, Observatoire Midi-Pyrénées,
14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

Titre : Evaluation objective de réseaux d'observation en domaine côtier par la modélisation d'ensemble

Auteur : Matthieu Le Hénaff

Date et lieu de soutenance : 19 février 2008 à Toulouse

Discipline : Océanographie physique

Résumé :
L'océan côtier est le siège de nombreux processus physiques d'échelles variées ; les attentes du public y sont nombreuses. Il convient d'améliorer notre connaissance de cette zone complexe, par la modélisation et la collecte de données. Les modèles numériques sont utiles à la conception de réseaux d'observation, car ils constituent une représentation de la réalité riche en informations sur la zone. Les méthodes d'ensemble permettent de représenter les statistiques d'erreurs du modèle, qu'un réseau performant sera capable de détecter ou de contraindre.
Dans un premier temps, nous assimilons à l'aide d'un filtre de Kalman d'ensemble des données simulant les mesures d'un altimètre à fauchée dans un modèle barotrope en Mer du Nord. La mesure de la pente de surface de la mer permet de mieux représenter les courants et étend le domaine d'influence des observations. Le roulis du satellite induit une corrélation dans les erreurs d'observation le long de la trace, qui s'il est pris en compte dans le schéma d'assimilation ne remet pas en cause l'apport de l'instrument.
Dans un second temps, nous développons une technique d'analyse de performances de réseaux d'observation, qui permet de définir un critère quantitatif de discrimination de divers réseaux ainsi qu'une analyse qualitative permettant de comprendre l'impact du réseau considéré sur toutes les dimensions du modèle. A l'aide d'un modèle 3D du Golfe de Gascogne, cette technique nous permet de démontrer les capacités d'un altimètre à fauchée à observer la dynamique méso échelle de l'océan côtier, ainsi que l'apport de mesures de courant dans la conception d'une campagne de mesures, et enfin l'apport de données marégraphiques.

Mots clés : océan côtier ; réseau d'observation ; assimilation de données ; méthode d'ensemble ; méso échelle ; altimétrie à fauchée ; erreurs ; statistiques ; représenteurs.

Directeur de thèse : Pierre De Mey

Laboratoire :
Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales
UMR5566-CNRS/CNES/IRD/UPS, Observatoire Midi-Pyrénées,
14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France