

Etude des mécanismes de dispersion en zone côtière. Application aux fronts tidaux en mer d'Iroise

Audrey Pasquet

▶ **To cite this version:**

Audrey Pasquet. Etude des mécanismes de dispersion en zone côtière. Application aux fronts tidaux en mer d'Iroise. Océanographie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2011. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-00684963⟩

HAL Id: tel-00684963

https://theses.hal.science/tel-00684963v1

Submitted on 3 Apr 2012

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.



HAL Authorization

Université de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité : *Océanographie Physique*

Présentée et soutenue par Audrey Pasquet
Le *05 Décembre 2011*

Titre : Etude des mécanismes de dispersion en zone côtière. Application aux fronts tidaux en mer d'Iroise

---

JURY
Gilles reverdin (Rapporteur)
Achim Wirth (Rapporteur)
Xavier Carton (Rapporteur)
Louis Marié (Examinateur)
Pascal Lazure (Examinateur)
Yves Morel (Directeur de thèse)
Rémy Baraille (Co-encadrant)
Isabelle Dadou (Président du jury)

Ecole doctorale : Sciences de l'Univers, de l'Espace et de l'Environnement
Unité de recherche : SHOM / LEGOS
Directeur(s) de Thèse : Yves Morel, Rémy Baraille
Rapporteurs : Gilles Reverdin, Achim Wirth, Xavier Carton

Résumé

La zone de la mer d'Iroise est soumise à de fortes marées et à des épisodes dépressionnaires responsables de la formation de couches limites turbulentes de surface et de fond. Dans les zones de faible profondeur, lorsque la stratification estivale se met en place, ces couches d'eau homogène se rejoignent et forment des fronts thermiques, dont le Front d'Ouessant, qui se développe au niveau de zones de fort brassage : le Raz de Sein et la zone d'Ouessant. Son extension, ou panache, est fortement variable, et peut atteindre les Îles Scilly au Nord. La variabilité de ce panache résulte des effets combinés des mécanismes de mélange et de mécanismes qui dispersent les eaux homogènes produites au niveau des zones de mélange.

Ces mécanismes de dispersion en zone côtière sont étudiés à l'aide de configurations académiques dans lesquelles le mélange induit par la marée est représenté par une zone fixe où les eaux stratifiées sont homogénéisées en permanence. La sensibilité des processus dispersifs aux paramètres locaux et saisonniers est analysée. Les résultats montrent que l'instabilité barocline qui se développe aux frontières des zones d'homogénéisation est le processus le plus efficace à disperser les masses d'eaux mélangées. Les tourbillons émergents sont en effet principalement constitués de dipoles baroclines (ou hétons) ayant des capacités auto-propagatives. Tout processus dispersif réduisant ou favorisant la production d'instabilité barocline, ou la dispersion des structures baroclines qui en émergent, a une influence significative sur le taux de dispersion et sur la forme du panache d'eaux mélangées.

Sur le plan f, une pente perturbe l'instabilité barocline et réduit son taux de production. Les eaux homogénéisées sont canalisées en un panache suivant les isobathes. Lorsque le mélange est maintenu à proximité d'une frontière (ou d'un mur), des effets miroir et un courant côtier (ou de Kelvin) qui se développe le long de la côte favorisent à moindre échelle la dispersion. Ils canalisent les eaux mélangées le long de la frontière (effet renforcé par une pente) si bien que le panache est alors orienté vers le Nord pour une frontière à l'Est. L'efficacité de l'instabilité barocline est en revanche réduite. Il en résulte des taux de production et de dispersion globalement réduits. Augmenter le taux de mélange a un effet limité sur le taux de production et la dispersion des eaux mélangées. En effet la production d'eaux mélangées nécessaire au renouvellement des eaux formant le panache est alors davantage dépendante des processus de dispersion que de la capacité à mélanger. Une friction de fond installe une dynamique de gravité réduite et inhibe le mode barotrope. Cela a pour effet de réduire la taille des vortex émergeant de l'instabilité barocline et réduit donc l'efficacité de la dispersion. La structure verticale du courant côtier est également modifiée, ce qui altère significativement et de manière difficilement prévisible le schéma de dispersion. Un affaiblissement de la stratification a deux effets opposés : cela réduit la taille des vortex émergents mais renforce le couplage entre les couches. Nous montrons que ce dernier effet n'est pas suffisant pour compenser la réduction de la taille des tourbillons. L'instabilité barocline et la dispersion des eaux homogénéisées est ainsi réduite lorsque la stratification s'affaiblit. Enfin, lorsqu'un courant barotrope est ajouté, et dans le cas où le mélange est maintenu loin des frontières du domaine, la dispersion augmente linéairement avec la vitesse du courant une fois que celle-ci est supérieure à une vitesse seuil. La direction du courant a néanmoins un effet sur les fronts se développant le long d'une côte : les production et dispersion augmentent linéairement (au delà d'une vitesse seuil) pour des courants vers le Sud, tandis qu'un courant vers le Nord inhibe l'instabilité barocline, si bien que le taux de production moyen reste quasiment constant. Dans ce cas, le schéma de dispersion varie et montre des émissions périodiques d'eaux homogénéisées.

Des études en configuration réaliste permettent dans un second temps d'analyser les effets du mélange, dû aux vents et marées, conjugués aux effets dispersifs sur les fronts thermiques en mer d'Iroise. La dynamique basse fréquence (courants de vents, courants géostrophiques, courants de rectification de marée...) est obtenue grâce à une méthode de filtrage optimal de la marée et de la dynamique haute fréquence. Son effet sur la variabilité des gradients thermiques en surface et subsurface est analysée sur trois épisodes d'extension particulière du panache du front d'Ouessant sur l'été 2009. Les résultats montrent que des décalages entre les maxima des gradients thermiques de surface et subsurface, souvent attribués à un équilibre variable entre flux atmosphériques et énergie de mélange, peuvent également être expliqués par la présence, dans la couche intermédiaire, d'eaux mélangées produites dans les zones d'homogénéisation et subductées en subsurface. Ces structures, anticycloniques, épaississent la couche qui les contient et facilitent ainsi la création d'eaux mélangées froides à tempérées en surface. Elles peuvent également interagir avec des pôles de vorticité au dessus ou en dessous de la thermocline et développer des méandres en subsurface.

Abstract

The Iroise sea is a place of strong tides and wind events that create bottom and surface turbulent boundary layers. In shallow water areas, when the summer stratification settles, the two turbulent layers overlap and delineate thermal fronts, such as the Ushant front that develops near Brittany around areas of intense mixing : the "Raz de Sein" and the area of Ouessant. Its extension, or plume, is highly variable and can reach the Scilly Islands in the North part of the area. The variability of this plume is a result of combined mechanisms of mixing and dispersion of homogenized waters produced in the zone of mixing production.

Those mechanisms of dispersion in coastal environment are studied using simplified academic configurations where tidal mixing is represented as fixed areas where stratified waters are continuously homogenized. The sensitivity of dispersive processes to seasonal and local parameters is analyzed. It is shown that baroclinic instability developing at the edge of the mixing areas represents the most efficient mechanism to disperse the homogenized waters. The emerging vortices are, indeed, mainly constituted of baroclinic dipoles (or hetons) with self propagating capacities. Any process that modifies the characteristics of baroclinic instability, or the auto-propagating efficiency of emerging structures, significantly influences the dispersion rate and pattern.

On the f-plane, a bottom slope perturbs baroclinic instability and reduces the production rate. The homogenized waters are also funneled in a plume along lines of constant depth. When mixing is produced against a wall, smaller vortices emerge, which drastically reduces the baroclinic instability efficiency. Mirror effects and a thin coastal (Kelvin) current developing along shore also favor dispersion but are of weaker influence. They also funnels dispersion along the coast (an effect which is strengthened by a bottom slope) so that the mixed waters form a plume extending Northward when the wall is located on the Eastern boundary. However these effects also counteract baroclinic instability so that the production rate and dispersion efficiency globally decrease when homogenization occurs along a coast. An enhancement of mixing has a limited effect on the production rate and dispersion of homogenized waters because the production of mixed waters is strongly constrained by dispersive processes rather than the ability of mixing to renew the homogenized plume. A bottom friction establishes a reduced gravity dynamics and inhibits the barotropic mode. This induces a reduction of the size of vortices emerging from baroclinic instability, which strongly diminishes the production rate and dispersion efficiency. It also modifies the vertical structure of the coastal (Kelvin) current which can significantly alter the dispersion pattern, but the effect associated with this process remains difficult to predict. A decrease of the stratification has two counteracting effects : it reduces the size of the emerging vortices but also reinforces the coupling between layers. We have found that the latter effect is not strong enough to overcome the reduction of the size of the emerging vortices, so that baroclinic instability and dispersion of homogenized waters are inhibited when the stratification is reduced. Finally, when a background barotropic current is added and if mixing occurs away from boundaries, dispersion increases linearly with the velocity field above a background velocity threshold. However, a tidal front developing along a coast exhibits strong asymmetries depending on the direction of the current : production and dispersion increases linearly (above a threshold) with a Southward current, whereas it is shown that a Northward current inhibits baroclinic instabilities so that the average production rate remains almost constant. In that case, dispersion exhibits specific patterns with periodic release of homogenized water.

In a second part, real modeling is used to analyze the variability of thermal fronts in the Iroise sea when the effects of mixing processes, that are induced by tides and wind events, conjugate with dispersive mechanisms. Low frequency dynamics (wind-induced currents, geostrophic currents, tidal rectification currents...) is extracted using an optimized filter of tides and high frequency dynamics. The influence of low frequency dynamics on temperature gradients in the surface and a subsurface layers are investigated considering three periods of typical extension patterns of the plume of the Ushant front during summer 2009. It is shown that shifts of the maximum of temperature gradients between the surface and subsurface layers, that are usually attributed to varying atmospheric fluxes and mixing mechanisms, can be explained by the presence of homogenized waters in subsurface. Those waters are thought to be produced in homogenization areas before subducting under the surface layer. Those anticyclonic structures by thickening the subsurface layer, favor outcropping of cold to mild waters at the surface. They are also prone to interact with vorticity poles of the surrounding surface and bottom layers, so that instability and meanders develop in subsurface.

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au Service Hydrographique et Océanographique de la Marine et a été financée par la Délégation Générale de l'Armement. Elle fait partie du projet EPIGRAM financé par le CNRS (LEFE/IDAO) et l'ANR (ANR-08-BLAN-0330-01).

Mes remerciements vont à mes encadrant et co-encadrant Yves Morel et Rémy Baraille pour m'avoir accueillie au SHOM Toulouse dans un environnement scientifique remarquable et au sein d'une équipe dynamique et agréable. Je leur exprime toute ma gratitude pour leurs discussions constructives, leurs conseils avisés, leur patience et leur soutien, aussi bien scientifique que moral. J'exprime également ma gratitude à Yves Du Penhoat, Elisabeth Gibert-Brunet et Christine Couesnon, qui ont rendu la réalistaion de cette thèse possible.

Je remercie Tanguy Szekely, Louis Marié, Pascal Lazure, Frédéric Vandermeirsch, et bien d'autres, qui ont partagé leurs connaissances avec un enthousiasme particulièrement motivant, ainsi que Stéphanie Corréard, Flavien Gouillon, Stéphanie Louazel, Cyril Lathuillière, Annick Pichon, Julien Lourdin et Patrick Valladon qui m'ont grandement facilité la prise en main du code et les travaux informatiques de cette thèse. Je suis particulièrement reconnaissante à Xavier Carton, Gilles Reverdin et Achim Wirth d'avoir accepté la tâche de rapporteurs, ainsi qu'aux membres du jury pour avoir accepté ce rôle.

J'adresse également mes remerciements aux équipes du SHOM et du LEGOS pour leur aide, leur accueil et leur bonne humeur, et particulièrement à Florence Fau, Pascale Formosa, Martine Ména, Nadine Lacroux, Brigitte Cournon et Catherine Donati, pour leur efficacité, leur patience et leur gentillesse.

Enfin j'adresse un grand merci à mes collègues et amis : Mister Flouille pour ton aide (allez, mais c'est la seule et dernière fois : "Vive Matlab...") et les craquages divers et variés de fins de semaines, Ptite Cé parce qu'aucune thèse ne devrait se dérouler sans pause "Rivière P***" et "Gogo Dancer", Marsu pour ton assiduité toute particulière à m'enquiquiner, et Renaud et Gaëlle, pour votre humour, vos mails, votre aide.... Merci également à Guigui, tant pour le dynamisme que notre collaboration a apporté à mon travail de thèse, que pour ta bonne humeur et tes crêpes (comme on dit : merci Chef !). Je salue également mes fournisseurs de caféine (et de conseils ô combien éclairés !) du bureau des 1001 mystères étoilés, mon homonyme de planétologie pour nos discussions et ton soutien, Wojtek, pour ton amitié et nos longues discussions sur la diététique version Polonaise, et bien d'autres...

Enfin je remercie ma famille et mes amis de coeur d'ici et d'ailleurs, qui me soutiennent et m'accompagnent au long des années, des régions et des pays.

Table des matières

Remerciements v

Liste des Figures x

1 Introduction 1

2 Les fronts de marée 4
2.1 Les fronts tidaux . . . 4
2.2 Le front d'Ouessant . . . 5

3 Production et dispersion des eaux mélangées en zones stratifiées côtières 8
3.1 Résumé des études académiques et résultats principaux . . . 8
3.2 Introduction . . . 13
3.3 Ushant Front : Observations . . . 15
3.3.1 Hydrological structure and variability of the Ushant Front . . . 15
3.3.2 Simpson-Hunter criterion for the Ushant front . . . 17
3.4 Model and properties of shallow water multilayer fluids . . . 20
3.4.1 Equations . . . 20
3.4.2 Model . . . 21
3.4.3 Initial configurations . . . 21
3.4.4 Governing parameters . . . 24
3.5 Dispersive processes : description and evaluation tools . . . 26
3.5.1 Baroclinic instability . . . 26
3.5.2 Kelvin current . . . 27
3.5.3 Mirror effect . . . 28
3.5.4 Topographic effects . . . 29
3.5.5 Analysis tools . . . 30
3.5.5.1 Box model . . . 30
3.5.5.2 Mixing rate . . . 32
3.5.5.3 Production rate . . . 33
3.6 Sensitivity studies . . . 35
3.6.1 Reference experiments . . . 35
3.6.1.1 Results for the centered flat configuration (Bflat) . . . 35
3.6.1.2 Results for the coastal configuration Aflat . . . 40

3.6.2 Effect of a bottom topography . . . 43
3.6.2.1 Centered configuration with a sloping bottom : Bslope . . 44
3.6.2.2 Coastal configuration with a sloping bottom : Aslope . . 50
3.6.3 Vertical diffusion . . . 50
3.6.4 Bottom friction . . . 52
3.6.5 Stratification . . . 56
3.6.6 Along shore current . . . 59
3.7 Summary and discussion . . . 61
3.8 Acknowledgments . . . 66

4 Advection de vortex cohérents dans un courant de gradient de vorticité potentielle nul. 72
4.1 Premières observations et intérêt de l'étude . . . 72
4.2 Advection d'un tourbillon dans un courant barocline : théorie . . . 79
4.2.1 Advection d'un tourbillon dans un courant barocline en océan ouvert 79
4.2.2 Cas d'un courant d'anomalie de vorticité potentielle nulle . . . 80
4.3 Étude académique à deux couches avec MICOM : mise en évidence de l'effet miroir et advection dans un courant de Kelvin . . . 81
4.3.1 Modèle numérique et configuration . . . 81
4.3.2 Détermination des profils de vitesse . . . 82
4.3.2.1 Profil de vitesse d'un vortex cohérent . . . 82
4.3.2.2 Profil de vitesse d'un courant de gradient de PV nul . . . 84
4.3.3 Résultats . . . 85
4.3.3.1 Simulations de référence et paramètres étudiés . . . 85
4.3.3.2 L'effet miroir dans MICOM . . . 87
4.3.3.3 Stabilité d'un vortex isolé "couronné" dans un courant cisaillé horizontalement . . . 89
4.3.3.4 Advection barocline sans effet miroir . . . 92
4.3.3.5 Propriétés advectives globales . . . 93
4.4 Synthèse et discussion . . . 98

5 Modélisation réaliste de l'extension du front d'Ouessant. 99
5.1 Mécanismes influençant l'extension du panache et enjeux de l'étude réaliste . . . 100
5.2 Périodes d'intérêt pour l'étude . . . 104
5.2.1 La délimitation progressive du front . . . 104
5.2.2 La propagation de méandres vers le Sud . . . 105
5.2.3 Le déplacement du front d'Est en Ouest . . . 105
5.3 Outils et méthodes . . . 112
5.3.1 Présentation du modèle HYCOM . . . 112
5.3.2 Détermination de la limite frontale, filtre de Scharr . . . 114
5.3.3 Outils de filtrage de la marée optimisé par minimisation . . . 120
5.3.4 Traceurs d'eau mélangée dans HYCOM . . . 130
5.4 Résultats . . . 138
5.4.1 Période de formation . . . 143
5.4.2 L'extension au Sud . . . 152
5.4.3 Le déplacement Est/Ouest et l'extension vers le nord . . . 167

5.4.4 Bilan des processus identifiés 181

6 Résultats principaux et perspectives **183**
6.1 Résultats principaux des études académiques et réalistes 183
6.2 Perspectives 186

A Le critère d'Okubo-Weiss **190**

B Advection d'un tourbillon par un courant côtier de Kelvin (rapport de Guillaume Frelin) **192**

Bibliographie **234**

Table des figures

3.1 Temperature cross sections (FROMVAR2010 campaign) . . . 16
3.2 Temperature and salinity cross sections (MOUTON2005 campaign) . . . 16
3.3 NOAA-NAAR SST maps 2008 . . . 17
3.4 SST in the southern part of Iroise sea . . . 18
3.5 SST in the Iroise Sea and Simpson-Hunter criterion . . . 19
3.6 Coastal configurations characteristics . . . 22
3.7 Cenetered configurations characteristics . . . 23
3.8 Mirror effects . . . 29
3.9 Box Model . . . 31
3.10 PVA cross section after 5 days, Bflat . . . 36
3.11 Velocity cross section after 5 days, Bflat . . . 36
3.12 PVA cross section after 60 days, Bflat . . . 36
3.13 Velocity cross section after 60 days, Bflat . . . 36
3.14 Velocity field after 5 days, Bflat . . . 37
3.15 PVA field, Bflat . . . 38
3.16 Evolution of the homogenized waters production . . . 39
3.17 PVA cross section after 5 days, Aflat . . . 40
3.18 PVA cross section after 60 days, Aflat . . . 41
3.19 Velocity field after 5 days, Aflat . . . 41
3.20 PVA field, Aflat . . . 42
3.21 PVA cross section after 60 days, Bslope . . . 44
3.22 Velocity cross section after 60 days, Bslope . . . 44
3.23 PVA field, Bslope . . . 45
3.24 PVA field, the slope case . . . 46
3.25 Mean production rate as a function of the Slope gradient . . . 46
3.26 Sectorial mean production rates, B configurations . . . 48
3.27 PVA cross section after 60 days, Aslope . . . 48
3.28 PVA field, Aslope . . . 49
3.29 Sectorial mean production rate, A configurations . . . 51
3.30 Mean production rate as a function of the diapycnal mixing coefficient . . . 52
3.31 Mean production rate as a function of the bottom friction . . . 53
3.32 Mean production rate as a function of the bottom friction with offset . . . 53
3.33 PVA field, bottom friction case, Aflat . . . 54
3.34 PVA field, bottom friction case, Aslope . . . 55
3.35 PVA cross section after 65 days, Aslope, $Cd = 0.001$ . . . 56
3.36 Contours of mean PVA, botom friction case . . . 57
3.37 Mean production rate as a function of the stratification . . . 57

3.38 PVA field after 60 days, Bflat . . . 58
3.39 Mean production rate as a function of barotropic currents . . . 61
3.40 PVA field after 40 days, Bflat, barotropic current case . . . 62
3.41 Velocity field, Bflat, barotropic current case . . . 63
3.42 PVA field, Aslope, barotropic current case . . . 64
3.43 Velocity field, Aslope, barotropic current case . . . 65

4.1 PVA dans le cas côtier plat(gauche) et pentu(droite) avec et sans friction de fond ($cd_{offset} = 0.0005$) après 60 jours . . . 75
4.2 Taux de production sectoriel moyenné en temps dans les cas côtiers avec et sans friction de fond . . . 76
4.3 Profil de vitesse vertical observée dans le cas Aflat, à la latitude J=220 (Y=440km) à T=7jours et calculé analytiquement . . . 77
4.4 Profil de vitesse vertical observée dans le cas Aflat, à la latitude J=220 (Y=440km) à T=7jours sans friction et avec $Cd = 0.0005$ . . . 78
4.5 Profil radial de PVA du vortex prescrit dans la première couche, vortex cyclonique ($\Delta Q^0 = 0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$, $R_t = 11\ km$) . . . 83
4.6 PVA de première couche, configuration de référence C_{0_+} , vortex cyclonique 85
4.7 PVA de première couche, configuration de référence C_{0_-}, vortex anticyclonique . . . 86
4.8 Profil de courant, configuration de référence C_{0_+}, vortex cyclonique . . . 87
4.9 Profil de courant, configuration de référence C_{0_-}, vortex anticyclonique . . . 87
4.10 Vitesses d'advection pour des cyclones (rouge) et anticyclones (bleu) sous l'effet miroir uniquement ($U_{K_1} = 0\ m/s$). Les cercles pleins sont les données modèle, les cercles vides sont les données théoriques obtenues par l'équation 4.20. . . . 88
4.11 Profil radial de PVA du vortex en couronne implémenté dans la première couche pour l'étude d'advection barocline, vortex cyclonique ($\Delta Q^0 = 0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$, $R_t = 11\ km$) . . . 90
4.12 PVA du vortex en couronne prescrit dans la première couche pour l'étude d'advection par le courant barocline, vortex anticyclonique ($\Delta Q^0 = -0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$, $R_t = 11\ km$). La couronne de PVA positive autour du centre de PVA négative tend à se séparer en trois pôles positifs. . . . 90
4.13 Stabilité d'un vortex anticyclonique en couronne dans un courant cisaillé horizontalement . . . 91
4.14 Stabilité d'un vortex cyclonique en couronne dans un courant cisaillé horizontalement . . . 92
4.15 PVA d'un vortex anticyclonique en couronne dans un courant cisaillé horizontalement - 2 . . . 93
4.16 PVA d'un vortex cyclonique en couronne dans un courant cisaillé horizontalement -2 . . . 94
4.17 Vitesses d'advection barocline (sans effet miroir). . . . 95
4.18 Advection des vortex cycloniques (en rouge) et anticycloniques (en bleu) dans le cas sans courant (cercles pleins), et dans le cas de référence dont on soustrait la valeur du courant. . . . 96
4.19 Critère d'Okubo-Weiss (couleur) et contours de PVA dans la configuration C_{0_+}. . . . 96

4.20 Critère d'Okubo-Weiss (couleur) et contours de PVA dans la configuration $C_{0_}$. 97
4.21 Critère d'Okubo-Weiss (couleur) et contours de PVA pour ($\Delta Q^0 = 0,5$; $R_t = 5\ km$; $D_c = 20km$). 97
4.22 Critère d'Okubo-Weiss (couleur) et contours de PVA pour ($\Delta Q^0 = 0,5$; $R_t = 5\ km$; $D_c = 14km$). 97

5.1 Dynamique frontale considérée dans la littérature 103
5.2 Images NOAA-NAAR et HYCOM de SST de 2009 106
5.3 Images NOAA-NAAR et HYCOM de SST de 2009 107
5.4 Images NOAA-NAAR et HYCOM de SST de 2009 108
5.5 Images NOAA-NAAR et HYCOM de SST de 2009 109
5.6 Images NOAA-NAAR de SST de 2008 110
5.7 Images HOM de SST de 2010 111
5.8 Comparaison de SST de modèle HYCOM avec flux Arpège et données in-situ 115
5.9 Gradients de température par la méthode de Scharr 116
5.10 Gradients de température par la méthode de Scharr 117
5.11 Gradients de température par la méthode de Scharr 118
5.12 Gradients de température par la méthode de Scharr 119
5.13 Ondes de marée présentent dans le modèle, et périodes associées 121
5.14 Module de la vitesse en surface, en m/s (09 septembre 2009) 122
5.15 Module de la vitesse en surface filtrée du signal de marée barotrope, en m/s (09 septembre 2009) 123
5.16 Module de la vitesse en surface filtrée de la somme des signaux de marée barotropes et baroclines, en m/s (09 septembre 2009) 123
5.17 Module du courant résiduel haute fréquence en surface après filtrage optimisé, en m/s (09 septembre 2009) 124
5.18 Module du résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé, en m/s (09 septembre 2009) 124
5.19 Module du résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé sur 48h (cas référence), en m/s (09 septembre 2009) 128
5.20 Erreur sur le résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé sur 48h sans diagnostique préalable par rapport au cas référence avec diagnostique, en m/s (09 septembre 2009) 128
5.21 Erreur sur le résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé sur 25h par rapport au cas référence sur 48h, en m/s (09 septembre 2009) . . 129
5.22 Erreur sur le résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé sur 80h par rapport au cas référence sur 48h, en m/s (09 septembre 2009) . . 129
5.23 Zone globale définie par $S_{crit} = 2.5$ comprenant les trois ZMP distinctes des Iles Scilly (vert), des Iles d'Ouessant (bleu), et du Raz de Sein (rouge). 132
5.24 Tr_{global} et contours de température en surface et dans la thermocline . . . 133
5.25 Tr_{global}, température, et traceurs par source, sans diffusion vertical sur les traceurs le 04/08/09 134
5.26 Concentration instantanée normalisée d'eau mélangée dans le domaine Ω . 135
5.27 Taux de production moyen global et par source entre le 02 Mars et le 1er Octobre 2009 135
5.28 Taux de production normalisée d'eau mélangée dans le domaine Ω 136

5.29 Bathymétrie de la zone Iroise (profondeur en m) avec les sections d'analyse 138
5.30 Coupe verticale de température et de niveau de couches HYCOM pour les trois périodes, zone Iroise . . . 139
5.31 Coupes verticales de température et de niveau de couches HYCOM pour les trois périodes, zone Manche . . . 140
5.32 Séries de stress (en $N.m^{-2}$) et de vitesse (en $m.s^{-1}$) de vent et flux radiatifs (en $W.m^{-2}$ moyennés sur un jour) du 21.05.2009 au 22.09.2009 au large de la Bretagne $(6W, 48.15N)$ . . . 141
5.33 Coupe verticale de température et de traceur global sur P_{form} . . . 146
5.34 Traceurs global (en dégradé de gris) et par source sur P_{form} . . . 147
5.35 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{form} du 22/05/2009 au 27/05/2009. . . . 148
5.36 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{form} du 28/05/2009 au 02/06/2009. . . . 149
5.37 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{form} du 22/05/2009 au 27/05/2009. . . . 150
5.38 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{form} du 28/05/2009 au 02/06/2009. . . . 151
5.39 Coupe verticale de température et contours du traceur global HYCOM le 09.08.2009 . . . 157
5.40 Coupe verticale de température et contours du traceur global HYCOM le 19.08.2009 . . . 158
5.41 Traceurs global (en dégradé de gris) et par source les 09.08.2009 et 19.08.2009 159
5.42 Contour $Tr_{Global} = 0.5$ les 10, 20 et 30 juillet 2009 en surface et subsurface 160
5.43 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Sud} du 05/08/2009 au 10/08/2009. . . . 161
5.44 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Sud} du 11/08/2009 au 16/08/2009. . . . 162
5.45 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Sud} du 17/08/2009 au 22/08/2009. . . . 163
5.46 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Sud} du 05/08/2009 au 10/08/2009. . . . 164
5.47 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Sud} du 11/08/2009 au 16/08/2009. . . . 165
5.48 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Sud} du 17/08/2009 au 22/08/2009. . . . 166
5.49 Coupe verticale de température et contours du traceur global dans HYCOM en Manche sur la période P_{Nord} . . . 170
5.50 Coupe verticale de traceur global et contours de température HYCOM en Manche sur la période P_{Nord} . . . 171
5.51 Coupe verticale de traceur global (en dégradées de gris) et de traceur par source en Manche sur la période P_{Nord} . . . 172
5.52 SST HYCOM et traceur global le 07/09/09 . . . 173
5.53 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} dans la couche de surface en rouge sur la période P_{Nord} du 05/09/2009 au 10/09/2009. . . . 174
5.54 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Nord} du 11/09/2009 au 16/09/2009. . . . 175

5.55 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Nord} du 17/09/2009 au 21/09/2009. 176
5.56 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} dans la couche 9 sur la période P_{Nord} du 05/09/2009 au 10/09/2009. 177
5.57 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Nord} du 11/09/2009 au 16/09/2009. 178
5.58 $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Nord} du 17/09/2009 au 21/09/2009. 179
5.59 Champ de température de surface dans Hycom (flux Arpège) et image satellite OSI-SAF correspondante le 15/09/2011 180

Chapitre 1

Introduction

La région bordant les côtes du Golfe de Gascogne et de la Manche (GGM par la suite) est le lieu d'intenses activités économiques, parmi lesquelles les transits maritimes par les rails d'Ouessant et du Cap Finistère, l'aquaculture, la pêche, le tourisme, la construction naval ou encore le commerce portuaire. Les bases militaires de Lanveoc et de l'Ile Longue en font également une zone de transit militaire de première importance. La composante environnementale y est également très significative avec l'implantation du Parc Marin d'Iroise, première réserve marine du littoral atlantique.

Ces facteurs d'intérêt, conjugués à une vaste ouverture géographique du littoral français sur l'océan hauturier, justifient l'effort de nombreux organismes étudiant les sciences marines à comprendre les processus océaniques sur la façade maritime atlantique. Un réseau d'observations descendant jusqu'aux côtes Espagnoles est développé et maintenu, et différents projets de recherche sont mis en place afin de mieux comprendre les processus physiques et biogeochimiques sur la marge continentale. Ces projets, dont on peut citer entre autre PREVIMER, MOUTON, PROTEUS, FROMVAR, devraient permettre à terme la mise en place d'outils opérationnels d'informations environnementales maritimes pour l'aide à la gestion ou à la prise de décision sur cette zone. Ces outils seront élaborés sur la base de modèles numériques et d'observations de l'océan, et ils donneront une image possible de la réalité océanique en cours et de son évolution (système d'analyse et de prévision en temps réel) et délivreront des produits adaptés aux besoins décrits plus haut.

En domaine côtier, certains problèmes se posent pour la mise en place de système d'analyse et prévision temps réel. En effet, certains processus sont à très haute fréquence, de par la sensibilité du milieu aux forçages atmosphériques et hydrologiques et, pour le Nord de la façade Atlantique, l'influence marquée de la marée. Se pose alors le problème de leur observation à des fréquences compatibles avec leurs échelles temporelles et spatiales

caractéristiques, la plupart des capteurs ne permettant pas cette adéquation (répétitivité des observations satellites par exemple). Un axe de progrès majeur pour les systèmes d'analyse et prévision sur la zone est ainsi d'améliorer notre compréhension des processus haute fréquence sur le plateau et le talus du Golfe de Gascogne et de la Manche, par l'observation et la modélisation numérique. Des campagnes en mer sur cette zone ont été réalisées par le SHOM dans le cadre du projet MOUTON et se poursuivent aujourd'hui dans le cadre du projet multi-organisme EPIGRAM (Études Physiques Intégrées en Gascogne et Région Atlantique-Manche). Cette thèse est effectuée dans le cadre de ce projet et en coopération avec d'autres organismes tels que le LPO (Laboratoire de Physique des Océans) ou l'IFREMER/DYNECO/PHYSED de Plouzané (Bretagne, France).

L'objectif scientifique général du projet de thèse est de mieux comprendre certains aspects de la dynamique de la zone GGM et d'améliorer leur modélisation numérique. Plusieurs processus d'intérêts sont à citer dans la zone GGM, parmi eux :

- Les courants de marée.
- Les fronts de marée (front d'Ouessant par exemple).
- Les courants générés par le vent (dont upwellings/downwellings transitoires).
- La formation et destruction de la thermocline saisonnière (couche de mélange).
- L'influence de la couche limite de fond sur la dynamique.
- Les panaches fluviaux.
- Formation de langue d'eau chaude dans le sud-ouest à l'automne
- Les échanges côte/large : Déstabilisation du courant de pente, formations et propagation des tourbillons (Swoddies) et modification du contenu thermique sur le plateau, influence de la Navidad sur le plateau, intrusion des courants du large dans le sud-ouest.

Les mécanismes impactant l'extension des fronts tidaux ont fait l'objet de ce travail de thèse, permettant ainsi d'aborder également les courants de marée, les courants générés par le vent et les problématiques de couche de mélange de surface et de fond. Bien qu'une approche générale de type académique ait d'abord été abordée afin d'affiner notre compréhension des mécanismes impactant l'extension des panaches d'eaux mélangées, le Front d'Ouessant, qui se forme en Mer d'Iroise, est le processus de référence considéré pour les études réalistes constituant la seconde partie des travaux présentés ici. Une zone choisie englobant l'aire de développement du Front d'Ouessant, suffisamment large en latitude, permet également d'étendre l'étude réaliste aux Îles des Scilly. Les fronts tidaux étudiés sont ainsi de type côtiers (aspect principal des recherches) et hauturiers. Dans ces deux configurations, les mécanismes dispersifs impactant l'extension d'un panache d'eaux mélangées (d'un front de marée notamment) sont nombreux, et bien que beaucoup d'études aient été publiées sur des sujets connexes (instabilité barocline, processus dispersifs étudiés individuellement), appréhender leurs effets conjugués sur la dispersion

des masses d'eaux homogènes est une approche innovante que le caractère chaotique d'une telle dispersion peut vite rendre fastidieuse.

Ce travail de thèse s'est donc articulé autour de deux axes principaux. Le premier axe consiste en des études académiques en modèle isopycnal mais prenant en compte le mélange diabatique (MICOM, Miami Isopycnal Coordinates Ocean Model, version modèle du SHOM). Elles permettent de déterminer l'effet de paramètres de configuration en entrée du modèle sur la dispersion des eaux homogènes en milieu côtier et hauturier via différents mécanismes dispersifs identifiés. La topographie, la friction de fond, la stratification, l'intensité du mélange au sein de la masse d'eau homogène et des courants barotropes sont considérés. Ce travail a pour objectif de mieux appréhender les aspects physiques de la dispersion et d'identifier les principaux mécanismes et paramètres jouant un rôle dans les modèles réalistes.

Dans le second axe de recherche, le modèle HYCOM (Hybrid Coordinates Ocean Model, version modèle du SHOM) est utilisé pour modéliser le Front d'Ouessant. L'objectif de cette étude est de déterminer la capacité du modèle à représenter l'extension du panache d'eau homogène, i.e. l'emplacement des limites frontales, et de mettre en exergue l'influence des courants de marées et des vents sur l'évolution du front. Identifier les paramétrisations de modèle nécessitant des améliorations s'inscrit en perspectives de ce travail de thèse.

Un état de l'art sur les fronts tidaux en général ainsi que les différentes problématiques qui y sont associées sont détaillées dans le premier chapitre de ce rapport de doctorat. Y sera également fait un bilan des éléments de littérature d'intérêt traitant de la production de mélange, et des mécanismes dispersifs. Le premier axe de recherche en configuration simplifiée est ensuite détaillé, sous forme d'un article soumis au Journal of Continental Shelf Research, dans un second chapitre avec une description du modèle utilisé, un bilan explicatif des mécanismes dispersifs en zones côtière et hauturière, et les résultats des études de sensibilité (un résumé en français complète l'article rédigé en anglais). Une étude d'un effet dispersif particulier, l'effet miroir, connexe au premier axe de recherche, fait l'objet d'un troisième chapitre indépendant. Un quatrième chapitre présente les études réalistes, dont les résultats justifient des analyses complémentaires. Y sont inclus d'une description du modèle HYCOM, des outils de filtrage de marée, de détection des fronts thermiques et de suivi des masses d'eau mélangée développés et/ou utilisés pour l'étude réaliste. Un bilan des résultats de ce travail de thèse, ainsi que les axes de recherche restant à développer sont proposés en conclusion et perspectives dans le dernier chapitre.

Chapitre 2

Les fronts de marée

Une introduction aux fronts de marée, complétée par une description observationnelle du front d'Ouessant, est développée dans la section 3, et est reprise en partie dans ce chapitre où est fait un état de l'art global des problématiques abordées dans ce travail de thèse. Une description complémentaire du front d'Ouessant et de la dynamique frontale est reprise dans la section 5 afin d'introduire au mieux les analyses en configuration réaliste qui y sont présentées.

2.1 Les fronts tidaux

Les fronts séparent en général des zones de stratifications différentes et sont associés, par géostrophie, à des courants baroclines intenses. Ainsi, un front thermique peut séparer des eaux de températures différentes, tandis qu'un front halin marque la séparation entre des eaux de salinités différentes, par exemple à la sortie d'estuaire (Schiller and Kourafalou [2010] ; Boutet et al. [2011]). Les mécanismes clé en sont une force de stratification (par exemple les flux atmosphériques), et une force opposée de dé-stratification, i.e. favorisant le mélange vertical (vent, marée barotrope, ondes internes, instabilités, flux entrant d'eau homogène...). Dans le cas des fronts de marée, ou fronts tidaux, l'interaction des courants de marée et du fond crée une couche homogène en profondeur via la couche limite turbulente de fond. Le déferlement des ondes internes est également un processus de mélange diapycnal (Bell [1975]). Le stress de vent favorise l'homogénéisation d'une couche limite turbulente de surface. En été, ces processus de mélange vertical s'opposent au réchauffement induit par les flux atmosphériques, si bien qu'une délimitation se crée entre les eaux stratifiées et les eaux mélangées. Cette limite est marquée par des interfaces isopycnales inclinées et peut être repérée par un gradient fort en température. De par les intensités et les variabilités différentes des processus de mélange au fond et à la surface, un

front thermique est en fait composé d'un front thermique profond et d'un front thermique de surface, qui ne sont pas alignés dans les observations (Le Boyer et al. [2009]). On peut en fait définir un front (et sa position) par le lieu où les couches turbulentes de fond et de surface, résultant respectivement des stress de marée et de vent, se recouvrent, si bien que toute la colonne d'eau est homogénéisée. Des fronts tidaux se forment communément en mer du Nord, mer Celtique, et mer d'Irlande (Hill et al. [1993] ; Horsburgh et al. [2000] ; Fernand et al. [2006]).

Simpson et Hunter (Simpson and Hunter [1974]) proposent un critère d'existence et de délimitation des fronts tidaux qu'ils appliquent aux fronts de la mer d'Irlande. Ils montrent que le rapport entre la quantité de chaleur pénétrant la colonne d'eau et la capacité de mélange de cette énergie sur la verticale est proportionnel au rapport H/U^3 lorsque les flux sont répartis de façon homogène sur la surface océanique considérée (H est la profondeur et U le champ de vitesse dont la définition optimale est variable selon les auteurs). Ce critère va être testé et discuté dans les années suivantes : Pingree et Griffith en 1978 (Pingree and Griffiths [1978]) mettent en place un modèle de prédiction de la position des fronts bordant les îles britanniques en dérivant le critère de SH, tandis que Mariette et LeCann en 1985 discutent de la validité de ce critère pour la Mer d'Iroise (Mariette and Lecann [1985]). Pingree montre en 1975, dans une étude sur l'avancée et la retraite de la thermocline sur l'ensemble du bassin maritime Nord, de l'Irlande au Nord jusqu'à la Bretagne au Sud, que les conditions frontales déterminent en grande partie les conditions de croissance phytoplanctonique (Pingree and Pennycuick [1975] ; Pingree [1975] ; Pingree et al. [1975] ; Pingree et al. [1982]). L'influence des systèmes frontaux sur l'écosystème va être un moteur de la recherche appliquée aux front thermiques dans les décennies qui vont suivre.

2.2 Le front d'Ouessant

Le front d'Ouessant est un front tidal qui se forme au large de la Bretagne en été, lorsque les eaux sont stratifiées au large (Cambon [2008] ; Muller et al. [2010] ; Renaudie et al. [2011]). Sa signature est visible sur les champs de SST entre Mai et Octobre par une surface d'eaux plus froides qui couvre une zone plus ou moins étendue, qui peut être restreinte aux zones de l'île d'Ouessant et du Raz de Sein (IO et RS par la suite), s'étendre le long de la côte vers le Nord-Est suivant approximativement les isobathes, s'étendre vers le Nord jusqu'aux Îles Scilly, ou encore présenter une extension vers le Sud. Nous nous intéresserons dans ce travail de thèse à l'extension du panache d'eau froide dans la zone mer d'Iroise et Manche, et à sa variabilité sur toute la période d'existence du front d'Ouessant.

Le critère de Simpson-Hunter ne tient compte que de la turbulence de la couche limite de fond et est en fait insuffisant pour représenter les gradients frontaux car il ne tient pas compte du vent, de la variabilité spatiale et temporelle du mélange et de l'advection par des courants résiduels (Cambon [2008]). Or, la mer d'Iroise et la Manche sont des zones soumises à d'importantes marées et à des pics de vent variables. En résultent des courants résiduels persistants dus aux processus non-linéaires de rectification de marée de l'ordre de 15cm/s (Cambon [2008] ; Sentchev et al. [2010] ; Loder et al. [1993]), des courants de surface associés au vent de l'ordre de 10 cm/s (Cambon [2008]) et des courants de densité. Cambon [2008] montre que la tension de vent a peu d'effet sur les périodes de formations et déformations du front, mais qu'il induit des variations d'extension entre 50 et 100 % du front de surface nettement plus marqué au Nord de juin à mi-septembre. De même le cycle de vives eaux / mortes eaux peut affecter la surface homogénéisée sur un cycle de deux semaines, mais n'impacte pas les formations et déformations du front. En revanche les flux de chaleur latente ont un impact sur la période de stratification et d'homogénéisation de la zone mais n'influent pas sur la position du front pendant sa période de vie.

L'extension du panache d'eaux homogènes est en outre influencée par des processus dispersifs. En effet, la circulation qui se développe autour des limites frontales a été étudiée par le passé (Brown et al. [1999] ; Hill et al. [2008] ; voir également section 5) et est associée à de l'instabilité barocline responsable des échanges cross-frontaux et générant des structures tourbillonnaires (Pavec et al. [2005] ; Badin et al. [2009]). Ces tourbillons transportent en leur coeur des eaux homogènes aux propriétés hydrologiques et biologiques spécifiques loin des zones où elles sont homogénéisées. L'instabilité barocline et la propagation des vortex qu'elle engendre sont sensibles à la configuration environnementale. Notamment, le gradient de vorticité potentielle du champ ambiant dû à la topographie (LaCasce [1998] ;Thierry and Morel [1999] ; Herbette et al. [2003] ; Pavec et al. [2005] ; Sutyrin and Carton [2006]) ou aux courants baroclines (Morel [1995] ; Vandermeirsch et al. [2001] ; Vandermeirsch et al. [2003a] ; Vandermeirsch et al. [2003b]) influencent la propagation dipolaire (Morel and McWilliams [1997] ; Carton [2001] ; Sutyrin and Morel [1997]). Ainsi, des structures tourbillonnaires placées au-dessus d'un gradient de pente avec les eaux les moins profondes à leur droite seront dirigées vers le Nord. De la même façon, sur le plan β, un gradient de vorticité potentielle dû à l'effet β planétaire aura tendance à déplacer les tourbillons vers l'Ouest. Une topographie irrégulière peut également modifier les propriétés advectives des vortex, comme montré dans Herbette et al. [2003] et Herbette et al. [2005] ; les auteurs y montrent que, sur les plans f et β, une île ou un mont sous-marin influencent l'advection et l'érosion d'un vortex de surface et retiennent les eaux homogènes, ce qui constitue un processus dispersif supplémentaire. Enfin en zone côtière, des courants côtiers associés à des ondes de Kelvin et des processus

d'ajustement géostrophique du panache le long de la côte participent à la dispersion des eaux mélangées depuis leur zone de production (Gill [1976] ; Nof [1999]) ; Reznik and Grimshaw [2002] ; Helfrich [2006], voir également sections 3 et 4 où les interactions entre des tourbillons et des courants côtiers sont étudiées).

Ces connaissances des propriétés advectives des tourbillons ont rarement été considérées dans le cadre d'une étude globale des processus de dispersion des eaux homogènes en zone côtière et stratifiée. Une spécificité des milieux où se forment les fronts tidaux est l'existence de zones où les eaux sont continuellement homogénéisées, principalement sous l'effet des marées qui brassent la colonne d'eau par petit fond. Ces zones peuvent alors être déterminées à l'aide du critère de Simpson-Hunter. La Fig. 3.5 de la section 3 montre le tracé du critère de Simpson-Hunter sur la zone Iroise et délimite les deux zones des IO et du RS comme des zones de brassage continu (ou ZMP pour zone of mixed waters production). Les eaux produites dans ces zones sont ensuite dispersées et forment le panache dont on se propose d'étudier la variabilité, au travers d'études de sensibilité des processus dispersifs à des paramètres environnementaux et locaux en milieu côtier et stratifiée, puis en complétant cette étude grâce à la modélisation réaliste de la dynamique en mer d'Iroise. Nous montrons dans cette dernière étude, qui porte sur des épisodes d'extension du panache d'Ouessant particulière, que la présence en subsurface des eaux mélangées dans les ZMP puis dispersées en mer d'Iroise et Manche, peut entraîner, sous les effets conjugués de processus de mélange et de mécanismes dispersifs, des remontées d'eaux froides en surface, et ainsi marquer le champ de température de surface.

Chapitre 3

Production et dispersion des eaux mélangées en zones stratifiées côtières

3.1 Résumé des études académiques et résultats principaux

Cette étude traite de l'extension des panaches d'eaux mélangées dans les zones côtières. Cette problématique est reliée à la dynamique des fronts de marée et est traitée à l'aide de configurations académiques dans lesquelles le mélange induit par la marée est représenté par une zone fixe où les eaux stratifiées sont homogénéisées en permanence (nommée ci-après ZMP pour zone of mixed waters production). La sensibilité des processus dispersifs aux paramètres locaux et saisonniers est analysée. Mélanger des masses d'eau verticalement et localement produit des structures baroclines instables. Nous montrons qu'il en résulte des tourbillons transportant en leur coeur des masses d'eaux mélangées loin de la zone de mélange. De nouvelles eaux stratifiées remplacent ces eaux dispersées au sein de la zone de mélange afin que le processus d'homogénéisation puisse se poursuivre. Le taux de production d'eaux homogènes peut ainsi être directement relié à la capacité des tourbillons ou d'autres processus de dispersion à propager les eaux homogènes loin de la ZMP. Une méthode pour quantifier la dispersion d'eaux mélangées basée sur ce principe est proposée.

Plusieurs mécanismes menant à la dispersion et propagation des eaux mélangées en milieu côtier sont identifiés. Nous utilisons une configuration à quatre couches afin d'étudier leur sensibilité à différents paramètres tels que la topographie, la présence d'une côte à proximité du panache d'eaux mélangées, le taux de mélange diapycnal, la friction de fond, la stratification ou l'existence d'un courant barotrope. Nous utilisons l'anomalie

de vorticité potentielle comme un traceur des masses d'eaux mélangées. On peut ainsi calculer le taux de production en fonction des paramètres listés ci-dessus, puis analyser les mécanismes de dispersion. On montre que :

- L'instabilité barocline est le mécanisme le plus efficace à disperser les eaux homogènes. Les tourbillons émergents sont en effet principalement constitués de dipoles baroclines (ou hétons) ayant des capacités auto-propagatives.
- Sur le plan f, une pente perturbe l'instabilité barocline et réduit son taux de production. Les eaux homogénéisées sont canalisées en un panache suivant les isobathes.
- Lorsque le mélange est maintenu à proximité d'une frontière (ou d'un mur), les tourbillons émergents sont de taille plus petite, ce qui réduit radicalement l'efficacité de l'instabilité barocline. Des effets miroir et un courant côtier (ou de Kelvin) qui se développe le long de la côte favorisent à moindre échelle la dispersion. Ils canalisent les eaux mélangées le long de la frontière (effet renforcé par une pente) si bien que le panache est alors orienté vers le Nord pour une frontière à l'Est. Cependant, ces effets défavorisent l'instabilité barocline, si bien que le taux de production et la dispersion sont réduits lorsque l'homogénéisation a lieu le long d'une côte.
- Augmenter le taux de mélange a un effet limité sur le taux de production et la dispersion des eaux mélangées. En effet la production d'eaux mélangées nécessaire au renouvellement des eaux formant le panache est alors davantage dépendante des processus de dispersion que de la capacité à mélanger.
- Une friction de fond installe une dynamique de gravité réduite et inhibe le mode barotrope. Cela a pour effet de réduire la taille des vortex émergeant de l'instabilité barocline, ce qui diminue fortement le taux de production et l'efficacité de la dispersion. La structure verticale du courant côtier est également modifiée, ce qui altère significativement le schéma de dispersion. Les effets associés à ce processus restent difficiles à prévoir.
- Un affaiblissement de la stratification a deux effets opposés : cela réduit la taille des vortex émergents mais renforce le couplage entre les couches. Nous montrons que ce dernier effet n'est pas suffisant pour compenser la réduction de la taille des tourbillons. L'instabilité barocline et la dispersion des eaux homogénéisées est ainsi réduite lorsque la stratification s'affaiblit.
- Enfin, lorsqu'un courant barotrope est ajouté et dans le cas où le mélange est maintenu loin des frontières du domaine, la dispersion augmente linéairement avec la vitesse du courant une fois que celle-ci est supérieure à une vitesse seuil. La direction du courant a néanmoins un effet sur les fronts tidaux se développant le long d'une côte : les production et dispersion augmentent linéairement (au delà d'une vitesse seuil) pour des courants vers le Sud, tandis qu'un courant vers le Nord inhibe l'instabilité barocline,

si bien que le taux de production moyen reste quasiment constant. Dans ce cas, le schéma de dispersion varie et montre des émissions périodiques d'eaux homogénéisées.

L'application de ces résultats à la réalité est également discutée.

Les méthodes et résultats de cette étude, qui a été faite en collaboration avec le Laboratoire de Physique des Océans, notamment sur la partie observationnelle, sont détaillés dans un article soumis au Journal of Continental Shelf Research en Septembre 2011 et inséré dans les pages qui suivent.

Production and dispersion of mixed waters in stratified coastal areas

Audrey Pasquet[*,1,2,3], Tanguy Szekely[4,5], Yves Morel[**,2]

Abstract

This paper deals with the extension of mixed water plumes in a coastal environment. This problem is connected with the dynamics of tidal fronts and is studied using simplified academic configurations where tidal mixing is represented as fixed areas where stratified waters are continuously homogenized. The sensitivity of dispersive processes to seasonal and local parameters is analyzed.

Localized mixing produces baroclinically unstable structures which is shown to generate vortices that transport mixed waters trapped in their core away from the mixing area. New stratified waters then enter the mixing area so that the homogenization process can be pursued. The production rate of homogenized waters is thus closely related to the ability of vortices, or other dispersive effects, to propagate away from the mixing area and disperse homogenized waters. A way to quantify dispersion is then proposed, based on this principle.

Several mechanisms leading to vortex propagation and dispersion of mixed waters are identified. We use a four layer configuration to study their sensitivity to different parameters such as the topography, the presence of a coast near the mixed water plume, the vertical mixing rate, the bottom friction, the stratification or the existence of a background current. Potential vorticity anomaly is used as a tracer of the mixed waters and to calculate production rates as a function of the latter parameters, and to analyze the dispersive mechanisms. It is shown that:

- Baroclinic instability represents the most efficient mechanism for dispersing the homogenized waters. The emerging vortices are indeed mainly constituted of baroclinic dipoles (or hetons) with self propagating capacities.
- On the f-plane, a bottom slope perturbs baroclinic instability and reduces the production rate. The homogenized waters are also funneled in a plume along lines of constant depth.

[*]Corresponding authors
[**]Corresponding authors
Email addresses: audrey.pasquet@shom.fr (Audrey Pasquet), tanguy.szekely@ifremer.fr (Tanguy Szekely), yves.morel@shom.fr (Yves Morel)
[1]Universite Paul Sabatier, Toulouse, France
[2]S.H.O.M., 42 Avenue Gaspard Coriolis, Toulouse, France
[3]L.E.G.O.S., CNRS UMR5566, 14 Avenue Edouard Belin, Toulouse, France
[4]LPO, CNRS UMR6523, IFREMER, Centre de Brest, Plouzané, France
[5]Universite de Bretagne Occidentale, Brest, France

- When mixing is produced against a wall, smaller vortices emerge, which drastically reduces the baroclinic instability efficiency. Mirror effects and a thin coastal (Kelvin) current developing along shore also favor dispersion but are of weaker influence. They also funnels dispersion along the coast (an effect which is strengthened by a bottom slope) so that the mixed waters form a plume extending Northward when the wall is located on the Eastern boundary. However these effects also counteract baroclinic instability so that the production rate and dispersion efficiency globally decrease when homogenization occurs along a coast.

- An enhancement of mixing has a limited effect on the production rate and dispersion of homogenized waters because the production of mixed waters is strongly constrained by dispersive processes rather than the ability of mixing to renew the homogenized plume.

- A bottom friction establishes a reduced gravity dynamics and inhibits the barotropic mode. This induces a reduction of the size of vortices emerging from baroclinic instability, which strongly diminishes the production rate and dispersion efficiency. It also modifies the vertical structure of the coastal (Kelvin) current which can significantly alter the dispersion pattern, but the effect associated with this process remains difficult to predict.

- A decrease of the stratification has two counteracting effects: it reduces the size of the emerging vortices but also reinforces the coupling between layers. We have found that the latter effect is not strong enough to overcome the reduction of the size of the emerging vortices, so that baroclinic instability and dispersion of homogenized waters are inhibited when the stratification is reduced.

- Finally, when a background barotropic current is added and if mixing occurs away from boundaries, dispersion increases linearly with the velocity field above a background velocity threshold. However, a tidal front developing along a coast exhibits strong asymmetries depending on the direction of the current: production and dispersion increases linearly (above a threshold) with a Southward current, whereas it is shown that a Northward current inhibits baroclinic instabilities so that the average production rate remains almost constant. In that case, dispersion exhibits specific patterns with periodic release of homogenized water.

The application of these results to the real ocean is discussed too.

Key words: Tidal fronts, Ushant front, coastal dynamics, mixing, baroclinic instability, vortices

3.2 Introduction

In shelf-seas, when atmospheric heating is strong enough to overcome mixing mechanisms (surface or bottom boundary layers, shear instability, ...), a seasonal stratification settles. The seasonal thermocline then separates a cold bottom layer rich in nutrients and a surface layer of warm water. In areas of strong diapycnal mixing (usually associated with barotropic tides or internal waves breaking), hydrological and bio-geochemical properties are homogenized in the water column, which can bring nutrients into the euphotic zone enhancing planktonic growth. In addition, surface and bottom fronts are formed, separating homogenized waters from stratified waters, which also represent areas of strong vertical motions favoring planktonic blooms. Spatial and temporal variabilities of bio-geochemical properties are thus largely impacted, if not entirely driven, by the extension of homogenized waters (Vincent and Kurc [1975] ; Pingree et al. [1982] ; Richardson et al. [2000]). It is thus important to understand the different processes responsible for the evolution and spreading of the homogenized waters.

Tidal mixing fronts occur frequently in shelf-sea areas worldwide, and are known to form when surface and bottom boundary layers (respectively associated with the stress due to the wind and strong tidal currents) overlap and lead to the homogenization of the water column. This is the case in particular of the Ushant front, forming in the Iroise Sea along the Brittany coast during summer (Le Boyer et al. [2009] ; Muller et al. [2010] ; Renaudie et al. [2011]). Other common places for similar front formations are the North Sea, the Celtic Sea and the Irish Sea (Hill et al. [1993] ; Horsburgh et al. [2000] ; Fernand et al. [2006]). The determination of their extension was first tackled by (Simpson and Hunter [1974]) (SH74), who proposed a criterion of occurrence for tidal fronts that they applied to the Irish Sea. When considering the depth h and the velocity u, the ratio h/u^3 reaches locally a critical value where the stabilizing heating fluxes are overcome by vertical mixing processes, so that the water column is homogenized. This criterion has first been used in a numerical model by Pingree and Griffith in 1978 (Pingree and Griffiths [1978]), and discussed for the Iroise Sea by Mariette and LeCann in 1985 (Mariette and Lecann [1985]). This criterion has often been used to delineate the position of the front separating homogenized and stratified waters, but, in practice, it can only be used to localize areas of strong mixing and generally underestimates the extension of homogenized waters which is mainly driven by dispersive processes. Indeed, the circulation developing near fronts has been frequently studied in the past (Brown et al. [1999] ; Hill et al. [2008]) and fronts are, for instance, known to be associated with baroclinic instability, responsible for cross frontal exchanges and vortex generations (Pavec et al. [2005] ; Badin et al. [2009]). The generated vortices can transport waters, in particular homogenized waters, with specific hydrological or biological properties trapped in their core away from their origin.

Baroclinic instability and vortex propagation are sensitive to background characteristics. For instance, dipolar propagation (Morel and McWilliams [1997] ; Carton [2001]) and the general effects of a background potential vorticity gradient due to topography (LaCasce [1998] ;Thierry and Morel [1999] ; Herbette et al. [2003] ; Pavec et al. [2005] ; Sutyrin and Carton [2006]) or baroclinic currents (Morel [1995] ; Vandermeirsch et al. [2001] ; Vandermeirsch et al. [2003a] ; Vandermeirsch et al. [2003b]) are known to influence the displacement of vortices. In addition, other processes can play a role on the dispersion of water masses, such as coastal currents, associated with Kelvin waves and geostrophic adjustment of gravity plumes along a wall (see Gill [1976] ; Nof [1999]) ; Reznik and Grimshaw [2002] ; Helfrich [2006]). Despite some studies for the case of convection in the deep ocean (see Legg and Marshall [1993] ; Legg et al. [1996] ; Legg et al. [1998] ; Legg and Marshall [1998]) this existing knowledge on baroclinic instability and vortex dynamics has seldom been used to study the dispersion and extension of homogenized waters in particular in shelf seas where coastal currents can play an important role too. Notice that in the case of tidal mixing, the homogenization area is localized and mixing is continuously applied. This represents a specificity that, as we will see below, enables us to connect dispersive effects to the production rate of homogenized waters and define a metric to measure dispersive effects.

The focus of this paper is thus the assessment of the dispersion of homogenized waters in coastal areas. The influence of different processes, taken separately and conjugated, is investigated in academical configurations. A brief description of the Ushant front based on observations is presented in the second section to expose the different dispersion patterns exhibited by this tidal front. The simplified four layer shallow water configurations, where mixing is continuously applied over a prescribed area to produce homogenized waters, are then presented together with the numerical model used for our investigations. The processes potentially impacting the dispersion are summarized and several metrics and analysis tools are proposed in section 4. In particular a simplified box model is developed showing that dispersion can be assessed via the calculation of the homogenized water production rate. The influence of the selected processes on the dispersion of the homogenized water plume is then analyzed in detail. Following a recent study on river plume dynamics (Schiller and Kourafalou [2010]), we also study the sensitivity of our results to configuration parameters such as the topography, the presence of a coast near the mixed water plume, the vertical mixing rate, the bottom friction, the stratification and the existence of a large scale background current. The dynamics is analyzed in detail using potential vorticity. The final section summarizes our results and discusses their potential applications to the real ocean.

3.3 Ushant Front : Observations

3.3.1 Hydrological structure and variability of the Ushant Front

The Iroise Sea is characterized by the presence of a surface front, the Ushant front. This pattern is associated with homogenization of the water column and composed of a surface and a bottom front (Le Corre and Mariette [1985]). Temperature cross sections have indeed revealed the existence of a surface front between mixed waters with temperature $T \simeq 14°C$ and warmer waters with $T \geq 18°C$, while a bottom front separates the same homogenized waters from colder bottom water with $T \leq 11°C$ (see Fig. 3.1). Recent observations show that the two fronts are not necessarily co-localized (Le Boyer et al. [2009]), showing that the dynamics of this front is not barotropic. Noticeably, SST maps and longitudinal cross sections of temperature on Fig. 3.1 show the existence of meanders and vortices with isolated core of unstratified waters, suggesting that mixed water can be advected far from areas of intense mixing in vortical structures.

Salinity does not vary much in this area ($35.35 \leq S \leq 35.4 PSU$) and density is mainly driven by temperature. The large scale circulation can however bring waters with some specific characteristics in the Ushant area and salinity can be used as a tracer which can sometimes help following the penetration of the mixed waters into the thermocline. This was the case in august 2005 when the waters entering the Ushant area were slightly saltier than the offshore surface and bottom waters in the sector where the front extended. Cross sections were achieved in the Ushant area during the MOUTON2005 campaign at sea using a towed fish with seabird CTD. Figure 3.2 represents East-West temperature and salinity sections along 48.08° N crossing the front. At this time (16^{th} of August 2005), the salinity within the mixing area (West of 5.2 ° W or so) is slightly higher than offshore where an intermediate salinity maximum was observed within the thermocline. This allowed to follow the penetration of the Ushant mixed waters into the thermocline and their dispersion offshore away from the strong mixing area : the high salinity plume roughly extends from 5.2 ° to 5.7 ° W, at least 40km away from the mixing area. Satellite observations show that the Ushant front signature on the SST is prone to rapid spatial variations. Figure 3.3(a) shows an extension, observed early in the summer, where the front develops close to the coast and penetrates in the Channel following the shoreline with a reduced offshore extension. The offshore extension is also obviously associated with large meanders. The mixed water extensions can however detach from the coast and follow the isobaths into the English Channel (see figure 3.3(c)) or even sometimes reach the Scilly Island in the north as can be seen in Fig. 3.3(d)).

Finally, Fig. 3.3(b) shows that the mixed water plume can also extend south of Raz de Sein. This southward extension sometimes follows the coast in a thin coastal current or

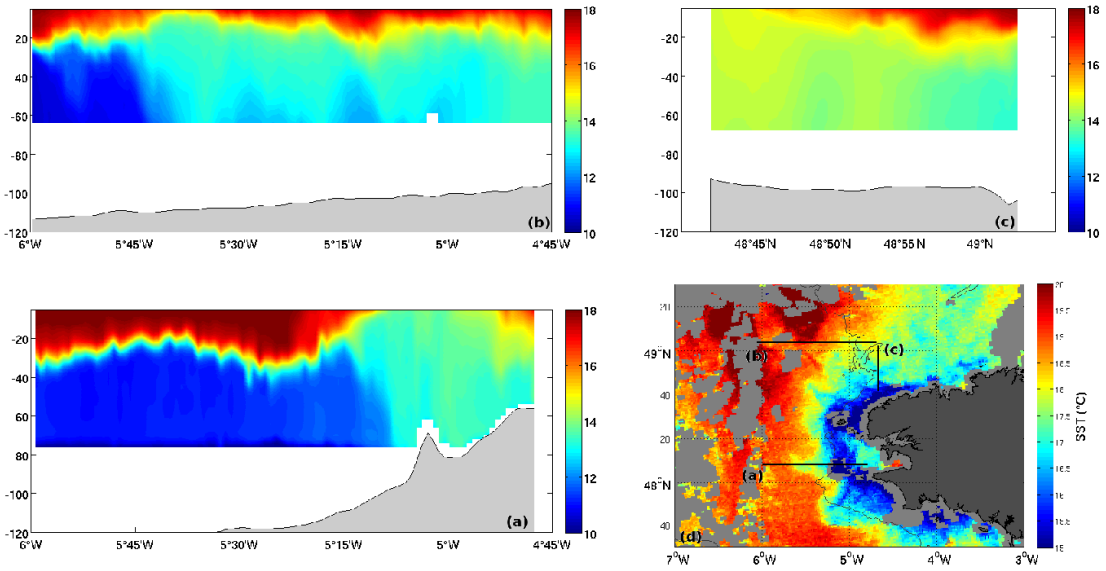


FIG. 3.1: $(a), (b) and (c)$: Temperature cross-sections obtained during the FROM-VAR2010 campaign, between 06.08.2010 and 08.08.2010. (d) : SST measured by satellite on 08.08.10 and cross section positions.

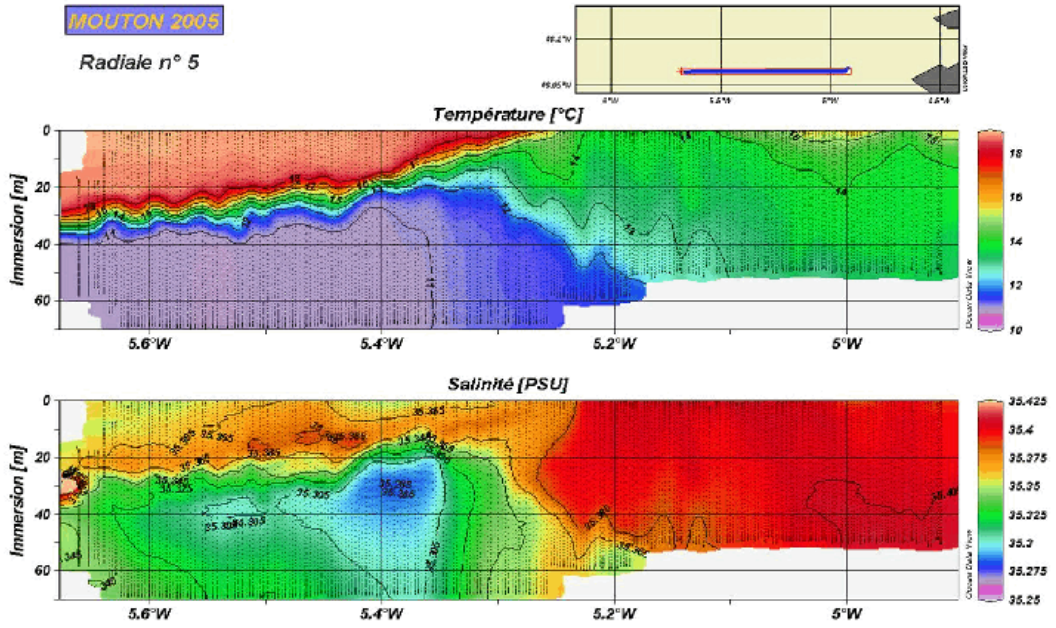
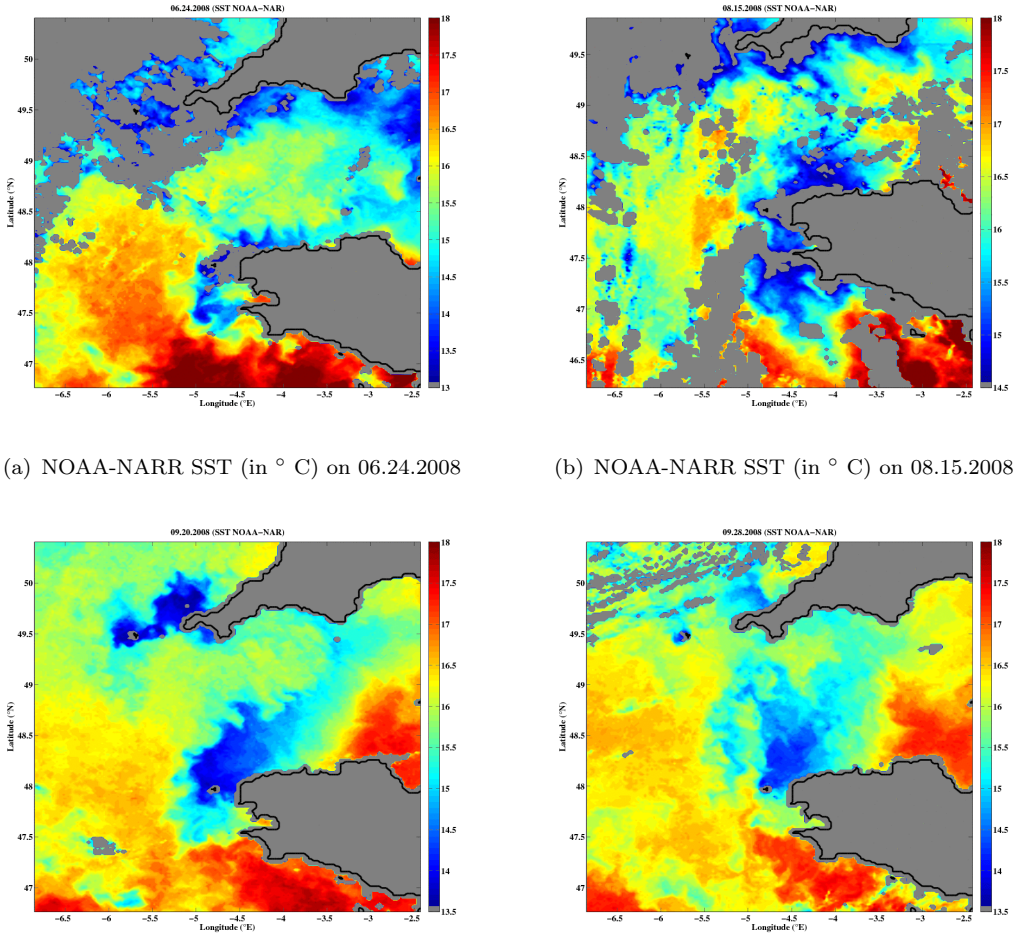


FIG. 3.2: Temperature and salinity cross sections obtained on the 16^{th} of August 2005 (MOUTON2005 campaign).

in eddies of different scales as illustrated in Fig. 3.4. In summary, all these observations



(a) NOAA-NARR SST (in ° C) on 06.24.2008

(b) NOAA-NARR SST (in ° C) on 08.15.2008

(c) NOAA-NARR SST (in ° C) on 09.20.2008

(d) NOAA-NARR SST (in ° C) on 09.28.2008

FIG. 3.3: NOAA-NAAR SST maps at different times showing different patterns of the Ushant front. 3.3(a) : The front follows the coast and instabilities develop cross-shore. 3.3(b) : The front extends Northward and Southward and also exhibits instabilities meanders. 3.3(c) : The front detach from the coast and extends in the North-East direction, roughly following isobaths. 3.3(d) : The front is displaced Westward a few days after 3.3(c).

show that the extension of mixed water is a baroclinic process associated with eddy structures and highly variable with many different horizontal patterns.

3.3.2 Simpson-Hunter criterion for the Ushant front

The Simpson-Hunter criterion h/U^3 (thereafter SH criterion) scales the energy rate extracted from the water column over solar fluxes to the amount of energy provided by tides to mix the water column. Complete homogenization can be achieved when SH becomes small, in particular in regions where there exists intense tidal currents (Simpson

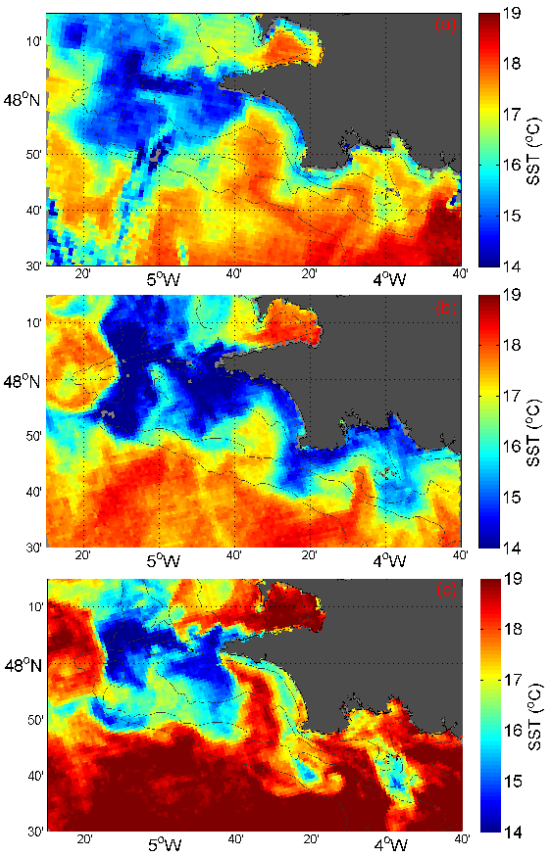


FIG. 3.4: SST (sattelite data) in the southern part of Iroise sea respectively on 06.24.06, 07.07.06 and 07.12.06.

and Bowers [1980]). The value of U to be considered for SH criterion has been debated : Farnhead [1975] and Simpson et al. [1978] used to consider the mean current velocity during a spring tide to scale U, while James [1977] considered that a better scale is given by the mean current velocity during a neap tide, since the modeled position of tidal fronts does not vary within the same order of magnitude as the SH criterion during a spring-neap cycle. Mariette and Lecann [1985] chose the mean velocity related to a mean tidal coefficient, computed by a barotropic tidal model (Mariette et al. [1982]). Their results showed a satisfying match between a SH criterion of $log_{10}(h/U^3) = 2.0$ and the mean position of the front. Their method is used here to compute the SH criterion during July 2006 using a tidal barotropic model of the Channel and the bay of Biscay forced at the boundaries by the 4 main tidal constituents for the area (M2, N2, S2, K2, see Pichon and Correard [2006]). Three contours are plotted on Fig. 3.5. SH is weaker in shallow waters submitted to strong currents. Two zones of intensified mixing are noticeable around the Ushant Island ((5°05' W, 48°,25' N), UI hereafter) and the "Chaussée de Sein"(around (4°50' W, 48° N), CS hereafter). In these areas, the ratio h/U^3 is more

than 6 times stronger than in the homogenized area of the Iroise Sea. However, SH criterion seem to roughly identify areas of mixing and does not match the front location ($log_{10}(h/U^3) \leq 2.2$ near the UI and $log_{10}(h/U^3) \leq 2.5$ near the CS) and the mixed water plume obviously sometimes extends away from the small SH regions. Notice for instance that cold homogenized waters are present between the two mixing-intensified zones or south of CS (features that can be found frequently every year) even though these regions are not associated with intense mixing (large SH). In addition, James [1977], Simpson and Bowers [1979] and Cambon [2008] showed that the evolution of the extension of tidal fronts is not linked to the modulation of the tidal current intensity by the neap-spring cycle.

These observations indicate that homogenized waters are displaced away from strong mixing areas and that mixing is not the only process to be considered to explain the extension of homogenized waters in coastal areas. The SH criterion thus indicates regions of intense mixing, which are localized and fixed, but can not be used to delineate the extension of the homogenized plume or even the tidal front which is its surface signature.

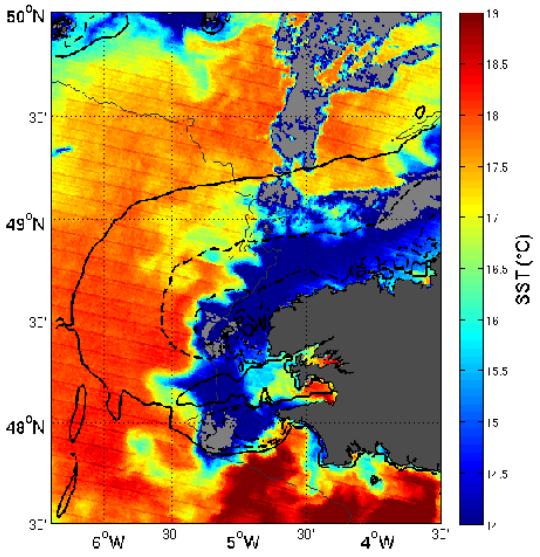


FIG. 3.5: SST in the Iroise Sea on 07/14/2010 at 2h32 and Simpson-Hunter criterion $log_{10}(h/U^3) = 2.2$ (dot-dashed lines),$log_{10}(h/U^3) = 2.5$ (dashed lines) and $log_{10}(h/U^3) = 2.8$ (hard lines).

3.4 Model and properties of shallow water multilayer fluids

3.4.1 Equations

In this study, we consider a simplified four layer configuration whose dynamics is governed by the shallow water equations, which write for each layer k :

$$\begin{aligned}
&\partial_t u_k + (\mathbf{U}_k.\nabla)\, u_k - f v_k = -\partial_x M_k + \partial_x \left(\nu \partial_x^3 u_k\right) + \partial_y \left(\nu \partial_y^3 u_k\right) + F_x + \tau_x^b,\\
&\partial_t v_k + (\mathbf{U}_k.\nabla)\, v_k + f u_k = -\partial_y M_k + \partial_x \left(\nu \partial_x^3 v_k\right) + \partial_y \left(\nu \partial_y^3 v_k\right) + F_y + \tau_y^b,\\
&\partial_t h_k + div(h_k \mathbf{U}_k) = S_k,\\
&M_k = \sum_{i=1}^{i=N} g h_i + \sum_{i=1}^{i=k-1} \frac{\rho_i - \rho_k}{\rho_0} g h_i.
\end{aligned} \tag{3.1}$$

where N is the total number of layers ($N = 4$ here), $\mathbf{U}_k = (u_k, v_k)$ is the horizontal velocity field and h_k is the thickness of layer k, f is the Coriolis parameter, M_k is the Montgomery potential, which stands for the pressure along an isopycnal surface, ν is the bi-harmonic viscosity coefficient along isopycnal surfaces and is chosen as (see Winther et al. [2007]) :

$$\nu = max\left(C_s^1 \Delta x^3 |\mathbf{U}_k|, C_s^2 \Delta x^2 \sigma\right), \tag{3.2}$$

where $C_s^1 = 1/32$, $C_s^2 = 0.05$ and σ is the deformation tensor. $\vec{\tau^b}$ is the quadratic bottom friction applied to the bottom layer :

$$\vec{\tau^b} = \frac{C_d |\mathbf{U}_k| \mathbf{U}_k}{h_{bottom}}, \tag{3.3}$$

where h_{bottom} is the thickness of the layer in contact with the bottom. Finally, $\mathbf{F} = (F_x, F_y)$ and S are terms associated with parametrization of the diapycnal diffusion of momentum and mass and are expressed as
(see Morel and McWilliams [2001]) :

$$\begin{aligned}
Fx &= \frac{\Delta\rho}{h} \partial_\rho \left(K_u \frac{\Delta\rho}{h} \partial_\rho u\right),\\
Fy &= \frac{\Delta\rho}{h} \partial_\rho \left(K_u \frac{\Delta\rho}{h} \partial_\rho v\right),\\
S &= -\partial_\rho^2 \left(K_\rho \frac{\Delta\rho^2}{h}\right).
\end{aligned} \tag{3.4}$$

An essential property of these equations is Lagrangian potential vorticity conservation in regions where forcing and dissipation are negligible (see Ertel [1942]). For each layer k, the potential vorticity (PV) is defined by :

$$PV_k = \frac{\zeta_k + f}{h_k} \tag{3.5}$$

and the potential vorticity anomaly (PVA) by :

$$PVA_k = H_k \left(\frac{\zeta_k + f}{h_k} - \frac{f}{H_k} \right) = \frac{H_k}{h_k} \left[\zeta_k - f \frac{h_k - H_k}{H_k} \right] \tag{3.6}$$

where ζ_k is the relative vorticity of layer k and is defined by $\zeta_k = \partial_x v_k - \partial_y u_k$ and H_k is the layer thickness at rest. The $-f(h_k - H_k)/H_k$ term is called the stretching term. PVA is a linear function of the PV and is a signature of the geostrophic dynamics (see Morel and McWilliams [2001] ; Herbette et al. [2003] ; Herbette et al. [2004] ; Herbette et al. [2005]). It has the same conservative properties in the absence of planetary beta and topographic effects.

3.4.2 Model

Equations 3.1 are solved numerically using an adiabatic version of the Miami Isopycnal Coordinate Ocean Model (MICOM) (Bleck and Boudra [1986] ; Bleck and Smith [1990] ; Bleck et al. [1992]). For a better conservation of PV, the advection of momentum uses a fourth-order scheme (see Morel and McWilliams [2001] ; Winther et al. [2007]) and a modification of the time stepping scheme (Morel et al. [2008]). The diapycnal diffusion terms in Eq. 3.4 are computed following Hu [1996] to deal with vanishing layers. Notice that in this simplified configuration, mixing is represented as follows : appropriate fractions of layers k-1 and k+1 homogenize so as to fill in layer k (associated with an intermediate density (see Hu [1996]). As a result, when there remains two layers, the homogenization process is completed, so that 4 layers are a minimum to represent the formation of mixed waters with intermediate densities found in the thermocline layers, here layers 2 and 3.

3.4.3 Initial configurations

The goal of this study is to investigate the production rate of mixed waters in coastal areas through the influence of several dispersive processes and their sensitivity to bottom slope steepness α, bottom friction Cd, stratification $\Delta\rho$, diapycnal mixing rate Kv_0 or a Northward barotropic current V_0. To do so, we consider 4 layer configurations where waters are continuously mixed within a fixed area at a prescribed rate. This area is

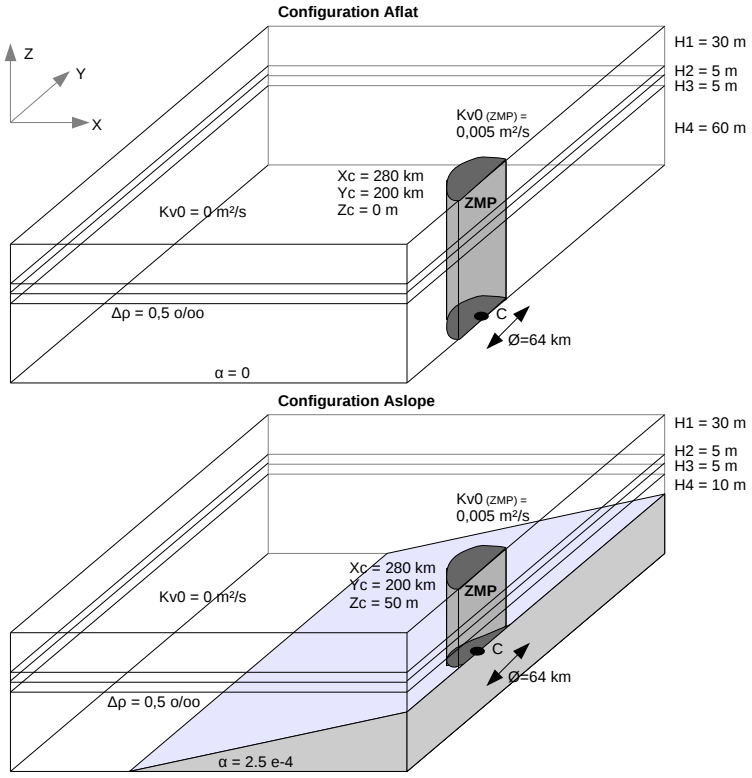


FIG. 3.6: Configurations characteristics : the coastal setups Aflat and Aslope

referred to in the following as the zone of mixing production (ZMP). The ZMP will either be (see Fig. 3.6 and Fig. 3.7 for the reference configurations) :

– a semi cylinder water column located at the eastern boundary of a $280 * 600km^2$ domain. The coordinates of the center of the ZMP are (X_c=280 km, Y_c=200 km). This configuration is referred to as the coastal configuration.
– a cylinder water column located at the center of a $602 * 600km^2$. The coordinates of the center of the ZMP are (X_c=301 km, Y_c=300 km). This configuration is referred to as the centered configuration.

Longer meridional extensions are chosen to study the sensitivity to a Northward barotropic current : $280 * 1200$ km^2 and $602 * 1200$ km^2 for the coastal and the centered

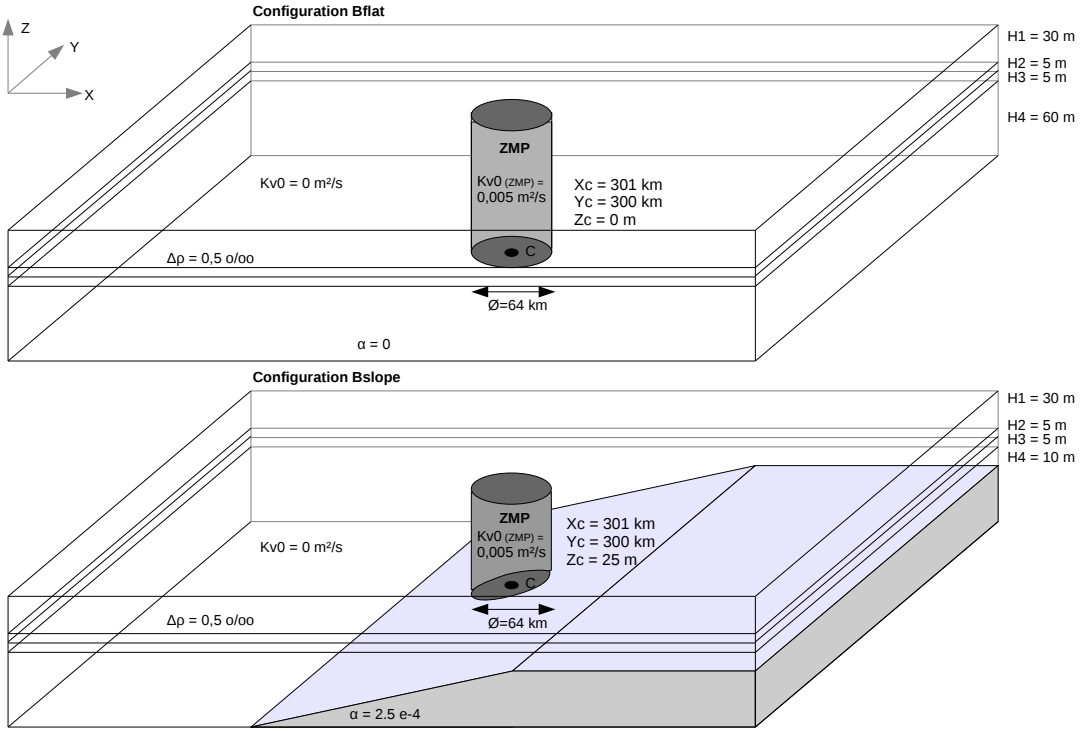


FIG. 3.7: Configurations characteristics : the centered setups Bflat and Bslope

configuration respectively.

For each configuration, the grid step is 2 km and a flat or a sloping bottom are considered. The initial state is at rest. Simulations are run for 90 days. The diapycnal mixing coefficients K_u and K_ρ have been chosen such as $K_u = K_\rho = Kv_0$ in the ZMP and $K_u = K_\rho = 0$ elsewhere. It is worth noticing that outside of the ZMP the dynamics is adiabatic and PV is thus conserved and can therefore be used as a tracer of homogenized waters.

Periodic conditions are applied at the southern and northern boundaries. Velocity and layer thickness fields are nudged toward their initial values ($U_k = 0$ or $U_k = U_0$ when an initial barotropic current is considered, and $h_k = H_k$) within a 60 km wide nudging layer at the northern boundary (centered at y=550km for the reference configuration and at y=1150km for the extended configuration). For the coastal configurations, all fields are nudged toward their values at rest near the Northern boundary with a damping rate F_{nudge} given by :

$$F_{nudge} = \frac{1}{2T_N}\left(1 - cos\left(2\Pi\frac{y}{L_N}\right)\right) \tag{3.7}$$

(3.8)

where $L_N = 60\ km$ is the nudging layer width and T_N, in days, is carefully chosen (between 1 to 7 days) to avoid re-entrance of the Northward, rapidly propagating, Kelvin waves at the southern boundary.

Preliminary experiments with extended configurations confirmed that the above grids and damping rates are adapted to avoid problems associated with periodic boundary conditions. The time averaged production of water is calculated accordingly on the first 60 days in all configurations except for the extended grid experiments, where only the first 40 days are used.

3.4.4 Governing parameters

Equations 3.1 can be non-dimensionalized using horizontal and vertical scales L and H, a density scale $\Delta\rho_o$ and a time scale T or equivalently a velocity scale $U = L/T$. Neglecting isopycnal viscosity, whose influence is very limited in high resolution simulations, many dimensionless parameters appear :

- the Rossby number $\frac{U}{f\ L}$,
- the Froude numbers $Fr = \frac{U^2}{gH}$ and $Fr' = \frac{U^2}{g'H}$ (where $g' = g\ \Delta\rho/\rho_o$) scaling the fluid velocity to the surface or internal gravity wave speed,
- the Péclet numbers $Pe_1 = \frac{H^2\ f}{K_u}$ and $Pe_2 = \frac{H^2\ U}{L\ K_\rho}$ scaling the diapycnal diffusion effects to geostrophy and horizontal advection,
- $\frac{C_d\ U}{f\ H}$ scaling bottom drag to the Coriolis term.

In addition, there exists eight dimensionless parameters associated with the chosen initial configurations : H_1/H, H_2/H, H_3/H, H_4/H, R/L, d/L with d the distance of the mixing zone center to the Eastern boundary, V_0/U (where V_0 is the Northward barotropic current), and the bottom slope α.

Without further hypothesis, this leads to far too many independent dimensionless parameters and the present study can not be exhaustive in the whole range of possible initial configurations. We will thus restrict our attention to some specific cases, representative of the coastal area and in particular the Iroise sea.

We thus consider fixed layer depths and chose $H_1 = H_{surface} = 30m$,$H_2 = H_3 = 5m$, $H_4 = H_{bottom} = 60m$. Unless stated otherwise (when studying the sensitivity to background stratification), the density jump between two adjacent layers is fixed to $\Delta\rho_0/\rho_0 = 0.5$ ‰. This is representative of a late summer stratification in a coastal area such as the Iroise sea. A constant Coriolis parameter $f = 7.10^{-5}\ s^{-1}$ is chosen so as to get an internal radius of deformation of $Rd \simeq 8\ km$ associated with 4 grid points (see Winther et al. [2007]). The ZMP radius is fixed to $R = 32\ km$ (four times the radius

of deformation) and we hypothesize that $K_\rho = K_u = Kv_0$ (unless stated otherwise $Kv_0 = 50.10^{-4}\ m^2/s$). Finally, unless stated otherwise (sensitivity to bottom slope) the bottom will either be flat or with a slope $\alpha = 2.5.10^{-4}$ and we will only consider the centered or coastal configurations described above, corresponding to two extreme cases for the d/L parameter (maximum interaction with the wall or no interaction).

3.5 Dispersive processes : description and evaluation tools

In the configurations considered in this study, homogenized waters are created in a prescribed area, the ZMP. Different processes then act to transport and disperse these waters away from the ZMP. Stratified waters thus refills this area, leading to further homogenization. It is thus important to identify the dispersive processes, evaluate their relative influence and study their sensitivity to physical and configuration parameters in order to understand what drives the extension and production rate of the homogenized waters plume. This is what is done in the present section and numerical tools used to evaluate their structural, spatial and temporal effects are also described.

3.5.1 Baroclinic instability

Baroclinic instability is ubiquitous for tidal fronts (see Pavec and Carton [2004]) and is a key process in our study as baroclinically unstable structures usually break into baroclinic dipoles, or hetons, transporting and dispersing homogenized waters away (see Morel and McWilliams [1997]). Indeed, as shown in Morel and McWilliams [2001], the Haynes and McIntyre criterion implies that diapycnal mixing leads to the formation of opposite sign PVA anomalies : negative for the intermediate layers that gain mass (layers 2 and 3 here) and positive for layers loosing mass (layers 1 and 4 here, see Fig. 3.10) (Haynes and McIntyre [1987] ; Haynes and McIntyre [1990]). When the front outcrops, the later layers vanish, which plays the role of the positive PVA (see Charney and Stern [1962a] ; Morel et al. [2006]). This PVA structure meets the Charney Stern criterion for instability (Charney and Stern [1962b]) and is indeed unstable to baroclinic perturbations (see Morel and McWilliams [2001]). Opposite sign PVA poles then emerge at the edge of the ZMP (see section 3.6.1.1 below), eventually forming baroclinic dipoles that detach from the ZMP, trapping and transporting homogenized waters.

The dispersion associated with baroclinic instability is thus associated with the self advection of the emerging dipolar vortices (Morel and McWilliams [2001]), which can be roughly estimated as a function of the configuration characteristics. Indeed, for a hetonic structure constituted of two opposite sign vortices with the same absolute strength and with a simplified PVA structure $\frac{h}{H}\ PVA = Q$ constant within the core of the vortex and $PVA = 0$ outside, the self advection speed is approximately given by (see Carton [2001], Sutyrin and Morel [1997]) :

$$V_{adv} \ = \ \frac{\Gamma}{\pi}\left[\frac{1}{2d} - \frac{1}{R_v} I_1\left(\frac{R_v}{R_d}\right)\ K_1\left(\frac{d}{R_d}\right)\right], \tag{3.9}$$

where R_v is the vortex radius, d the horizontal distance between the two PVA pole centers, R_d the internal radius of deformation, and Γ the barotropic (vertically averaged) PVA substance over one vortex core :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{1}{H_1+H_2}\int\int h\ PVA\ dxdy \\ &\simeq \frac{H_1}{H_1+H_2}\pi\ R_v^2\ Q. \end{aligned} \tag{3.10}$$

We can also hypothesize that for the emerging baroclinic dipoles $d = 2\ R_v$, which yields :

$$V_{adv} = R_v\ \frac{H_1\ Q}{H_1+H_2}\left[\frac{1}{2} - I_1\left(\frac{R_v}{R_d}\right)\ K_1\left(\frac{2R_v}{R_d}\right)\right]. \tag{3.11}$$

If we further assume that the most unstable wavelength and the size of the emerging dipole is approximately given by the radius of deformation, this yields :

$$V_{adv} \simeq 0.42\ R_d\ \frac{H_1\ Q}{H_1+H_2}. \tag{3.12}$$

The value of the PVA, Q, is associated with mixing and can be approximated by $Q \simeq f\Delta h/H$ where Δh is the thickness of the intermediate layers and H its initial value. When mixing is complete we get $Q \simeq f$ so that the maximum dipolar advection speed is

$$V_{adv} \simeq 0.42\ R_d\ \frac{fH_1}{H_1+H_2}. \tag{3.13}$$

The previous discussion and calculations obviously present rough estimates (for instance, given the fact that we consider a four layer model, Eq. 3.11 is more complex and has to include the other internal radius of deformation), but we can conclude that :

– Mixing determines and maintains the PVA structure of the ZMP. This PVA structure is constituted of opposite sign PVA (positive in the upper and lower layers, 1 and 4, and negative in the intermediate layers, 2 and 3) which is baroclinically unstable. Baroclinic dipoles, or hetonic structures, emerge and transport homogenized waters away from the ZMP at a rate that can be roughly estimated.

– As shown by Eq. 3.11 and its further simplifications 3.12 and 3.13, stratification ($\Delta\rho/\rho_o$) modifies the size of the emerging dipolar structures and advection speed, which both influence the dispersive property and thus production rate of homogenized water. This will be analyzed further.

3.5.2 Kelvin current

In the coastal configurations, the currents resulting from geostrophic adjustment around the ZMP are constrained near the eastern boundary of the domain. This perturbs the

local geostrophic equilibrium and gives birth to a Kelvin wave which establishes a baroclinic current along the boundary (see Gill [1976] ; Nof [1999]) ; Reznik and Grimshaw [2002] ; Helfrich [2006]). We will refer to this current as "Kelvin current" in the following. As along the eastern boundary Kelvin waves propagation is necessarily northward, this Kelvin current establishes north of the ZMP in most cases. Initially this current has no PVA but once established, it can however advect homogenized waters with low PVA, in particular vortices emerging from the instability of the ZMP, and it thus plays a role in the dispersion.

The intensity of this current is modified by the perturbations coming from baroclinic instabilities of the ZMP. It is trapped at the wall and its offshore extension is given by the first radius of deformation R_d. The vertical profile of meridian velocities of this baroclinic current drastically depends on stratification (density and thickness of the layers) and characteristics of the current interacting with the coast, which determines the shape of the perturbation initiating the Kelvin current. The fluxes of homogenized waters, and dispersive effect associated with advection by the Kelvin currents, are thus not easy to determine and very sensitive to modification of some configuration parameters (bottom slope, bottom friction, ...). Given these characteristics, we expect this process to play a -non trivial- role on the dispersion and production of homogenized waters North of the ZMP.

3.5.3 Mirror effect

Another effect, associated with the presence of a coast and of interest for our study, is the mirror effect, or image effect. It results from the interaction of a vortex with a (vertical) boundary. The presence of the coast constrains and modifies the -otherwise circular- velocity field of the vortex, which induces a displacement of the structure. Indeed, in some circumstances (quasi-geostrophic regime with free slip boundary conditions), the interaction of a vortex with a rectilinear boundary can be represented by considering a "ghost" vortex whose structure is exactly opposite to the real vortex and whose position is symmetric with respect to the boundary (see Fig. 3.8). The obtained system is a dipole that induces a Northward displacement if the real vortex is cyclonic, and a Southward displacement if it is anticyclonic. Notice that homogenized waters are associated with negative PVA and are thus rather found in anticyclonic structures. Simple academic tests in a two layer shallow water setup with the same slipping conditions, where a surface coherent vortex is moved closer to a wall, showed that MICOM effectively reproduces mirror effects (Frelin et al. [2010]). Equation 3.9 gives a fairly good approximation for the displacement speed of a vortex associated with the mirror effect taking d as twice

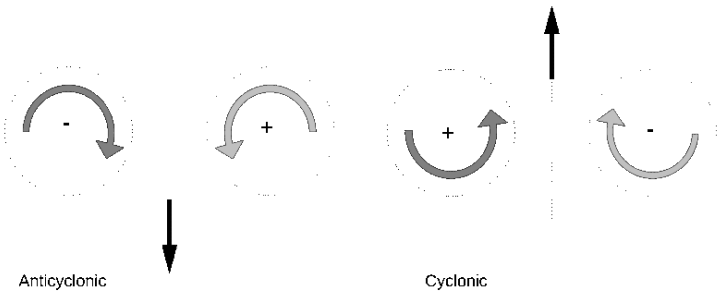


FIG. 3.8: Mirror effects on an anticyclonic vortex (left, Southward displacement) and cyclonic (right, Northward displacement)

the distance of the vortex center from the coast. This process depends on the PVA sign and is responsible for dynamical differences between anticylonic and cyclonic structures.

3.5.4 Topographic effects

Changing topography is associated with a background PV gradient in the lower layer and can act on the dispersion of homogenized waters in two ways.

1. The net PV gradient developing with mixing is thus modified and so can be the baroclinic instability characteristics : the instability growth rate and size of the emerging vortices can be changed.
2. The presence of a background PV gradient induces topographic Rossby waves and propagation of vortices (see Cushman-Roisin [1994] ; Carton [2001] ; McWilliams [2006]). The mechanism is similar to planetary Rossby waves propagating Westward in the northern hemisphere on the β plane[1]. For bottom sloping Eastward ($\partial_x H < 0$, or shallower water depths against the coast), the wave propagation is Northward and we thus expect vortices emerging from the ZMP, and thus the transport of homogenized waters, to be funneled meridionally (Northward) by the bottom slope (see LaCasce [1998] ; Thierry and Morel [1999]).

The background PV gradient associated with a bottom slope α, is given by $\beta_{topo} = \frac{f\alpha}{H_{tot}}$.

[1]even though stratification is a restricting factor for the analogy between planetary and topographic waves, as the slope only affects the layer in contact with the bottom while the β-effect operates evenly in all layers.

A typical mid latitude value for the planetary β is $\beta \simeq 2.\ 10^{-11}\ m^{-1}.s^{-1}$. In our centered configuration ($f = 7\ 10^{-5} s^{-1}$ and $H_{tot} = 100\ m$) we will generally consider a slope $\alpha = 2.5\ 10^{-4}$ which yields $\beta_{topo} = 17.5\ 10^{-11}\ m^{-1}.s^{-1}$, well above the planetary β, which can thus be neglected. For sensitivity experiments, smaller slope values are considered, but the smallest value tested $\alpha_{min} = 5.10^{-5}$ still leads to $\beta_{topo} > \beta$.

The vortex displacement speed induced by a background PV gradient can be roughly estimated in our case by Sutyrin and Flierl [1994].

$$C_{topo} \ \simeq \ \beta_{topo} R_d^2. \tag{3.14}$$

The effect of a bottom slope on dispersion thus depends on the stratification and the slope.

Finally, note that the displacement speed actually also depends on the vortex structure. In particular, as seen above (see section 3.5.1), dipolar vortices have strong self propagating properties and also special behaviors in a background PV field (see McWilliams and Flierl [1979] ; Morel and McWilliams [1997]).

3.5.5 Analysis tools

3.5.5.1 Box model

As mentioned above, our purpose is to analyze the production rate and dispersion of homogenized waters resulting from mixing in a fixed area. Production and dispersion are closely linked. Indeed, dispersion drives homogenized waters away from the ZMP, where it is replaced by stratified waters, which can in turn be mixed. Dispersion thus maintains the production rate. To identify the important parameters to analyze our results, we consider the simplified box model in Fig. 3.9 : the ZMP is represented as an "engine". It is fed with stratified waters, produces homogenized waters, at a rate that is driven by mixing, and it exports homogenized waters. The volume inside the ZMP is constant. Let us thus define : $V_h^{ZMP}(t)$ and $V_h^{tot}(t)$ the volume of homogenized waters (associated with layers 2 and 3) within the ZMP and the total domain at time t, $V_s^{ZMP}(t)$ the volume of stratified waters within the ZMP (associated with layers 1 and 4), $F(t)$ the flux of water out of the ZMP associated with dispersive processes and τ_{mix} the rate at which stratified waters are mixed and transformed into homogenized waters within the ZMP.

Between time t and $t + dt$ the volume of homogenized waters within the ZMP gains a volume $\tau_{mix} dt\ V_s^{ZMP}(t)$ associated with mixing but looses a volume $-C * F * dt$ because of dispersion, where C is the fraction of the dispersed waters constituted of homogenized

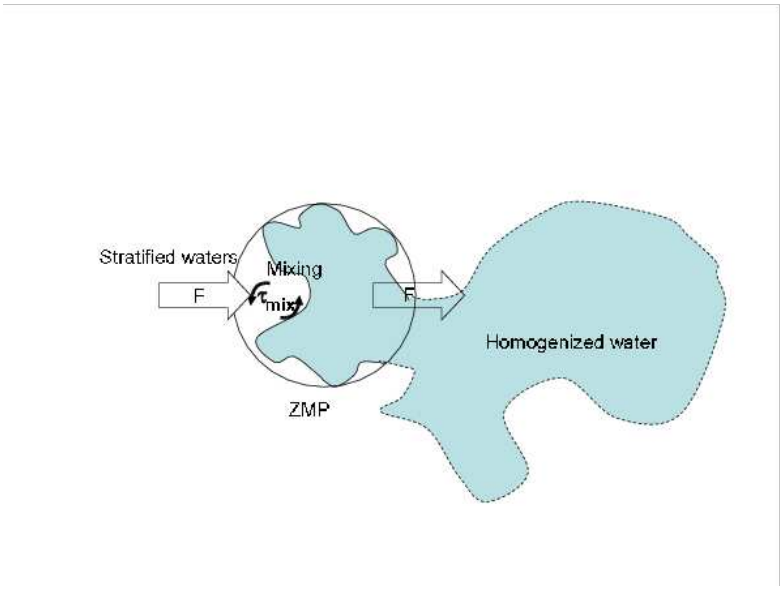


FIG. 3.9: Configuration of the simplified box model, used to analyze the link between mixing, production and dispersion mechanisms.

water. This yields :

$$V_h^{ZMP}(t+dt) \;=\; V_h^{ZMP}(t) - C * F * dt + V_s^{ZMP}(t)\ \tau_{mix} dt, \tag{3.15}$$

or

$$\frac{d\ V_h^{ZMP}}{dt} \;=\; -C * F + V_s^{ZMP}(t)\ \tau_{mix}. \tag{3.16}$$

Using the fact that the total ZMP volume is constant $V_h^{ZMP}(t) + V_s^{ZMP}(t) = V_0^{ZMP}$ we get :

$$\frac{d\ V_h^{ZMP}}{dt} \;=\; -C * F + (V_0^{ZMP} - V_h^{ZMP}(t))\ \tau_{mix}, \tag{3.17}$$

or, if we define $C_h^{ZMP} = V_h^{ZMP}/V_0^{ZMP}$ the fraction of homogenized waters within the ZMP :

$$\frac{d\ C_h^{ZMP}}{dt} \;=\; -C * \frac{F}{V_0^{ZMP}} + (1 - C_h^{ZMP}(t))\ \tau_{mix}. \tag{3.18}$$

We now hypothesize that $C = C_h^{ZMP}(t)$ (the fraction of the dispersed waters constituted of homogenized waters is given by the fraction of homogenized waters within the ZMP) and, to solve the previous equation, that the flux F and mixing rate τ_{mix} can be considered constant. We also define the "dispersion rate" $\tau_{disp} = F/V_0^{ZMP}$. We then get after

some trivial calculations :

$$C_h^{ZMP}(t) \;=\; \frac{\tau_{mix}}{\tau_{mix}+\tau_{disp}} + (C_h^{ZMP}(0) - \frac{\tau_{mix}}{\tau_{mix}+\tau_{disp}})e^{-(\tau_{mix}+\tau_{disp})t}. \tag{3.19}$$

Similar balance assessment and calculations can be performed to calculate the homogenized waters production rate

$$\tau_{prod} = \frac{d\ \left(V_h^{tot}/V_0^{ZMP}\right)}{dt}, \tag{3.20}$$

we get :

$$\tau_{prod} \;=\; \tau_{mix} + (\tau_{disp} - \tau_{mix})C_h^{ZMP}(t). \tag{3.21}$$

Different regimes can be inferred from the latter formula. First the initial regime, for which $C_h^{ZMP}(0) = 0$ (we start from a stratified state) and $\tau_{disp} = 0$ (there is no dispersion). In this case the initial production rate is simply given by the mixing rate :

$$\tau_{prod} \;=\; \tau_{mix}. \tag{3.22}$$

As can be seen from Eq. 3.19 a steady regime is reached with

$$C_h^{ZMP}(\infty) \;=\; \frac{\tau_{mix}}{\tau_{mix}+\tau_{disp}} \tag{3.23}$$

and the steady production rate is given by the harmonic mean of the mixing and dispersion rates :

$$\tau_{prod}^{\infty} \;=\; \frac{2\ \tau_{mix}\ \tau_{disp}}{\tau_{mix}+\tau_{disp}}. \tag{3.24}$$

Notice that if $\tau_{mix} > \tau_{disp}$, τ_{prod} is proportional to τ_{disp}, which simply states that the limiting factor for the net production of homogenized waters is the dispersion rate and that the production rate is a good indicator of the dispersive processes.

3.5.5.2 Mixing rate

The time necessary for homogenization of the water column T_{hom} is an important parameter for the present study. It can be approximated from the continuity equation 3.1. Indeed, if we consider a three layer model with constant vertical diffusion and $H_1 = H_3$,

the time evolution for the second -inflating- layer is $\partial_t\ h = 2K_\rho/h$, which yields :

$$h = \sqrt{h_o^2 + 4K_\rho\ t}, \tag{3.25}$$

and

$$T_{hom} \simeq \frac{H^2}{4\ K_\rho}, \tag{3.26}$$

where H is the total water depth. This yields $T_{hom} \simeq 5.8$ days for $H = 100\ m$ but obviously decreases with smaller water depth or larger vertical diffusion. The mixing rate τ_{mix} can be estimated as the inverse of T_{hom} :

$$\tau_{mix} \simeq \frac{4\ K_\rho}{H^2}. \tag{3.27}$$

3.5.5.3 Production rate

Outside the ZMP, the potential vorticity anomaly in intermediate layers 2 and 3 is used as a tracer to identify homogenized waters. The production rate τ_{prod} is given by the variation of the volume Vol_{2+3} of homogenized waters in a given area, expressed as :

$$\tau_{prod}(d\Omega, t) = \frac{d}{dt} Vol_{2+3}/V_0^{ZMP} = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{V_0^{ZMP}} \iint_\Omega \epsilon\,(h_2 + h_3)\,(t)\,d\Omega\right), \tag{3.28}$$

where ϵ is a criterion delineating horizontally mixed waters in the second and third layers :

$$\epsilon = \begin{cases} 1 & \text{if } |PVA_2 + PVA_3| > 2.10^{-2} * f \\ 0 & \text{if } |PVA_2 + PVA_3| < 2.10^{-2} * f \end{cases} \tag{3.29}$$

Ω is defined as an angular surface of the domain with the center taken at the middle of the ZMP.

Division by the ZMP volume V_0^{ZMP} is coherent with Eq. 3.20 and makes the production rate commensurate with the mixing rate τ_{mix} defined in Eq. 3.27. The inverse of τ_{prod} can be interpreted as a time scale necessary to disperse the volume produced by mixing, whatever the size of the ZMP. This thus allows a direct comparison of the dispersion efficiency between the different configurations centered/coastal and without/with a bottom slope, even though their ZMP volume (and volume of homogenized waters generated by mixing in the ZMP) are different.

This instantaneous rate τ_{prod} is then defined for each angular sector and each time step to assess the funneling of dispersion by some processes, as explained above. The time

average of τ_{prod} over the duration of the simulation is a good proxy of the mean pattern of dispersion, while the global time and spatial average $\bar{\tau}_{prod}$ is the mean production rate.

Finally, instantaneous and time averaged cross sections of PVA give complementary information on the structures of the instability and on dynamics, while instantaneous layer thickness and velocities analysis are used for a better understanding of the dispersion processes.

3.6 Sensitivity studies

3.6.1 Reference experiments

Two reference experiments are chosen to emphasize some of the processes identified above :

– The centered flat configuration, Bflat. In this experiment, baroclinic instability is the only dispersive process.

– The reference coastal flat configuration, Aflat, emphasizes the net effect of dispersive processes associated with the presence of the coast : the Kelvin current and the mirror effect.

The characteristics of these two reference experiments are detailed on Fig. 3.6 and Fig. 3.7. Sensitivity studies are then carried out to assess the impact of each parameter alone on the production rate associated with different processes.

3.6.1.1 Results for the centered flat configuration (Bflat)

As mentioned above, the centered flat configuration (Bflat) experiment is of particular interest as the dispersion observed is only due to baroclinic instability. Figure 3.10 represents a section of the PVA structure across the ZMP after 5 days. Homogenization is almost complete in the ZMP, where layers 1 and 4 have disappeared. The PVA is almost homogeneous and reaches $-f$ for the homogenized waters in layers 2 and 3 in the ZMP, and very high values close to the outcropping front in layers 1 and 4. This structure is prone to baroclinic instabilities. Figure 3.11 represents the associated latitudinal velocity, which, as the PVA structure, is strongly baroclinic in the frontal regions, with values attaining $\pm 0.3\ m/s$. This is emphasized in Fig. 3.14 which represents the horizontal velocity field in each layer after 5 days. Notice the circulation is anticyclonic in layers 2 and 3 but cyclonic in layers 1 and 4. The structure is thus marked by strong diapycnal shears between isopycnal layers. This leads to horizontal shears, with reversal of the velocity, at the surface and bottom. Figures 3.12 and 3.13 represent the PVA and associated latitudinal velocity after 60 days. The homogenized waters now extend far from the ZMP, and the PVA (and layer thickness) field is much more heterogeneous, marking the presence of many mesoscale vortices that have emerged from the baroclinic instability of the initial homogenized column. The velocity field is more barotropic.

Figure 3.15 represents the PVA evolution in the second layer between 5 and 60 days. Baroclinic instabilities develop in the frontal region. Because of the use of a rectangular grid which triggers the mode 4 along axi-symmetric structure, the instability pattern is initially very regular with mainly the mode 4. Other modes (2 and 3) are however

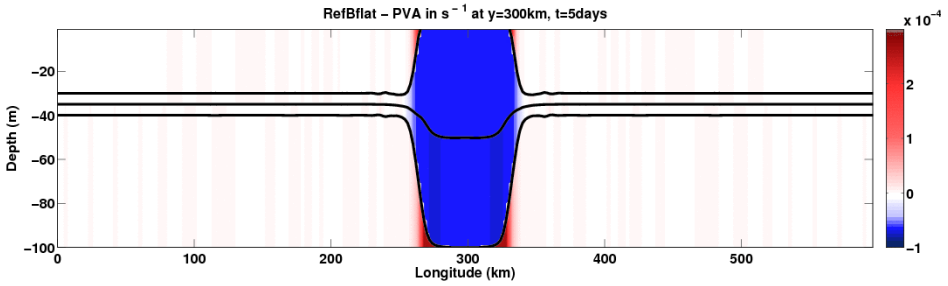


FIG. 3.10: PVA cross section (East-West passing in the middle of the ZMP) after 5 days for the centered flat configuration.

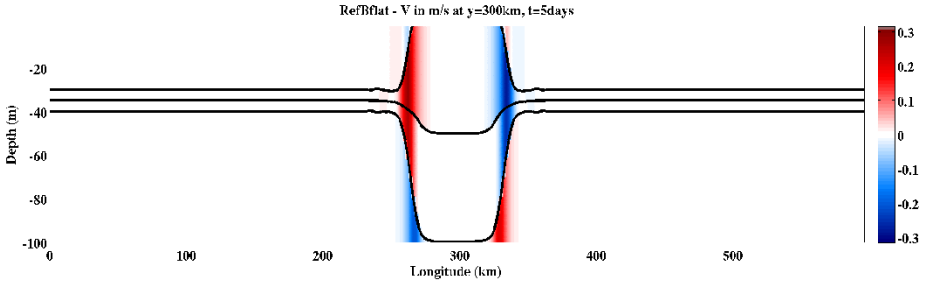


FIG. 3.11: Cross section (East-West passing in the middle of the ZMP) of the velocity field after 5 days for the centered flat configuration.

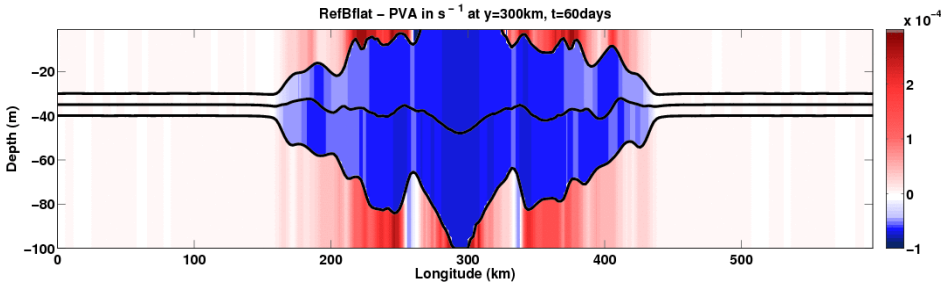


FIG. 3.12: PVA cross section after 60 days for the centered flat configuration.

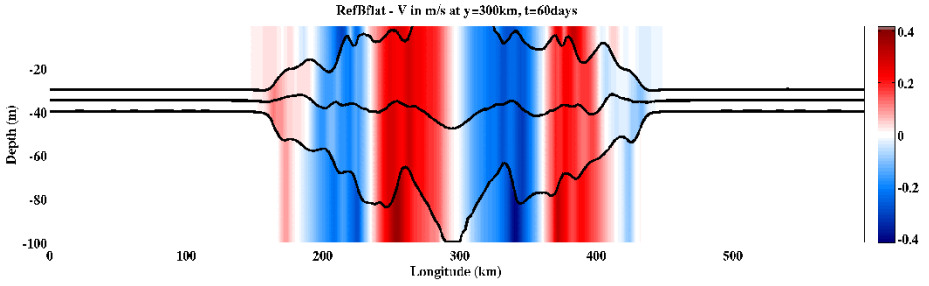


FIG. 3.13: Cross section of the velocity field after 60 days for the centered flat configuration.

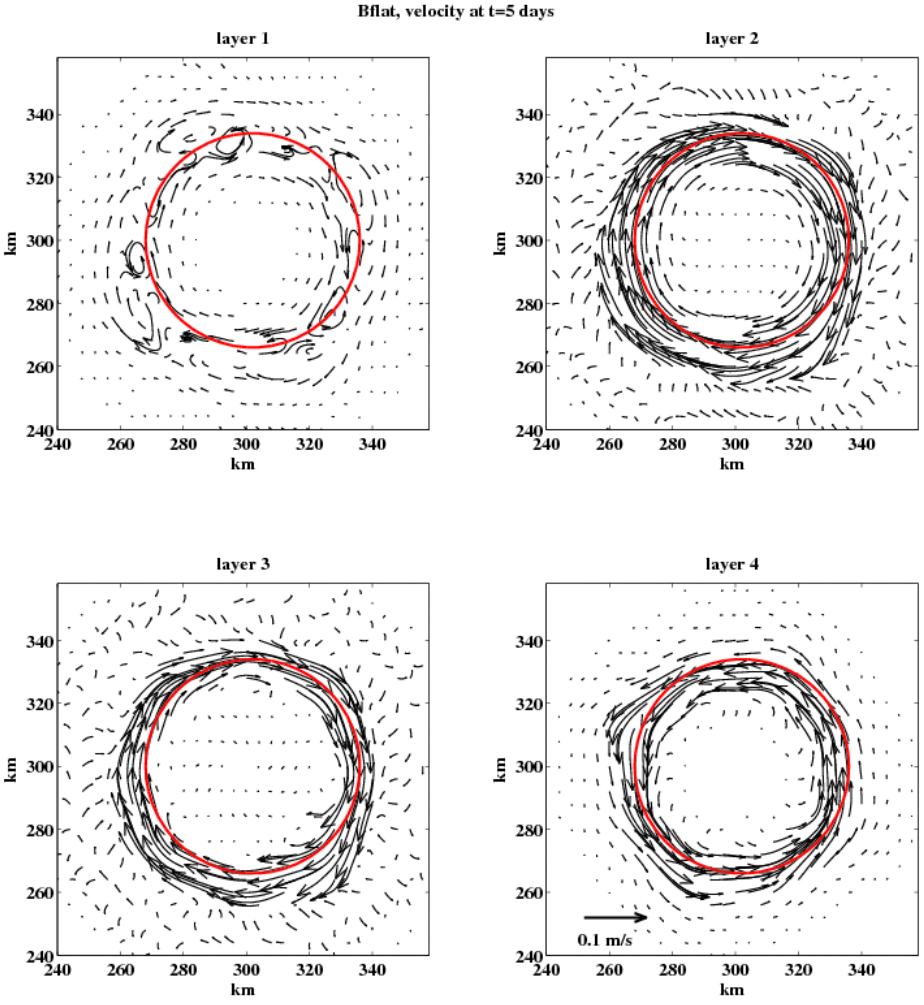


FIG. 3.14: Velocity field in each layer in the ZMP area for the centered flat configuration after 5 days. The ZMP is marked by the red line.

also unstable and eventually emerge yielding a more chaotic dispersion with dipolar structures of different sizes transporting homogenized waters away from the ZMP. The largest dipoles reach a size of about a hundred of kilometers, twice the ZMP size.

Finally, Fig. 3.16 represents the evolution of the volume $Vol_{2+3}(t)$ (upper panel) and the net production rate τ_{prod} (lower panel) of the homogenized waters (plain red curves) for 90 days. As expected from the analysis presented in section 3.5.5.1, the imposed mixing generates an initial rapid increase of the volume of homogenized waters within the first 2 days. Homogenization is complete around day 5 and the production rate reaches a minimum, after which it increases again because of the development of baroclinic instability. The evolution then oscillates between periods of low and high productions, with an average value of $\bar{\tau}_{prod} \simeq 0.145 days^{-1}$, which, as explained in section 3.5.5.1, measures

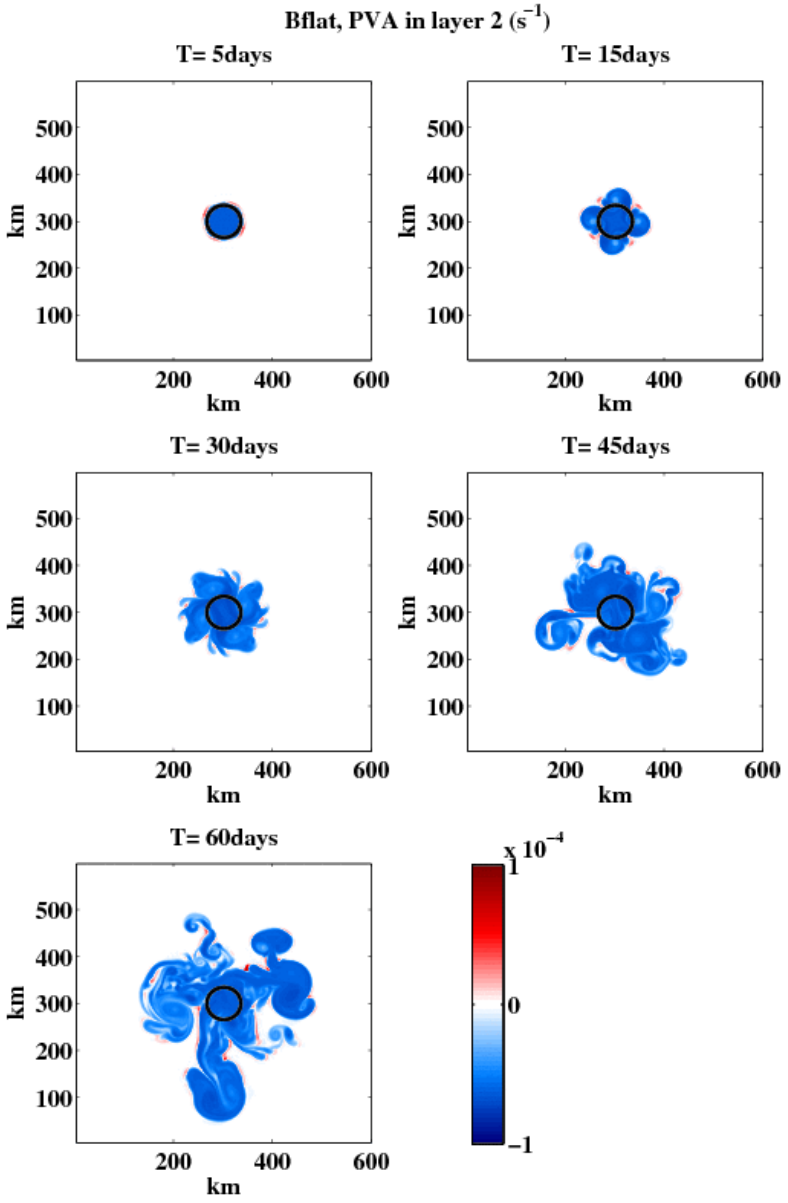


FIG. 3.15: Horizontal section of the PVA field in the second layer after 5, 15, 30, 45 and 60 days for the centered flat configuration.

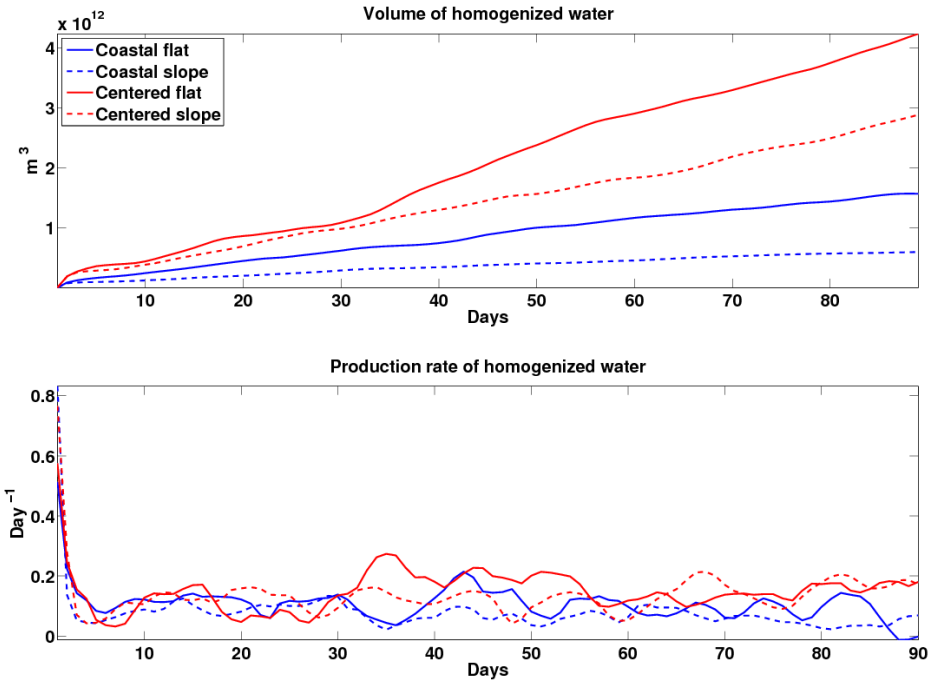


FIG. 3.16: Evolution of the homogenized waters net volume (upper panel) and net production rate τ_{prod} (lower panel) for the 4 reference configurations : centered (red curves) and coastal (blue curves), with and without a bottom slope (respectively dashed and plain lines).

the efficiency of the dispersion (dispersion rate) associated with baroclinic instability in this configuration. This corresponds to a mean flux of $F \simeq 0.5\ Sv$ through the ZMP boundary. The observed oscillation corresponds to the development of instabilities and the detachment of dipoles, whose size is variable, at the edge of the ZMP. The minimum production rate is $\tau_{prod} \simeq 0.05 days^{-1}$ ($F = 0.2\ Sv$) for a maximum of $\tau_{prod} \simeq 0.3 days^{-1}$ ($F = 1\ Sv$). The timescale associated with these oscillations is $T \simeq 10$ days and is associated to the growth rate of baroclinic instability and dipole detachment.

Between 30 and 60 days, τ_{prod} reaches three maximum (at approximately 35, 45 and 52 days, see Fig.3.16). This corresponds to the generation of three large dipoles which can be seen on Fig.3.15 (in particular at T=60 days). These dipoles detach from the ZMP and transport large amounts of homogenized waters in specific direction. Their effect is thus also marked on the sectoral production rate on Fig. 3.26 (black line) by intensive dispersion areas southward, eastward and westward of the ZMP. This illustrates further the role of baroclinic instability on production and dispersion pattern in the centered flat configuration. Note that these preferential directions are relevant to large emerging structures that could, should a small perturbation be added at the beginning of the

simulation for instance, present completely different routes given the chaotic nature of the instability development in the present case.

3.6.1.2 Results for the coastal configuration Aflat

We here present the results for the coastal flat experiment, Aflat, to evaluate the effect of a coast. As seen above, additional processes intervene here : the Kelvin current and the mirror effect. Figure 3.17 represents the PVA structure across the ZMP, here located against the coast, after 5 days. It is very similar to the centered case except there remains stratified waters (the lower layer thickness is not null) in the middle of the ZMP against the coast, even though homogenization should be complete after 5 days. Figure 3.19 shows the velocity field in each layer after 5 days. As for the centered configuration, the cyclonic circulation developing in the upper and lower layers is intensified in the lower layer but, in the present case, it is constrained and modified by the presence of the coast. Indeed near this boundary the current is deviated along the coast, which induces a penetration of offshore stratified waters inside the ZMP. Also Notice the generation of the Kelvin current North of the ZMP, with Northward current for intermediate (homogenized) waters and Southward currents in the lower layer. This again brings stratified waters toward the ZMP. Finally, also notice the Southward displacement of the homogenized water. The latter are trapped in an anticyclonic vortex which can propagate southward because of the mirror effect, which, we believe, explains this feature.

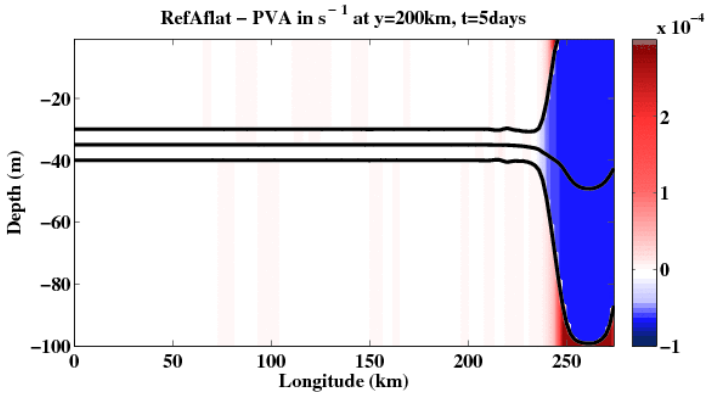


FIG. 3.17: PVA cross section after 5 days for the coastal flat configuration.

Figure 3.18 represents the PVA cross section in the middle of the ZMP after 60 days. It is very similar to Fig. 3.12 : the homogenized waters extend far from the ZMP and is marked by the signature of many meso-scale vortices. Notice that homogenized waters extend over most of the water column even far outside the ZMP, a feature that was not observed on the in situ measurements (see figure 3.2).

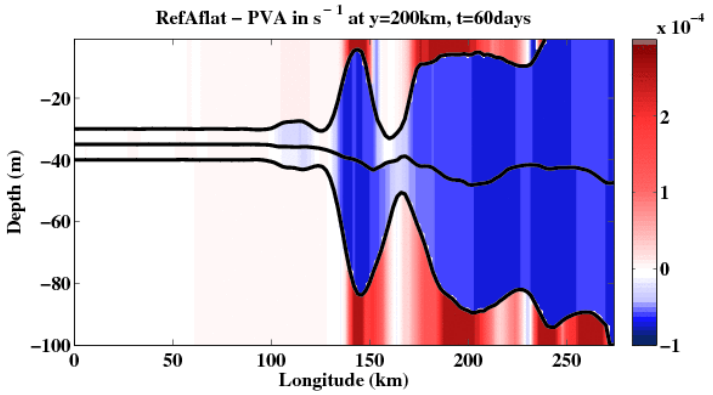


FIG. 3.18: PVA cross section after 60 days for the coastal flat configuration.

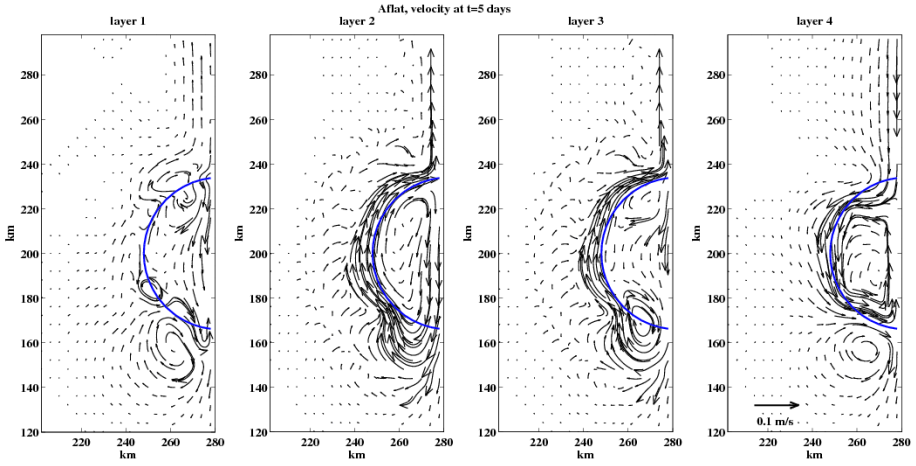


FIG. 3.19: Velocity field in each layer in the ZMP area for the coastal flat configuration after 5 days. The ZMP is marked by the blue line.

Figure 3.20 represents the PVA evolution in the second layer between 5 and 60 days of simulation. As in the centered case, baroclinic instability develops along the front. The emerging modes and structures are now also constrained by the boundary and the dispersion becomes chaotic more rapidly. Kelvin waves are generated by the perturbation created from the ZMP near the coast and thus extend northward along the coast in the first days of simulation, establishing a Northward coastal current in the second layer. After 30 days structures transporting homogenized waters are advected by this current, which favors a Northward dispersion along the coast. As already seen in the first days of the evolution, the mirror effect continuously acts on anticyclonic structures near the coast. It is thought to be responsible for most of the large volumes of homogenized waters accumulating southward of the ZMP. The additional processes associated with the coast thus significantly modify the direction of dispersion favoring a sectorial distribution of homogenized waters along the coast.

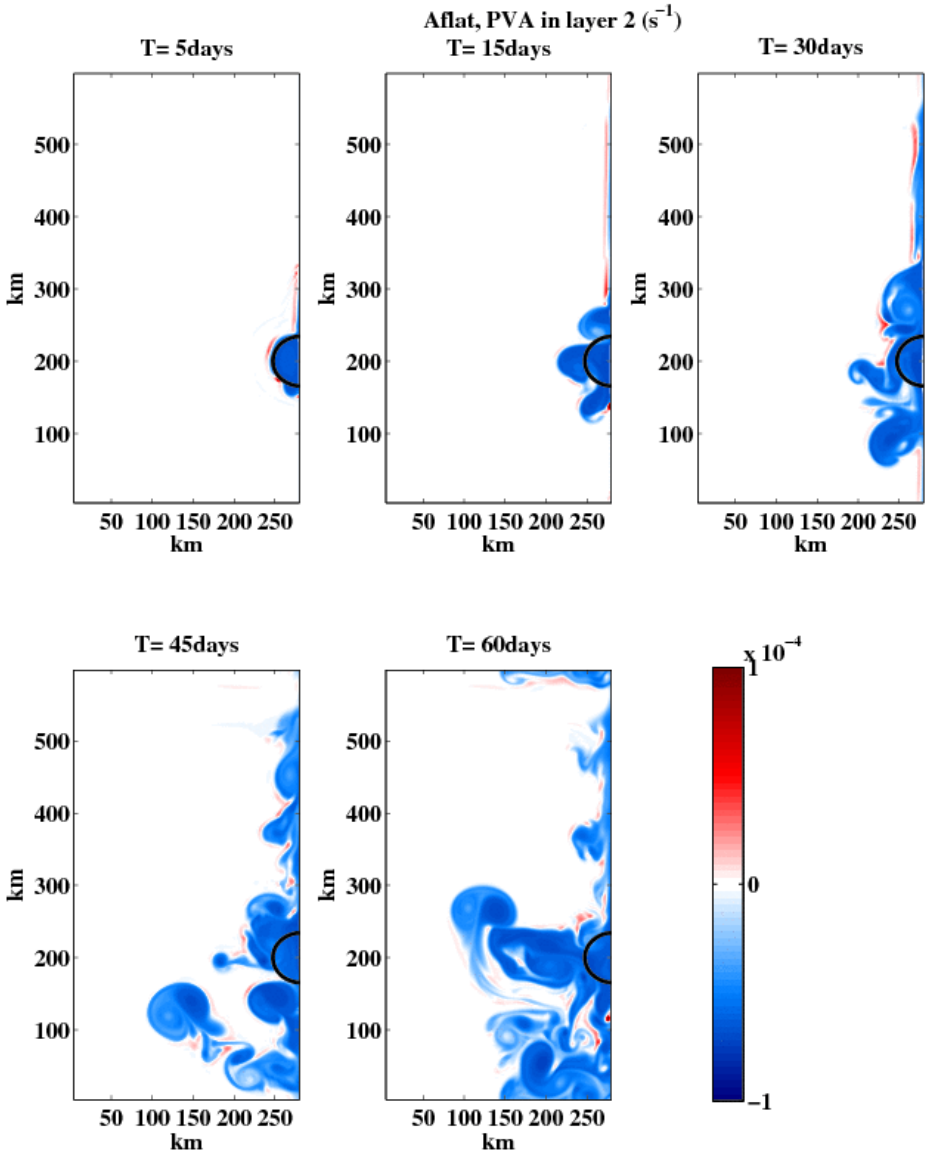


FIG. 3.20: Horizontal section of the PVA field in the second layer after 5, 15, 30, 45 and 60 days for the coastal flat configuration.

Figure 3.29 represents the sectorial time averaged production rate for the Aflat experiment (black line). It can be noted that, for this configuration, there exists three patches of dispersion : Northward, Westward and Southward (see also Fig. 3.20, t=60 days). Kelvin waves trapping and dispersive effects are responsible for the Northward narrow band along the coast, while mirror effect is thought to explain the dispersive area in the Southern direction.

Finally, the evolution of the homogenized waters volume $Vol_{2+3}(t)$ is represented in Fig. 3.16 for the present Aflat configuration (upper panel, plain blue curves). As can be expected the production is much less than the centered configuration as the ZMP volume and its surface (through which exchange of homogenized and stratified waters occur) are half the Bflat ones. As explained above, the analysis of the production rate τ_{prod} (lower panel, plain blue curves) allows a better analysis of the efficiency of dispersive effects. The evolution is at first sight similar to the centered configuration, but the average value is now $\bar{\tau}_{prod} \simeq 0.105 days^{-1}$, about 30% less than the centered configuration. The oscillations, associated with baroclinic instability and the detachment of vortices, are a bit more regular than in the Bflat case, and in particular the strong events associated with the generation of large structures seen on the centered case are less marked in the coastal configuration. We believe this is due to the strong constraint imposed by the coast which favors both a regular launching of baroclinic instability (dipoles are preferentially launched in the West quarter, where the instability development is less constrained) and funnels part of the dispersion along the coast, which avoids interaction between the emerging vortices with the ZMP. The fact that the production rate is less intense on average shows that baroclinic instability is the most efficient dispersive mechanism.

To conclude, even though there exists two additional dispersive processes thought to act positively on the homogenized waters dispersion and production rate (as seen above both the mirror and Kelvin current effects drive homogenized waters out of the ZMP and bring stratified waters in), the coast also strongly constrains the development of the baroclinic instability : smaller vortices emerge which drastically reduces the baroclinic instability efficiency. Baroclinic instability thus remains the dominant effect in coastal flat configurations.

3.6.2 Effect of a bottom topography

First notice that when a bottom slope is considered, the mean water depth in the ZMP changes in comparison with the flat bottom cases where $H = 100\ m$. Indeed, for the centered and coastal configurations with a slope $\alpha = 0.00025$ the mean water depth are $H \simeq 80\ m$ and $H \simeq 65\ m$ respectively. However the production rate $\bar{\tau}_{prod}$ defined by Eq.

3.28 is inversely proportional to the ZMP volume (and thus to the mean water depth). The production rate of ZMPs with different geometries (in particular with different mean depth H) can thus be compared to evaluate the efficiency of dispersive processes despite this difference.

As seen in section 3.5.4, an east-west bottom slope α influences the baroclinic instability and displacement of emerging vortices. As a result, it can modify the dispersion properties of homogenized water. In addition, as shown by Eq. 3.27, τ_{mix} is inversely proportional to the square of the water depth H. With a bottom slope, τ_{mix} thus increases (homogenization is completed more rapidly). We can thus expect a bottom slope to have significant impacts on the production rate.

3.6.2.1 Centered configuration with a sloping bottom : Bslope

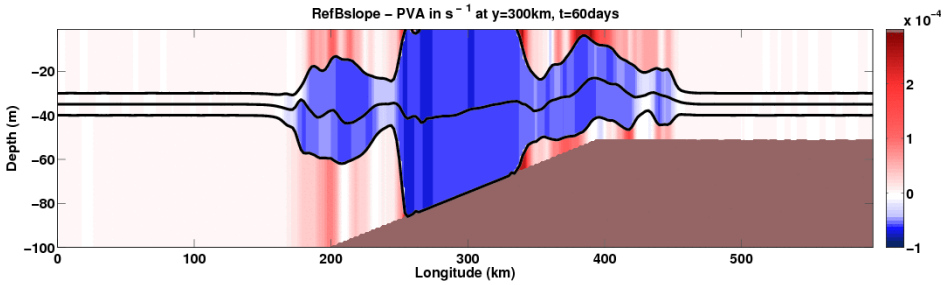


FIG. 3.21: PVA cross section after 60 days for the centered sloping bottom configuration.

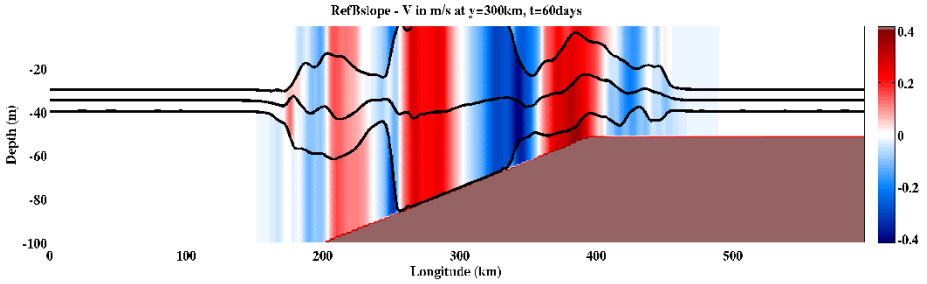


FIG. 3.22: Cross section of the velocity field after 60 days for the centered sloping bottom configuration.

In the centered configuration case, dispersive effects are associated with baroclinic instability and the emergence and propagation of vortices. Figure 3.25 (red curve) shows the mean production rate for different bottom slopes. For the centered case, $\bar{\tau}_{prod}$ does not seem to be sensitive to the presence of a bottom slope up to a critical value (here $\alpha \simeq 2.10^{-4}$) and then decreases significantly. This is confirmed in Fig. 3.16 which represents the time evolution of the production rate for the centered flat configuration (plain

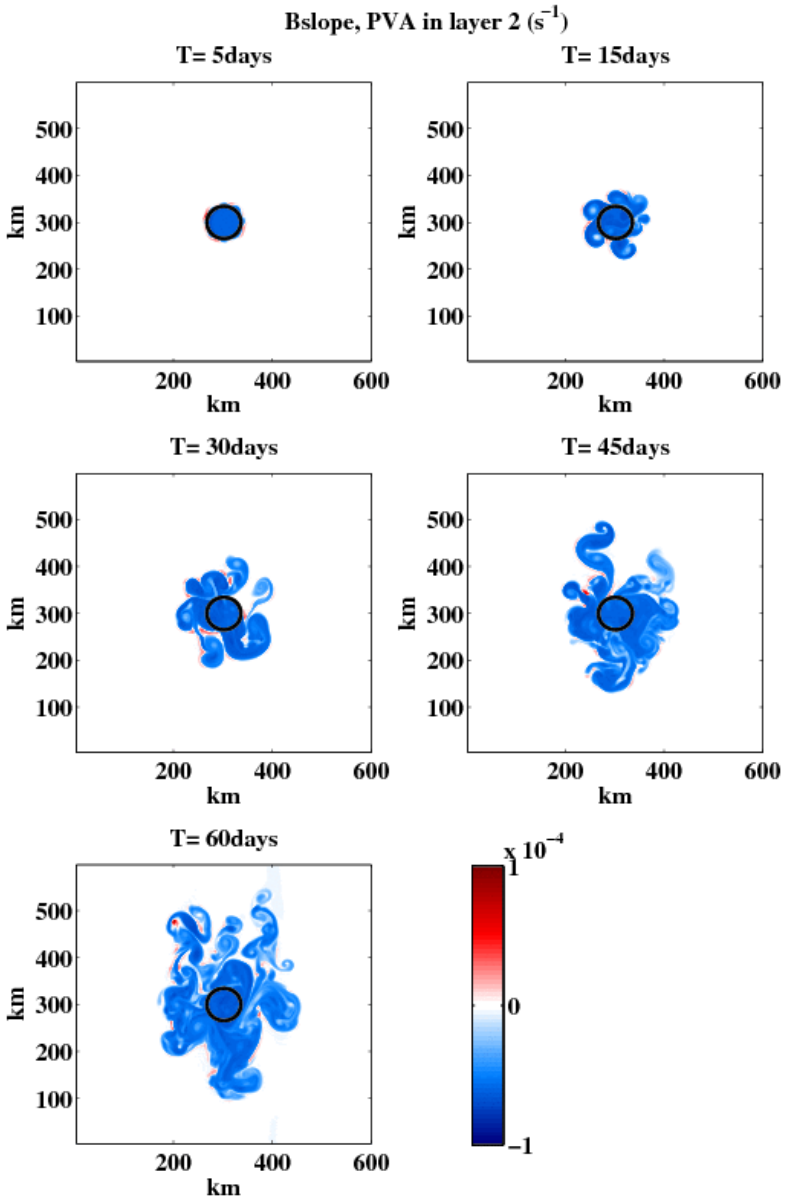


FIG. 3.23: PVA in the second layer after 5, 15, 30, 45 and 60 days illustrating the effects of a slope $\alpha = 0.00025$ on the production pattern.

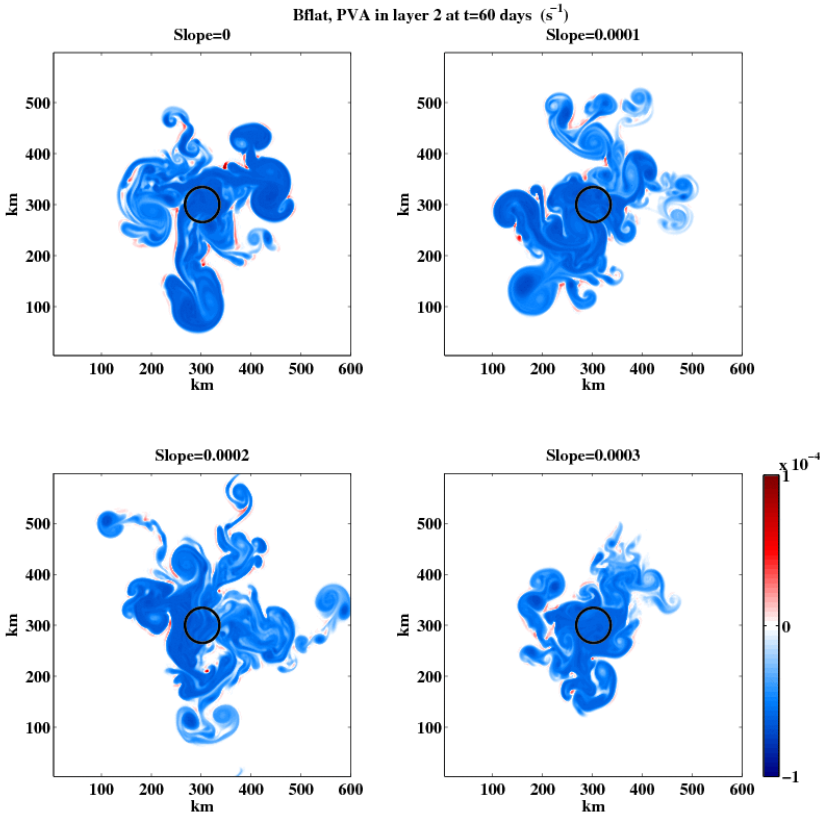


FIG. 3.24: PVA in the second layer at t=60 days for different slope values.

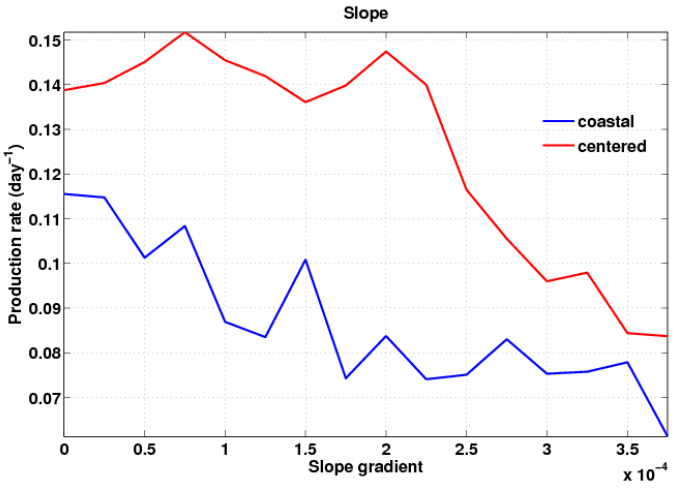


FIG. 3.25: Mean production rate $\bar{\tau}_{prod}$ as a function of the slope gradient α for different configurations : centered (red curve) and coastal (blue curve).

red curve) and the centered configuration with a bottom slope $\alpha = 0.00025$ (dashed red curve). During the initial mixing phase, the presence of a bottom slope increases the production rate, but after this first period, the main difference when a sloping bottom is considered is that the amplitude of the instability events is noticeably reduced in comparison with the flat bottom case.

Figures 3.21 and 3.22 represent the PVA and velocity cross-sections for the centered sloping bottom case and Fig. 3.23 the evolution of the PVA in the second layer. When compared to the flat bottom results (Fig. 3.12, 3.13 and 3.15) they reveal that the slope drastically modifies the characteristics of the instability : the emerging structure have much smaller horizontal scales and vertical extensions. In fact, the PVA is distributed between the horizontal vorticity and the vertical stretching of the structure (see Eq. 3.6) and the ratio scaling the stretching part diminishes with the vortex size (for a fixed PVA, here determined by mixing and close to $-f$, it is proportional to $(R_v/R_d)^2$ see Thierry and Morel [1999]). This already explains the reduction of the vertical extension as a consequence of the reduction of the horizontal length of the emerging vortices. For the latter effect, the presence of a slope is associated with a PV gradient which imposes a constraint on the dynamics of vortical structures, which preferentially propagate along lines of constant PV. This drastically perturbs the evolution of the meanders propagating around the ZMP. The reason why this leads to smaller vortices is not very clear for moderate slopes but, as seen in Thierry and Morel [1999], when the bottom slope is strong enough, the lower layer becomes dynamically inactive. As a result a reduced gravity configuration can be considered to explain the evolution of the upper layers. In this case the deformation radius R_d, which drives the length scale of the baroclinic instability, diminishes and so is the size of the emerging vortices.

The general dispersion pattern is also significantly modified by the slope. Indeed, as is the case for topographic Rossby waves, vortices preferentially propagate Northward and dipoles Southward in the Bslope configuration (which correspond to the Westward and Eastward directions respectively in the case of planetary beta effect, see Morel and McWilliams [1997]). The homogenized water pattern for different slope values after 60 days is represented on Fig. 3.24 and the sectorial production rates are given in Fig.3.26, confirming the directional effect of the slope gradient on the homogenized water.

To conclude, the sloping bottom implies additional dispersion mechanisms, but the overall effect is a perturbation of baroclinic instability with a reduction of the production rate, and a funneling of the homogenized water plume along lines of constant depth.

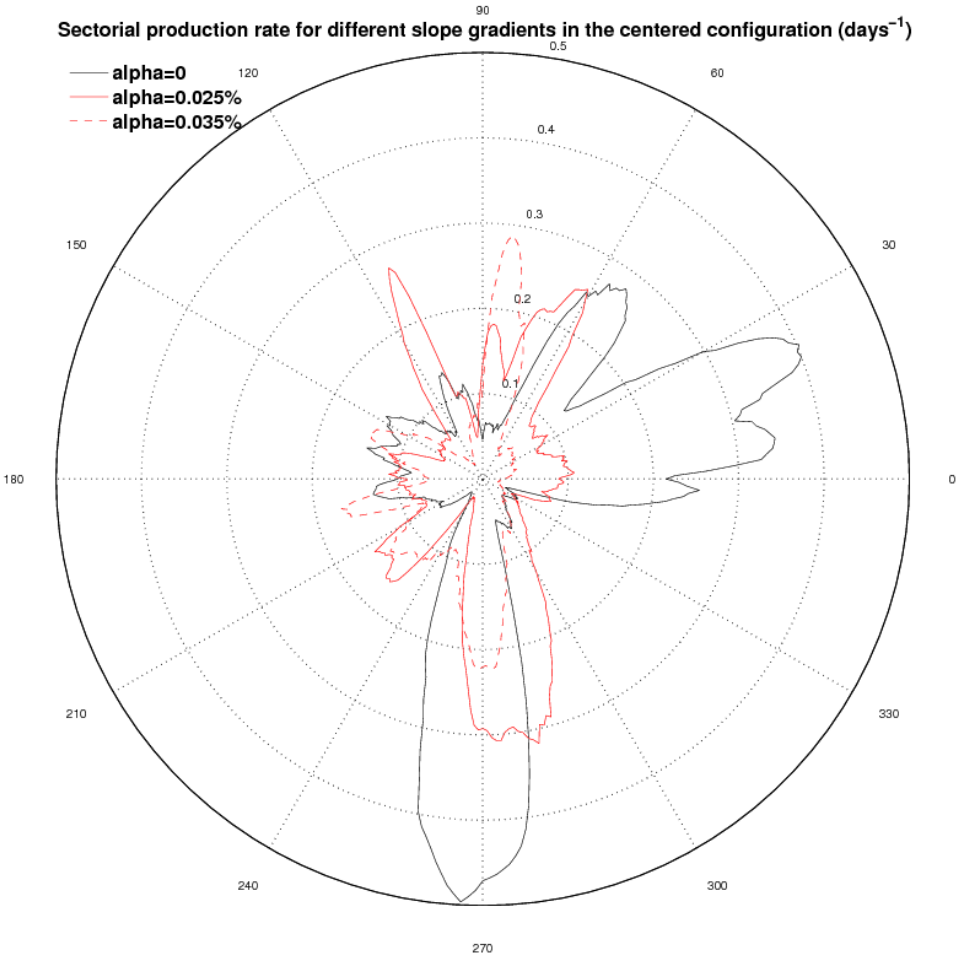


FIG. 3.26: Sectorial mean production rates for the centered configurations with a flat bottom (dark line) and with slope gradients (red lines) illustrating the effect of a sloping bottom on the dispersion pattern, in $days^{-1}$.

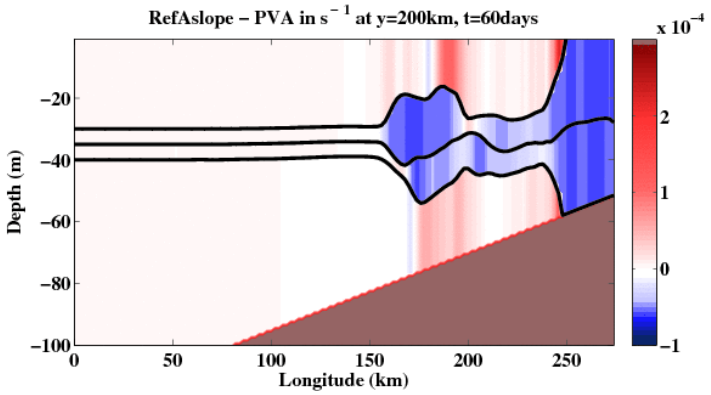


FIG. 3.27: PVA cross section after 60 days for the coastal sloping bottom configuration.

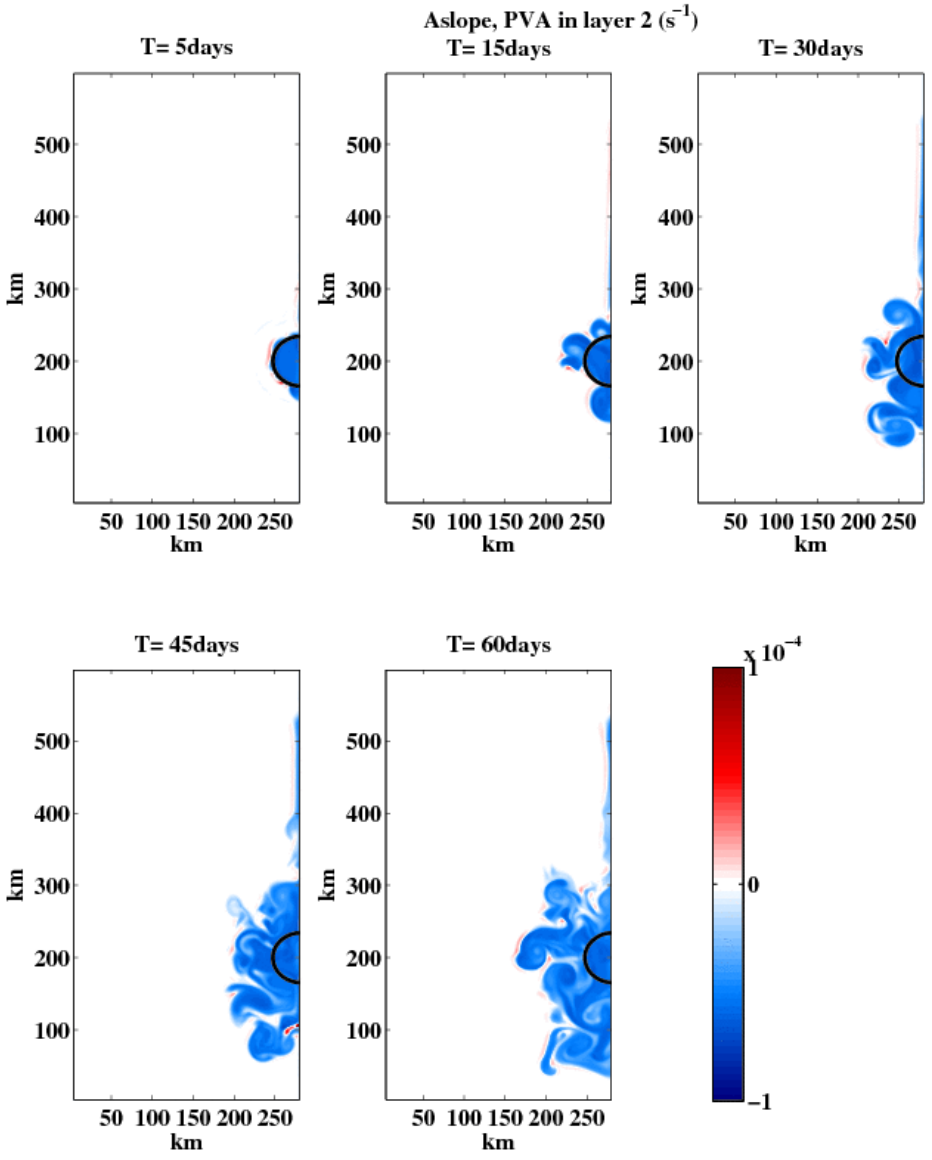


FIG. 3.28: PVA in the second layer at after 5, 15, 30, 45 and 60 days illustrating the effects of a slope $\alpha = 0.00025$ on production pattern in the coastal configuration.

3.6.2.2 Coastal configuration with a sloping bottom : Aslope

As previously described in paragraph 3.6.1.2, baroclinic instability remains the dominant effect in the coastal flat bottom case. Thus, as seen on Fig. 3.25, the reduction of the baroclinic instability effect associated with the slope has a similar general impact on the production rate for the coastal configuration (even though the sensitivity to α is different : for the coastal configuration, the production rate decreases faster than in the centered configuration, but it stabilizes for slopes $\alpha > 0.02\%$, a feature that we have not been able to explain). Figures 3.27 and 3.28 can be compared to their flat bottom equivalent (Fig. 3.18 and 3.20) to yield the same conclusion : emerging vortices have smaller horizontal scale and vertical extension. Figure 3.16 also shows that the production rate oscillation (lower panel, dashed blue line) is even weaker than in the centered slope case (lower panel, dashed red line), showing that even smaller structures emerge from baroclinic instability in the present Aslope configuration. As it also constrains the propagation of vortices, the slope strengthens the funneling effect of the coast. This is clear on the sectorial production rate presented in Fig. 3.29 for coastal configurations with a drastic reduction in the offshore area. The advection of homogenized water within the trapped Kelvin current is also reduced, which can be attributed to the reduction of the offshore extension of the Kelvin current (see Fig. 3.28). The latter is indeed given by the radius of deformation R_d which decreases with the water depth.

3.6.3 Vertical diffusion

Kv_0 is the diapycnal mixing coefficient in the ZMP. As discussed in sections 3.5.1 and 3.5.5.1, it controls the production rate of homogenized waters and the development of baroclinic instability. Figure 3.30 represents its influence on the mean production rate $\bar{\tau}_{prod}$ for different configurations : centered and coastal, with and without a sloping bottom. $\bar{\tau}_{prod}$ increases with Kv_0 for weak values of Kv_0, but it reaches a maximum for $Kv_0 \in [50,\ 100]\ 10^{-4} m^2/s$ and remains nearly constant for higher values of Kv_0. Figure 3.30 shows that the maximum production rate is also lower and is reached faster when a bottom slope is taken into account. The production rates are pretty close for both the centered and coastal flat configurations whatever Kv_0, but when a bottom slope is considered, the production rate is lower for the coastal configuration.

As discussed in section 3.5.5.1, this can be explained by the relative influence of mixing and production rates. Indeed, as shown by Eq. 3.24, as long as $\tau_{mix} < \tau_{disp}$, the production rate is limited by the capacity to renew the homogenized waters, which is proportional to Kv_0 (see Eq. 3.27), and the production rate thus increases with Kv_0. When $\tau_{mix} > \tau_{disp}$, homogenized water is renewed quicker than it is dispersed by baroclinic

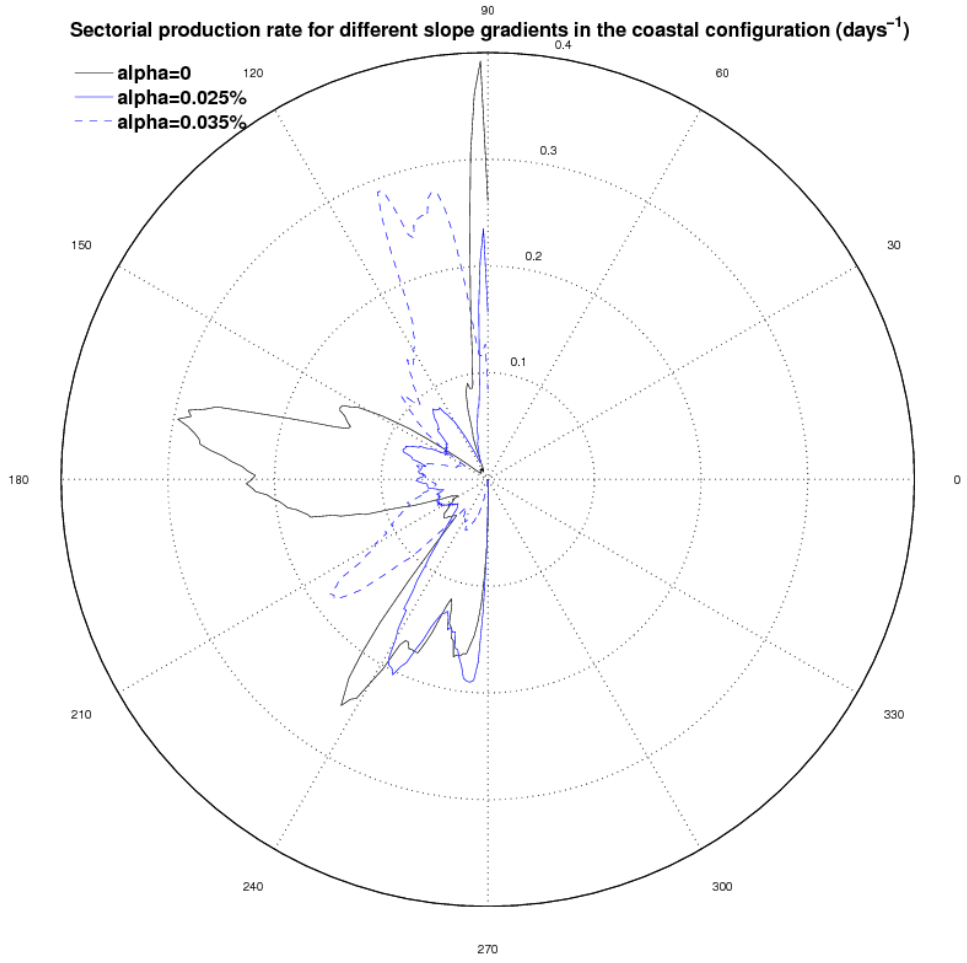


FIG. 3.29: Sectorial mean production rate for the coastal configurations with a flat bottom (black line) and with slope gradients (blue line) illustrating the effect of a sloping bottom on the production pattern, in $days^{-1}$.

instability : the ZMP is quickly homogenized and the production rate thus reaches a maximum, limited by dispersive processes and independent of Kv_0 ($\tau_{prod} \simeq \tau_{disp}$).

Also notice that the presence of a bottom slope diminishes the production rate for high values of Kv_0 but increases it for small Kv_0. In fact, we have seen (section 3.6.2) that τ_{mix} increases when there exists a bottom slope. As a result, when the limiting factor for the production rate is the capacity to renew the homogenized waters in the ZMP ($\tau_{mix} < \tau_{disp}$ or small Kv_0), smaller mean depth leads to a higher homogenization rate, so that the presence of a slope leads to higher production rates in the small Kv_0 regime.

In addition, as shown by Eq. 3.24, higher τ_{mix} also favors a quicker limitation of the production rate by dispersive processes, so that with sloping bottoms, the maximum

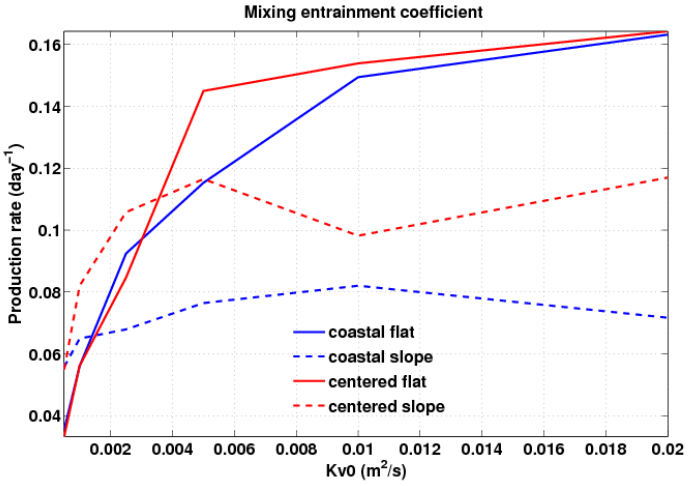


FIG. 3.30: Mean production rate $\bar{\tau}_{prod}$ as a function of the diapycnal mixing coefficient/rate Kv_0 for different configurations : centered (red curves) and coastal (blue curves) , with and without a sloping bottom (respectively dashed and plain lines).

production rates obtained when increasing Kv_0 is attained more rapidly, as observed in Fig. 3.30.

Finally, as seen in section 3.6.2, a bottom slope also modifies the transport properties associated with dispersive processes, funneling baroclinic instability and limiting its efficiency. As a result, when $\tau_{mix} > \tau_{disp}$ and the production rate is limited by dispersive processes (large Kv_0), the presence of a slope leads to lower production rates, as seen in Fig. 3.30.

3.6.4 Bottom friction

Sensitivity to bottom friction was studied by varying the coefficient C_d associated with a quadratic bottom stress. $Stress = C_d \mid U_t \mid \vec{U}_t$. In realistic configurations, U_t is the total current, including the effect of barotropic tides, so that $\mid U_t \mid$ can be much higher than the modulus of the residual current associated with the frontal dynamics studied here. To take this into account, we consider a more general bottom stress ($Stress = C_d(\mid U \mid + U_{tide})\ \vec{U}$), where U_{tide} represents the increased friction associated with tidal currents.

Bottom friction damps the bottom layer velocity field and for the quadratic law considered here, the damping timescale is given by :

$$T_{C_d} = \frac{H_4}{(U + U_{tide})\ C_d}, \tag{3.30}$$

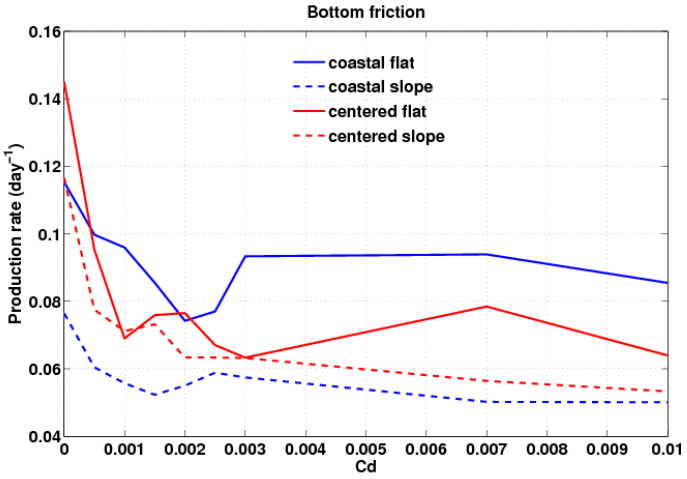


FIG. 3.31: Mean production rate $\bar{\tau}_{prod}$ as a function of the bottom friction C_d with $U_{tide} = 0$ for different configurations : centered (red curves) and coastal (blue curves), with and without a sloping bottom (respectively dashed and plain lines).

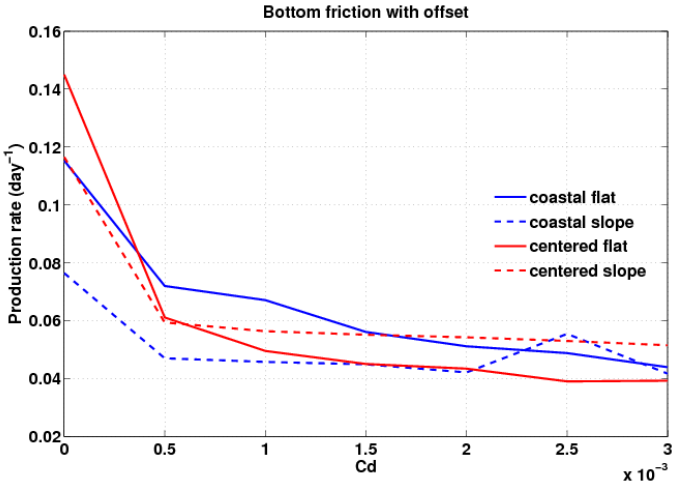


FIG. 3.32: Mean production rate $\bar{\tau}_{prod}$ as a function of the bottom friction C_d with $U_{tide} = 1\ m/s$ for different configurations : centered (red curves) and coastal (blue curves), with and without a sloping bottom (respectively dashed and plain lines).

For $H_4 = 60\ m$, $C_d = 0.003$ (order of magnitude used in many general circulation models) and $U + U_{tide} = 0.1\ m/s$ we get $T_{C_d} \simeq 2$ days, which is below the typical dispersive timescale T_{disp}. We can thus expect bottom friction to play a significant effect on the dispersion and consequently production rate of homogenized waters. Experiments with different values for U_{tide} and C_d have been performed and lead to the same conclusion. We here present extreme cases.

Figure 3.31 shows the net production rate for $U_{tide} = 0$ and as a function of C_d (which is varied between 0 and 0.01) in the centered and coastal configurations, with and without

bottom slope. In all cases, the production rate rapidly decreases when bottom friction is taken into account, stabilizing for values of $C_d > 0.001$. A similar behavior is obtained when $U_{tide} = 1\ m/s$, with a stabilization for $C_d > 0.0005$ and a 50 to 70% reduction of the production rate (see Fig. 3.32). Thus, even a weak bottom drag leads to a drastic decrease of dispersion rates in all configurations, whatever the tidal current considered.

Bottom friction damps the bottom layer dynamics, and when $T_{Cd} \ll T_{disp}$, the resulting effect is to put the bottom layer at rest, which induces a drastic modification of the general geostrophic dynamics. Indeed, as already invoked for the effect of a strong bottom slope (see Thierry and Morel [1999]), this establishes a reduced gravity dynamics (here associated with a $3^{1/2}$ layer model or even a $2^{1/2}$ in regions where the homogenized waters reach the bottom) impacting the whole water column and annihilating the barotropic mode. The expected consequences are :

– A reduction of the internal radius of deformation, and characteristics (length scale) of the emerging vortices.
– A damping, or even an annihilation, of the instability for the bottom front.
– A modification of the structure and strength of the Kelvin current.
– A reduction of the mirror effect (which is mainly associated with the barotropic mode).
– In addition to the strong bottom slope case, the inhibition of the topographic β effect.

All these effects, act so as to reduce the production rate, which explains the drastic decrease of $\bar{\tau}_{prod}$ with C_d. The inhibition of the topographic effect should lead to similar results between configurations with and without slope but the effect of the modification of the Kelvin current structure is difficult to predict and explains the remaining differences.

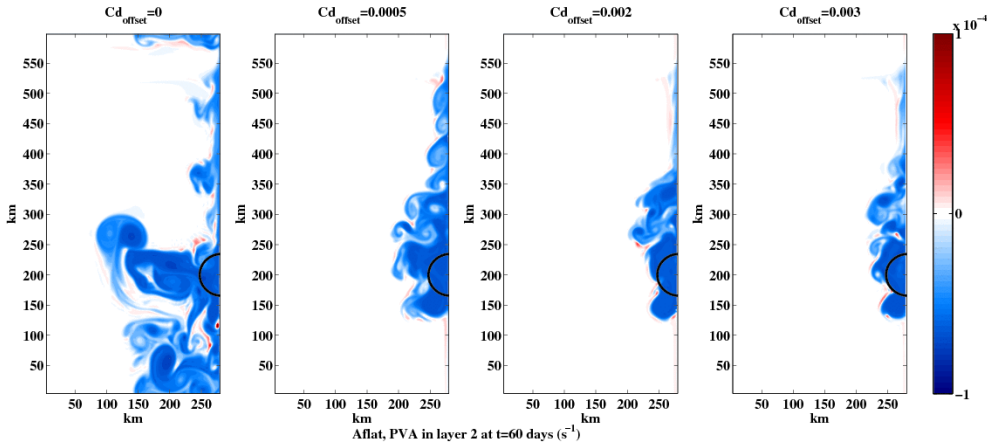


FIG. 3.33: PVA in layer 2 for different values of the bottom friction $Cd = 0$ at $T = 60$ days in the coastal flat configuration.

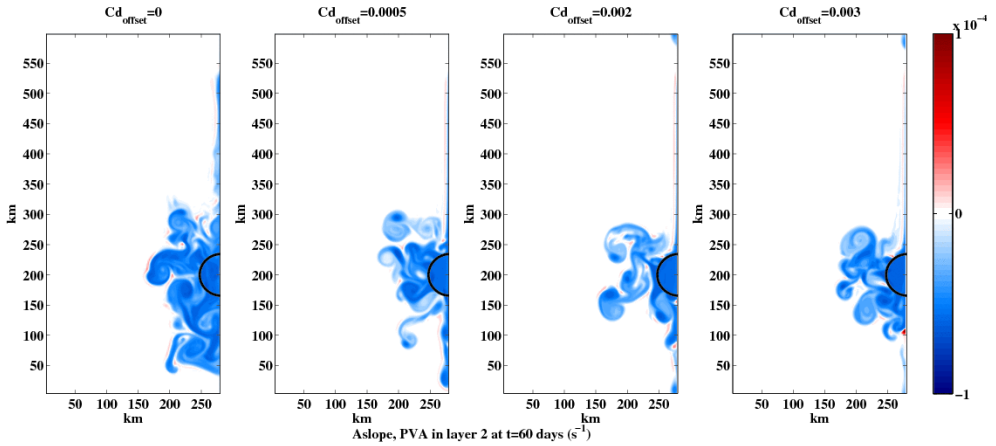


FIG. 3.34: PVA in layer 2 for different values of the bottom friction $Cd = 0$ at $T = 60$ days in the coastal sloping bottom configuration.

Figure 3.33 and Figure 3.34 represent the PVA in the second layer after 50 days for the coastal flat or sloping configurations, with and without bottom friction (here $C_d = 0.001$ and $U_{tide} = 1\ m/s$). The reduction of dispersion when bottom friction is taken into account through the effect listed above is obvious, but notice that, with bottom friction, the flat case exhibits a Northward plume along the wall associated with a Kelvin current, while the sloping bottom setup exhibits an inhibition of the Northward plume but a small Southward extension, indicating that the Kelvin current has been reversed in the homogenized layer.

For strong enough bottom friction the dispersion rates and patterns are thus much more sensitive to the Kelvin current effect, which controls part of the differences between the configurations.

Figure 3.35 represents the PVA cross section at $t = 65$ days for $Cd = 0.001$ and $U_{tide} = 1\ m/s$ and can be compared to Fig. 3.27. It illustrates the inhibition of the dynamics in the lower layer : the PVA in the bottom layer is reduced and does not extend far from the bottom front, indicating that baroclinic instability is not very active in the lower layers. Instead, a peculiar coupling between the surface and intermediate layers appears, with baroclinic instability mainly acting on the surface front.

Indeed, Fig. 3.36 represents the mean position of the front (calculated from the PVA field average from 1 to 60 days, so as to filter the effect of small scale structures and obtain a mean position for the front) of the surface (black) and bottom (red), for the same coastal sloping bottom configuration, in the case of no friction and for $Cd = 0.001$. The fronts are closer to the ZMP when a bottom friction is considered, thus emphasizing the net impact of bottom friction on the reduction of baroclinic instability and production and advection of homogenized water. An horizontal shift between the surface and the bottom fronts

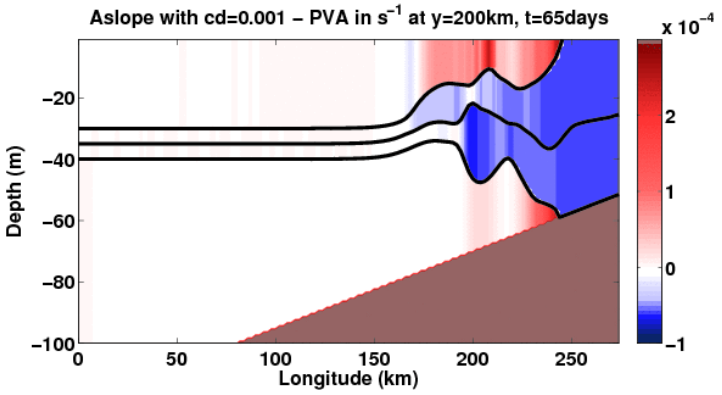


FIG. 3.35: PVA cross section in the coastal sloping bottom configuration when a bottom friction is added ($Cd = 0.001$) after $t = 65$ days. The damping effect of bottom friction on the bottom layer dynamics and the resulting peculiar layers coupling can be seen.

also appears [2] which is drastically stressed when bottom friction is applied. The shape of the bottom front also remains smooth while the surface front peculiar curved shape suggests that it is driven by small scale structures associated with baroclinic instability.

3.6.5 Stratification

Decreasing the stratification (the density jumps between the layers $\Delta\rho$) has two counteracting effects on baroclinic instability growth rates and the propagation of emerging vortices :

1. The stratification determines the coupling between layers and weaker stratification yields stronger coupling, which should reinforce baroclinic dipolar interactions and thus their propagation speed, enhancing dispersion associated with baroclinic instability.
2. The previous argument is however true when the dipolar PVA structure is fixed, in particular the size of the PVA poles. In practice, all internal radii of deformation R_{d_i} are proportional to the square root of the stratification $\sqrt{\Delta\rho}$. Since structure emerging from baroclinic instabilities grow with preferential sizes of the order of R_{d_i}, a decrease of the stratification also reduces their horizontal size and strength. This reduces the interaction between vortices or the mirror effect and therefore the self advection and dispersion rates.

Finally, Eq. 3.12 allows to evaluate the net effect on the dispersion rate, indeed assuming that the size of the vortices are approximately given by the radius of deformation yields

[2] Notice that the surface and bottom fronts remain much more aligned in the flat case.

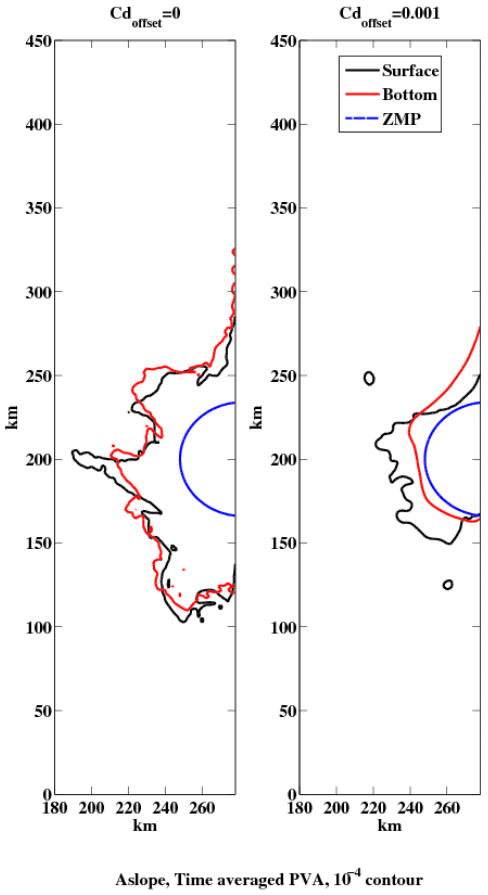


FIG. 3.36: Contours of mean $P\bar{V}A = -0.0001s^{-1}$ ($t = 1$ to $t = 60$ days) in layer 1 (black line) and layer 4 (red line) for $Cd = 0$ and $Cd = 0.001$ in the coastal sloping bottom configuration.

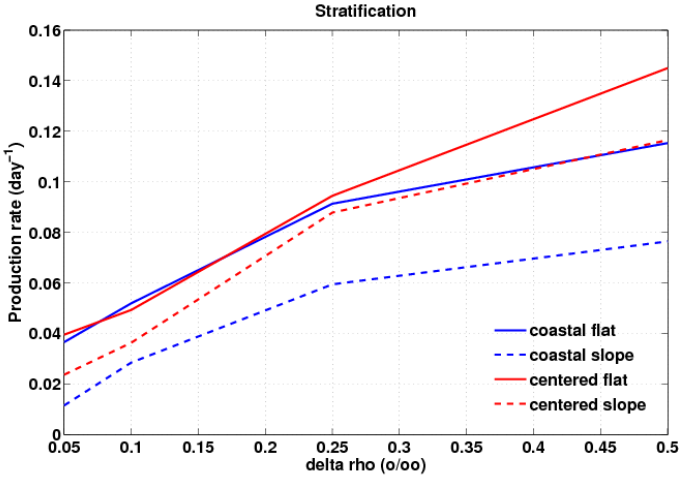


FIG. 3.37: Mean production rate $\bar{\tau}_{prod}$ as a function of the stratification *drho* for different configurations : centered (red curves) and coastal (blue curves), with and without a sloping bottom (respectively dashed and plain lines).

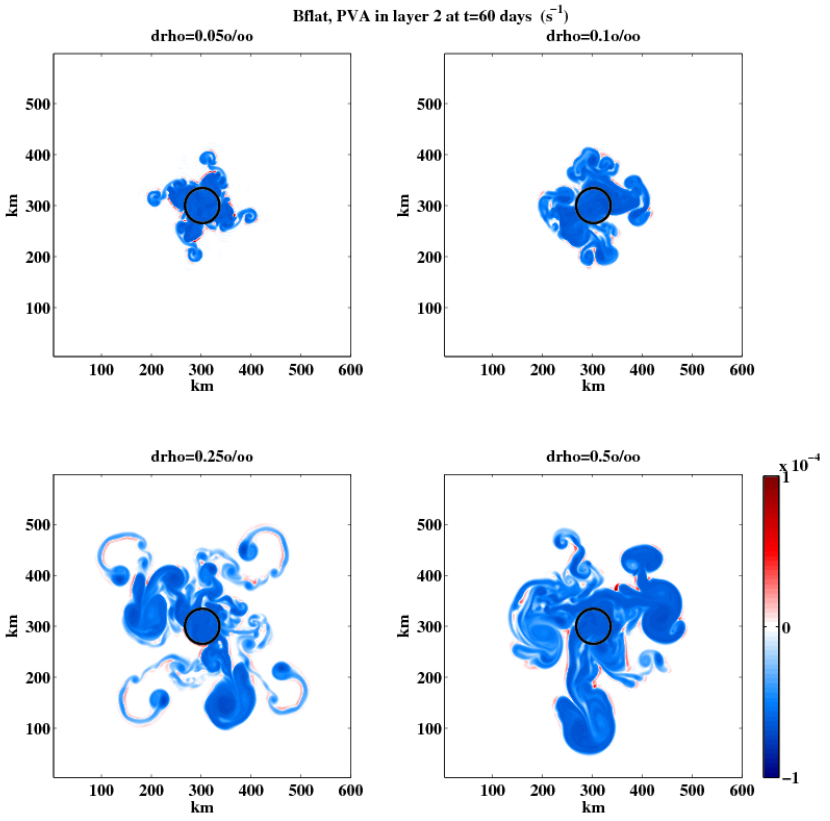


FIG. 3.38: PVA in layer 2 for drho varying between 0.05‰and 0.5‰for the Bflat configuration at $t = 60$ days.

a net propagation speed proportional to the Rossby radius of deformation :

$$V_{adv} \simeq 0.42\, R_d\, \frac{H_1\, Q}{H_1 + H_2}. \tag{3.31}$$

Thus, as in our case the vortex strength is not affected by a change in the density jumps, reducing the stratification should overall reduce the dispersive effects and the dispersion rates.

This is indeed what is observed. Figure 3.37 represents the dispersion rates for centered and coastal flat or sloping configurations as a function of the density jumps between the layers $\Delta\rho$. In all cases weakening the stratification reduces homogenized water dispersion. Figure 3.38 confirms that the mechanisms described above conjugate to induce different dispersion patterns and properties when the stratification changes. For $\Delta\rho = 0.05$, baroclinic structures hardly form and only a few of them propagate and disperse homogenized waters away from the ZMP. For $\Delta\rho = 0.1$, structures get larger, but self advection properties remain reduced. For higher values of $\Delta\rho$, self advection is significantly enhanced and dispersion becomes strong.

3.6.6 Along shore current

The following sensitivity study required a twice longer channel to avoid reaching the Northern boundary of the domain during the 60 day experiments considered here. Apart from this difference, the configurations used remain similar as before, with the same ZMP characteristics as in the reference experiments.

In addition with the mixing in the ZMP, a Northward barotropic current $V_0 \in [-0.2,\ 0.2]\ m/s$ is applied. Mixed waters reach the nudging layer faster when V_0 is large, so that $\bar{\tau}_{prod}$ is here calculated for the first 40 days to minimize the effect of the sponge area near the northern boundary. Figure 3.39 represents the influence of the current on the production rate, and different regimes are observed First notice that the grid used for the negative current has been modified to allow a comparison with the positive case. In particular, the center of the ZMP and the nudging layer, are moved in the Northern region. This slight difference affects the advection of mixed water within the Kelvin current which interacts more rapidly with the sponge layer when the ZMP is moved Northward, explaining the difference of the production rates obtained for the coastal configurations when $V0 = 0m/s$ for both configurations (V_0 positive or negative) on figure 3.39. Interestingly, this gives an evaluation of the production rate associated with dispersion by the Kelvin current : $\bar{\tau}_{prod}^{Kelvin} \simeq 0.01 - 0.02$ which represents up to 15% of the total production rate.

For the centered configurations (red curves), below a certain threshold $V_{0_{th}} \simeq\ 0.05\ m/s$, the barotropic current has a very weak impact on the production rate, and thus on the dispersive processes. However above this value $\bar{\tau}_{prod}$ linearly increases with V_0 with similar slopes for the flat or sloping bottom configurations. This linear increase is expected as the production rate is linked with the dispersion of mixed water which is obviously increasing with the large scale transport taken into account : if the background transport was the only dispersive process, $\bar{\tau}_{prod}$ would indeed be proportional to $\mid V_0 \mid$. The existence of a threshold value of V_0 below which the effect of the background current is weak simply means that in this regime, baroclinic instability developing at the edge of the ZMP remains the only dispersive effect and is not affected by a weak V_0. Once they are formed, the vortices are advected by the background current but their initial growth, which is responsible for removing mixed water through the ZMP boundary, is only weakly modified.

This is illustrated in Fig. 3.40 which represents the PVA in the second layer for the centered, flat case after 40 days of evolution and for different V_0 values. For weak background currents ($V_0 = 0\ cm/s$ or $V_0 = 5\ cm/s$) baroclinic instability obviously plays a major role in the dispersion of mixed waters. For stronger values, mixed waters are first partly then entirely advected away from the ZMP by the background current and the baroclinic

instability develops downstream of the ZMP, preferentially on the eastern side. In that case, the circulation in the ZMP (shown in Fig. 3.41 for $V_0 = 15\ cm/s$) is no longer anticyclonic and streamlines are no longer closed. Comparison can be made with Fig.3.14. A stable state establishes, where a jet of higher velocity and weak instability installs west of the ZMP and an area with weaker velocities but enhanced instabilities settles east of the ZMP. Dynamics are similar in centered configurations when a slope is considered, or when the current is negative. In fact, for the centered flat case, the behavior is strictly symmetric for positive or negative current. This is not the case when in the sloping case (see Fig. 3.39). The slope effects are opposed to the negative current advection, so that for $V_0 \ll V_{0_{th}}$ where the slope gradient is still strong enough to counter act or conjugate to the current, $\bar{\tau}_{prod}$ decreases for southward currents, while it increases for northward currents.

A more complicated regime is observed for the coastal configuration and there exists a strong asymmetry between Northward and Southward regimes. Indeed, in addition to all previous mechanisms, the presence of the coast also drastically constrains the dynamics, inhibiting baroclinic instability. In the centered case, we have seen that a Northward current inhibits instability development on the Western side of the ZMP and enhances it on the Eastern side. For the coastal situation, the Eastern side being constrained, baroclinic instability is thus inhibited by Northward currents, a feature that counteracts dispersive effects. The production rate does thus no longer increase with V_0. On the contrary, for Southward currents, baroclinic instability can develop freely on the western side, and the increase of $\bar{\tau}_{prod}$ with V_0 is similar to the centered case.

Another interesting regime appears with Northward background currents, where simulations show the periodic, instead of continuous, detachment of mixed water plumes for currents $V_0 > 0.1 m/s$ (see Fig. 3.42). This phenomenon does not exist for a negative current. In fact it seems that the dispersion of mixed waters is associated with the detachment of the most part of the ZMP waters.

Figure 3.43 illustrates this peculiar dynamics and shows the current in layer 2 near the ZMP after 5 and 10 days, and when a train of instability detaches (between 44 and 54 days) for $V_0 = 15\ cm/s$. The current first advects homogenized water away (T=5 days) as expected, but this advection is not permanent and a closed circulation installs after a few days, keeping homogenized water inside the ZMP. After 10 days, the circulation is barotropic and enclosed within the ZMP, no baroclinic instability occurs. Around day 50, a cyclonic vortex appears, forming a self propagating dipolar structure with the ZMP anticyclone, which is strong enough to detach the structure.

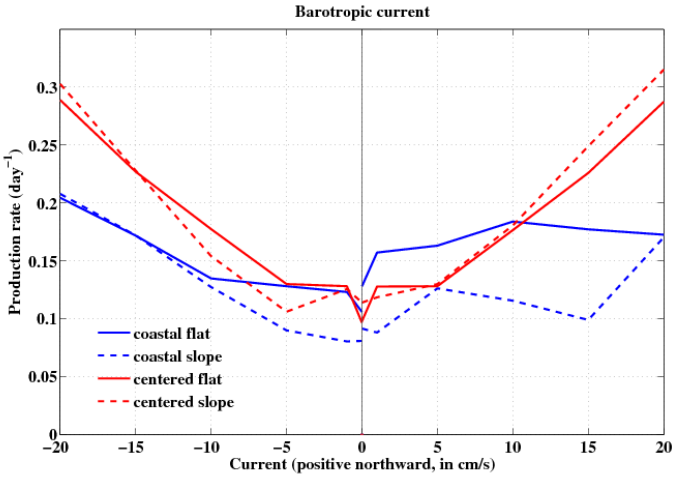


FIG. 3.39: Mean production rate $\bar{\tau}_{prod}$ as a function of negative and positive (Northward) barotropic current $V0$ for different configurations : centered (red curves) and coastal (blue curves) , with and without a sloping bottom (respectively dashed and plain lines).

3.7 Summary and discussion

The dispersion of homogenized waters, produced by localized and continuous tidal mixing, has been investigated. The effect of several physical processes and parameters has been analyzed, showing that baroclinic instability plays a major role. Other processes also have significant influence in particular when bottom friction, or other processes inhibiting baroclinic instability, are taken into account. More specifically, our study shows that some parameters drastically influence the production rate and dispersion of homogenized waters. This is the case for a bottom slope, the presence of a coast, a background stratification and a background current. Mixing and bottom friction also play an important role, but their influence on dynamics of the homogenized plume is rapidly limited by dispersive processes.

The plume shape and production rate of homogenized waters are related to the capacity of dispersive mechanisms to advect homogenized waters and to carry new stratified waters into the mixing area. Baroclinic instability is the predominant effect, so that any environmental or local influence on its efficiency can drastically modify the dispersion pattern and the observed parameter influence on the production rate can often be interpreted as an inhibition or enhancement of this major process.

A slope and the presence of a coast near the area of mixing reduces the typical size of the structures. Mixed waters are then constrained in a plume trapped at the coast and mostly directed Northward by topographic and coastal dispersive processes. The general Northeastern extension of the Ushant front could be explained by this process. The

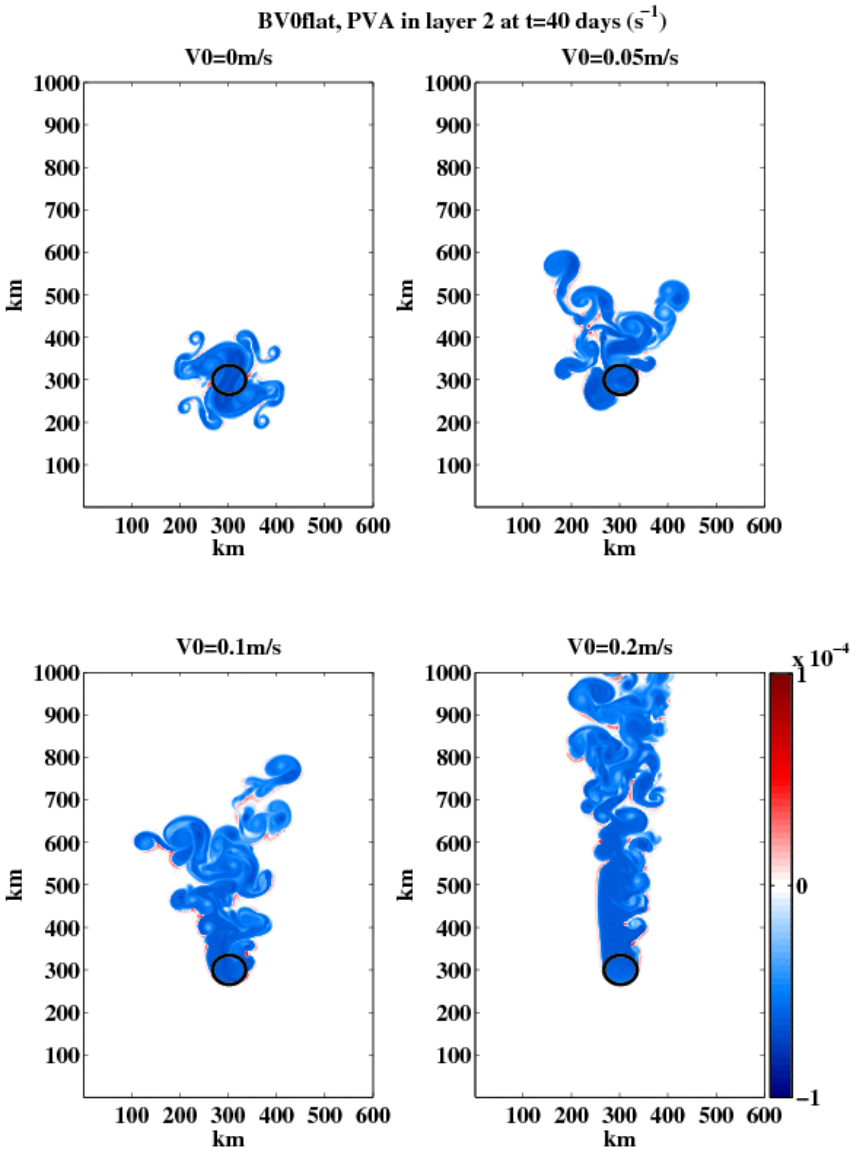


FIG. 3.40: PVA in layer 2 illustrating the impact of different Northward barotropic current V_0 on the dispersion of homogenized water in the centered, flat configuration after 40 days.

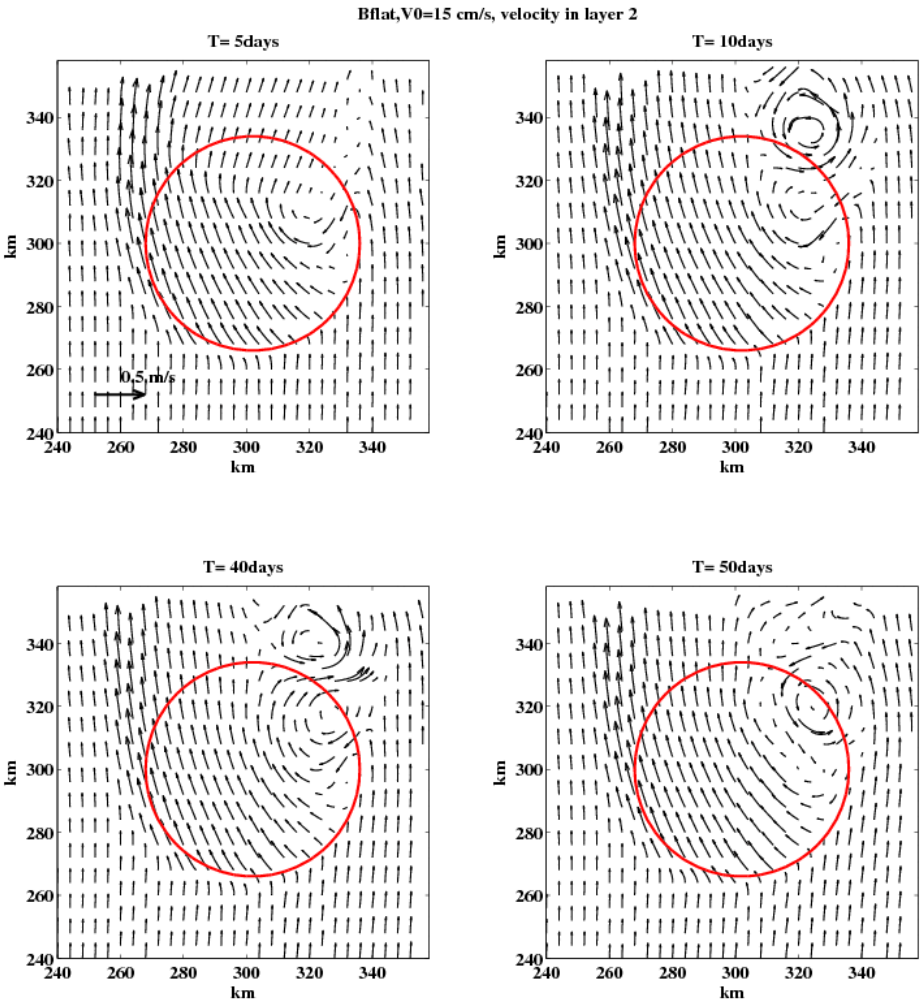


FIG. 3.41: Velocity field in layer 2 at different times for the centered flat experiment with a Northward barotropic current $V_0 = 15\ cm/s$.

frequent observed junction between the Sein and Ouessant plumes in the Iroise sea could also be explained by the Northward propagation of the Sein plume by coastal and topographic effects. On the other hand Southward propagation of tidal front can be explained by mirror effect or, most probably in nature, by the existence of a Southward background current. Finally, as far as bottom topography effects are concerned, the idealized bottom topography and the f-plane hypothesis are also limitations of our results. Herbette et al. [2003] investigated the effect of a sea mount on surface vortices and described peculiar advection and erosion properties on the $f-plane$ and on the $\beta-plane$ (Herbette et al. [2005]). This shows that islands or sea mounts can trap homogenized waters, which represents an additional effect on dispersion. The β drift of vortices, neglected here (see 3.5.4), can also modify our results when the slope is weak enough so that planetary β

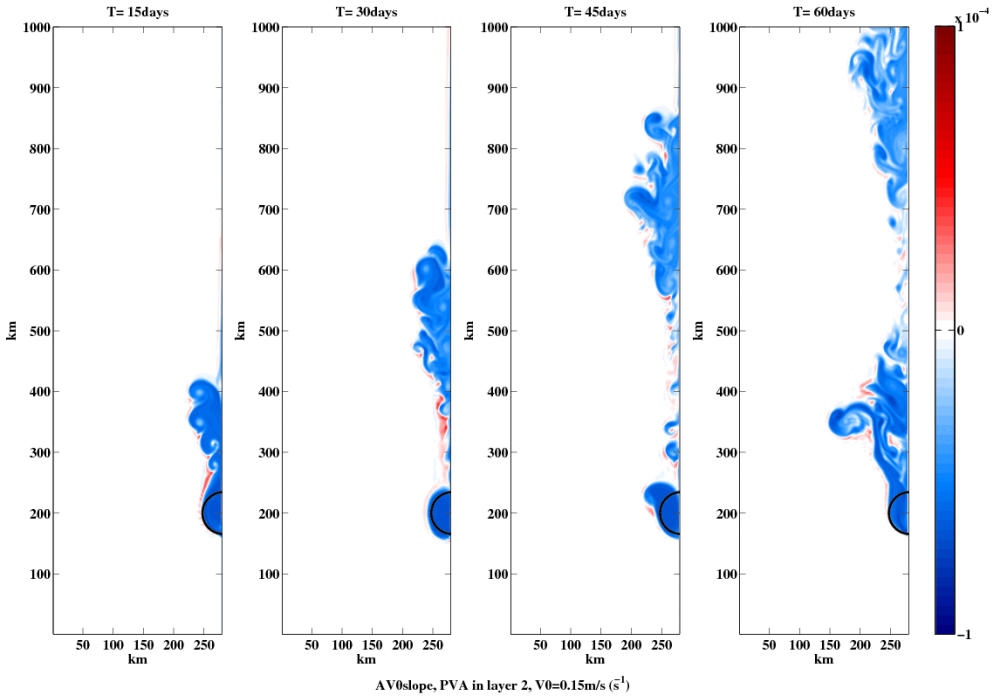


FIG. 3.42: PVA in layer 2 for a Northward current $V_0 = 0.15m/s$ in the coastal, sloping bottom configuration after 15, 30, 45 and 60 days. Notice the plumes of mixed water periodically detaching from the ZMP (the first plume detaches between 15 and 30 days while a second plume grows between 45 and 60 days).

effects is comparable to topographic effects. This advocates for further sensitivity studies in realistic configurations with a precise bathymetry.

Enhancing the mixing rate increases the production rate up to a threshold above which dispersion mechanisms limit the renewal of homogenized waters. This suggests that although spring tides favor mixing and thus production of mixed waters in frontal areas, local environmental parameters reducing the efficiency of dispersive mechanisms such as a low stratification, bottom friction, a slope or a coast, could limit their impact on dispersion. Note also that the threshold of tidal mixing efficiency is lower for weak stratifications. The strength of tidal mixing would then modify the front extension only in time periods when and regions where tidal currents become weak. This property may explain why, in nature, the modulation of the tidal current intensity by the neap-spring cycle has no clear effect on the extension of tidal fronts (see James [1977], Simpson and Bowers [1979] and Cambon [2008]). The results relative to the mixing entrainment remain to be considered carefully within the idealized context at least because the ZMP area can also vary during a tidal cycle.

The influence of the stratification can be related to different seasons in nature. Indeed,

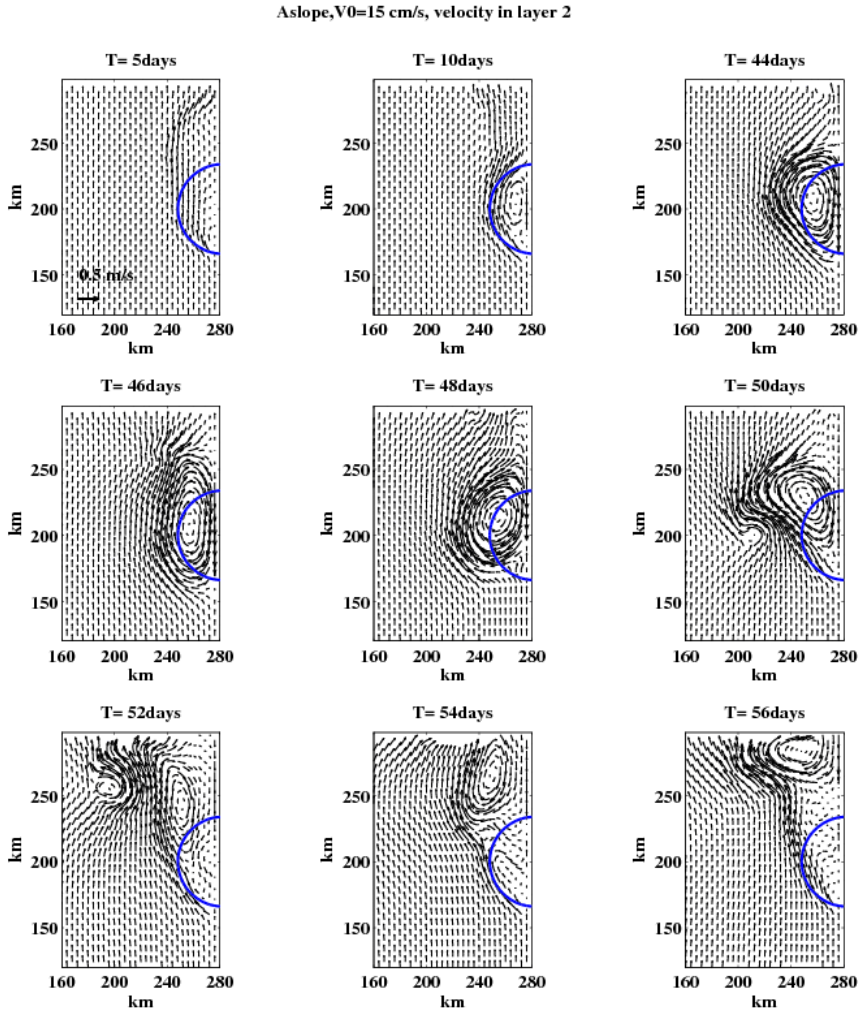


FIG. 3.43: Velocity in layer 2 at selected times for the coastal sloping bottom experiment and a Northward barotropic current $V_0 = 15\ cm/s$.

weak stratification in spring leads, according to our results, to much reduced frontal instabilities and weaker homogenized plume extension. In nature, satellite images show that the front extension is weak at the end of spring (see Fig.3.3(a)), but the link with the level of stratification is not obvious and should be explored.

Bottom friction inhibits the bottom layer dynamics and modifies the vertical structure of the coastal Kelvin current. The main result is an inhibition of baroclinic instability and a sharp decrease of the production rate for weak values of the bottom friction and a stalling above a threshold that is below or comparable to admitted values, in particular when an offset -associated with tidal currents- is added to the quadratic formulation. Without bottom friction, the homogenized plume is in fact much too chaotic, with many vortices propagating far from the mixing area, in comparison with observations. It follows that

the choice of the bottom friction in a realistic model, which varies spatially in nature, can be of major importance to represent correctly the extension of tidal fronts. We could even imagine to evaluate C_d through the analysis (using variational methods for instance) of the extension of tidal fronts on sea surface temperature, but some difficulties would however probably arise because of the limited influence of this parameter or its impacts on other physical processes such as the tidal current itself. Another interesting aspect is the horizontal shift between the mean position of the surface and bottom fronts, which has been observed in nature (see chapter 3.3). According to our results, this shift is strongly enhanced and at least partly due to bottom friction.

The influence of a background current, in particular on a coastal configuration such as the Ushant front, shows that the development or inhibition of meanders and vortices at the edge of the tidal front could simply be due to the presence of a background current. In the case of the Ushant front, this predicts favored instability for background currents flowing with the coast at their left, and reduced instabilities for opposite currents. This result is however valid for barotropic current, and its extension to baroclinic currents (surface intensified currents generated by a wind stress for instance) or non permanent currents (such as the tidal currents themselves to begin with) remains to be studied. Again, realistic configurations could be used to assess this effect.

3.8 Acknowledgments

Audrey Pasquet and Tanguy Szekely PhD grants have been funded by the French Defense Ministry. Yves Morel is supported by the French Navy Hydrographic and Oceanographic Service (SHOM). Helpful comments were provided by Louis Marié of the French Institute for Marine Research (Ifremer), and by Rémy Baraille, from the French Navy Hydrographic and Oceanographic Service (SHOM). This work is part of the EPIGRAM project funded by CNRS (LEFE/IDAO) and ANR (grant ANR-08-BLAN-0330-01).

References

Badin, G., Williams, R., Holt, J., Fernand, L., Oct. 2009. Are mesoscale eddies in shelf seas formed by baroclinic instability of tidal fronts? JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS 114.

Bleck, R., Boudra, D., Jun. 1986. Wind-driven spin-up in eddy-resolving ocean formulated in isopycnic and isobaric coordinates. JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS 91 (C6), 7611–7621.

Bleck, R., Rooth, C., Hu, D., Smith, L., Dec. 1992. Salinity-driven thermocline transients in a wind-forced and thermohaline-forced isopycnic coordinate model of the north-atlantic. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 22 (12), 1486–1505.

Bleck, R., Smith, L., Mar. 1990. A wind-driven isopycnic coordinate model of the north and equatorial atlantic-ocean. 1. model development and supporting experiments. JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS 95 (C3), 3273–3285.

Brown, J., Hill, A., Fernand, L., Horsburgh, K., Mar. 1999. Observations of a seasonal jet-like circulation at the central north sea cold pool margin. ESTUARINE COASTAL AND SHELF SCIENCE 48 (3), 343–355.

Cambon, G., 2008. Étude numérique de la mer d'Iroise : dynamique, variabilité du front d'Ouessant et évaluation des échanges cross-frontaux.

Carton, X., 2001. Hydrodynamical modeling of oceanic vortices. SURVEYS IN GEOPHYSICS 22 (3), 179–263.

Charney, J., Stern, M., 1962a. Critical layer instability in baroclinic flows. JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES 92 (2), 159–172.

Charney, J., Stern, M., 1962b. On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmospgere. JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES 19 (2), 159–172.

Cushman-Roisin, B., Apr. 1994. Introduction to Geophysical Fluid Dynamics, 1st Edition. Prentice Hall.

Ertel, H., 1942. On hydrodynamic eddy theorems. PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT 43, 526–529.

Farnhead, P., 1975. On the formation of fronts by tidal pixing around the british isles. deep-Sea Research 22, 311–321.

Fernand, L., Nolan, G., Raine, R., Chambers, C., Dye, S., White, M., Brown, J., Oct. 2006. The irish coastal current: A seasonal jet-like circulation. CONTINENTAL SHELF RESEARCH 26 (15), 1775–1793.

Frelin, G., Morel, Y., Pasquet, A., 2010. Advection of vortices in kelvin waves. Internal report, S.H.O.M.

Gill, A., 1976. Adjustment under gravity in a rotating channel. JOURNAL OF FLUID MECHANICS 77 (OCT8), 603–621.

Haynes, P., McIntyre, M., Mar. 1987. On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces. JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES 44 (5), 828–841.

Haynes, P., McIntyre, M., Aug. 1990. On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity. JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES 47 (16), 2021–2031.

Helfrich, K. R., AUG 2006. Nonlinear adjustment of a localized layer of buoyant, uniform potential vorticity fluid against a vertical wall. DYNAMICS OF ATMOSPHERES AND OCEANS 41 (3-4), 149–171.

Herbette, S., Morel, Y., Arhan, M., Aug. 2003. Erosion of a surface vortex by a seamount. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 33 (8), 1664–1679.

Herbette, S., Morel, Y., Arhan, M., Jul. 2004. Subduction of a surface vortex under an outcropping front. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 34 (7), 1610–1627.

Herbette, S., Morel, Y., Arhan, M., Nov. 2005. Erosion of a surface vortex by a seamount on the beta plane. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 35 (11), 2012–2030.

Hill, A., Brown, J., Fernand, L., Holt, J., Horsburgh, K., Proctor, R., Raine, R., Turrell, W., Jun. 2008. Thermohaline circulation of shallow tidal seas. GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS 35 (11).

Hill, A., James, I., Linden, P., Matthews, J., Prandle, D., Simpson, J., Gmitrowicz, E., Smeed, D., Lwiza, K., Durazo, R., Fox, A., Bowers, D., Jun. 1993. Dynamics of tidal mixing fronts in the north-sea. PHILOSOPHICAL TRANSACTIONS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON SERIES 343 (1669), 431–446.

Horsburgh, K., Hill, A., Brown, J., Fernand, L., Garvine, R., Angelico, M., 2000. Seasonal evolution of the cold pool gyre in the western irish sea. PROGRESS IN OCEANOGRAPHY 46 (1), 1–58.

Hu, D., AUG 1996. The computation of diapycnal diffusive and advective scalar fluxes in multilayer isopycnic-coordinate ocean models. MONTHLY WEATHER REVIEW 124 (8), 1834–1851.

James, J., 1977. A model of annual cycle of themperature in a frontal region of the celtic sea. Estuarine and Coastal Marine Science 5, 339–353.

LaCasce, J., Dec. 1998. A geostrophic vortex over a slope. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 28 (12), 2362–2381.

Le Boyer, A., Cambon, G., Daniault, N., Herbette, S., Le Cann, B., Marie, L., Morin, P., Apr. 2009. Observations of the ushant tidal front in september 2007. CONTINENTAL SHELF RESEARCH 29 (8), 1026–1037.

Le Corre, P., Mariette, V., 1985. Le front thermique d'Ouessant en août et septembre 1982, Campagne SATIR - DYNATLANT. Vol. 1 of Campagnes Océanographiques Françaises. Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer.

Legg, S., Jones, H., Visbeck, M., OCT 1996. A heton perspective of baroclinic eddy transfer in localized open ocean convection. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 26 (10), 2251–2266.

Legg, S., Marshall, J., JUN 1993. A heton model of the spreading phase of open-ocean deep convection. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 23 (6), 1040–1056.

Legg, S., Marshall, J., JAN 1998. The influence of the ambient flow on the spreading of convected water masses. JOURNAL OF MARINE RESEARCH 56 (1), 107–139.

Legg, S., McWilliams, J., Gao, J., MAY 1998. Localization of deep ocean convection by a mesoscale eddy. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 28 (5), 944–970.

Mariette, V., Lecann, B., 1985. Simulation of the formation of ushant thermal front. CONTINENTAL SHELF RESEARCH 4 (6), 637–&.

Mariette, V., Rougier, G., Salomon, J. C., Simon, B., 1982. Courants de marée en Mer d'Iroise. Oceanologica Acta 5 (2), 149–159.

McWilliams, J., 2006. Fundamentals of Geophysical Fluid Dynamics. Cambridge University Press.

McWilliams, J., Flierl, G., 1979. Evolution of isolated, non-linear vortices. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 9 (6), 1155–1182.

Morel, Y., DEC 1995. The influence of an upper thermocline current on intrathermocline eddies. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 25 (12), 3247–3252.

Morel, Y., Baraille, R., Pichon, A., 2008. Time splitting and linear stability of the slow part of the barotropic component. OCEAN MODELLING 23 (3-4), 73–81.

Morel, Y., Darr, D., Talandier, C., May 2006. Possible sources driving the potential vorticity structure and long-wave instability of coastal upwelling and downwelling currents. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 36 (5), 875–896.

Morel, Y., McWilliams, J., May 1997. Evolution of isolated interior vortices in the ocean. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 27 (5), 727–748.

Morel, Y., McWilliams, J., 2001. Effects of isopycnal and diapycnal mixing on the stability of oceanic currents. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 31 (8), 2280–2296.

Muller, H., Blanke, B., Dumas, F., Mariette, V., Jul. 2010. Identification of typical scenarios for the surface lagrangian residual circulation in the iroise sea. JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS 115.

Nof, D., SEP 1999. Strange encounters of eddies with walls. JOURNAL OF MARINE RESEARCH 57 (5), 739–761.

Pavec, M., Carton, X., 2004. Parametric instability of a two-layer wall jet. REGULAR & CHAOTIC DYNAMICS 9 (4), 499–507.

Pavec, M., Carton, X., Swaters, G., May 2005. Baroclinic instability of frontal geostrophic currents over a slope. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 35 (5), 911–918.

Pichon, A., Correard, S., 2006. Internal tides modelling in the Bay of Biscay. Comparisons with observations. SCIENTIA MARINA 70, 65–88.

Pingree, R., Griffiths, D., 1978. Tidal fronts on shelf seas around British-isles. JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS AND ATMOSPHERES 83 (NC9), 4615–4622.

Pingree, R., Mardell, G., Holligan, P., Griffiths, D., Smithers, J., 1982. Celtic sea and armorican current structure and the vertical distributions of temperature and chlorophyll. CONTINENTAL SHELF RESEARCH 1 (1), 99–116.

Renaudie, C., Morel, Y., Hello, G., Giordani, H., Baraille, R., 2011. Observation and analysis of mixing in a tidal and wind-mixed coastal region. OCEAN MODELLING 37 (3-4), 65–84.

Reznik, G., Grimshaw, R., NOV 25 2002. Nonlinear geostrophic adjustment in the presence of a boundary. JOURNAL OF FLUID MECHANICS 471, 257–283.

Richardson, K., Visser, A., Pedersen, F., Sep. 2000. Subsurface phytoplankton blooms fuel pelagic production in the north sea. JOURNAL OF PLANKTON RESEARCH 22 (9), 1663–1671.

Schiller, R., Kourafalou, V., 2010. Modeling river plume dynamics with the HYbrid coordinate ocean model. OCEAN MODELLING 33 (1-2), 101–117.

Simpson, J., Hunter, J., 1974. Fronts in irish sea. NATURE 250 (5465), 404–406.

Simpson, J. H., Allen, C. M., Morris, N. C. G., 1978. Fronts in the continental shelf. Journal of Geophysical Research 83, 4607–4614.

Simpson, J. H., Bowers, D., 1979. Shelf sea fronts' ajustements revealed by satellite ir imagery. Narure 280, 648–651.

Simpson, J. H., Bowers, D., 1980. Models of stratification and frontal mouvement in shelf seas. Deep-sea Research 28A (7), 727–738.

Sutyrin, G., Carton, X., JUN 2006. Vortex interaction with a zonal Rossby wave in a quasi-geostrophic model. DYNAMICS OF ATMOSPHERES AND OCEANS 41 (2), 85–102.

Sutyrin, G., Flierl, G., MAR 1 1994. Intense vortex motion on the beta-plane - Development of the beta-gyres. JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES 51 (5), 773–790.

Thierry, V., Morel, Y., May 1999. Influence of a strong bottom slope on the evolution of a surface-intensified vortex. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 29 (5), 911–924.

Vandermeirsch, F., Carton, X., Morel, Y., FEB 2003a. Interaction between an eddy and a zonal jet - Part I. One-and-a-half-layer model. DYNAMICS OF ATMOSPHERES AND OCEANS 36 (4), 247–270.

Vandermeirsch, F., Carton, X., Morel, Y., FEB 2003b. Interaction between an eddy and a zonal jet - Part II. Two-and-a-half-layer model. DYNAMICS OF ATMOSPHERES AND OCEANS 36 (4), 271–296.

Vandermeirsch, F., Morel, Y., Sutyrin, G., 2001. The net advective effect of a vertically sheared current on a coherent vortex. JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY 31 (8), 2210–2225.

Vincent, A., Kurc, G., 1975. Les variations de la situation thermique dans le golfe de Gascogne et leur incidence sur l'écologie et la peche de la sardine. Revue des Travaux, Institu des pêches maritimes.

Winther, N., Morel, Y., Evensen, G., Aug. 2007. Efficiency of high order numerical schemes for momentum advection. JOURNAL OF MARINE SYSTEMS 67 (1-2), 31–46.

Chapitre 4

Advection de vortex cohérents dans un courant de gradient de vorticité potentielle nul.

4.1 Premières observations et intérêt de l'étude

Lors des études académiques présentées au chapitre 3, le cas de la friction de fond a révélé un effet particulier de l'inhibition de la dynamique de fond sur le transport des masses d'eau le long d'une côte. La Fig. 4.1 montrant l'anomalie de vorticité potentielle (PVA par la suite) dans la seconde couche dans les cas côtier à fond plat (Aflat) et pentu (Aslope), avec et sans friction, suggère une intensification de la dispersion d'eaux mélangées vers le nord sur fond plat et lorsque que l'on applique une friction de fond. Le taux de production sectoriel moyenné en temps associé à la Fig. 4.1 , montré sur la Fig. 4.2, confirme une intensification de la dispersion vers le nord dans les deux configurations Aflat et Aslope. Inhiber la dynamique dans la couche de fond semble donc augmenter le transport des tourbillons attrapés sur la distance caractéristique du courant côtier de Kelvin. Aucune intensification n'est observée vers le sud.

Les ondes de Kelvin étant des ondes de gravité, elles ne signent pas en anomalie de vorticité potentielle. Elles sont, en revanche, associées à un courant barocline résultant de l'ajustement géostrophique de la circulation périphérique de la ZMP interagissant avec la paroi. Ce courant est qualifié de "courant de Kelvin" dans le chapitre qui précède et nous garderons ce terme par la suite. Il est possible de calculer analytiquement un profil de vitesses vertical d'un tel courant à la côte par fond plat en utilisant un programme d'inversion PVA-vitesse (Herbette [2003]).

Reprenant l'équation de PVA du chapitre précédent, on obtient pour la couche k :

$$PVA_k = H_k \left(\frac{\zeta_k \ + \ f}{h_k} - \frac{f}{H_k} \right) = \frac{H_k}{h_k} \left[\zeta_k \ - \ f \frac{h_k \ - \ H_k}{H_k} \right] \tag{4.1}$$

ce qui peut s'écrire encore :

$$\zeta_k \ - f \ \frac{\Delta h_k}{H_k} = PVA_k \ \left(1 \ + \ \frac{\Delta \ h_k}{H_k} \right) \tag{4.2}$$

La seconde équation de la dynamique des fluides peut être réduite, après hypothèse de stationnarité et en configuration bidimensionnelle, à l'équation suivante :

$$-fV_k = -\partial_x \ \mathcal{M}_k \tag{4.3}$$

Avec M_k le potentiel de Montgomery défini par (N le nombre de couches) :

$$\mathcal{M}_k = \sum_{i=1}^{i=N} g h_i \ + \ \sum_{i=1}^{i=k-1} \frac{\rho_i \ - \ \rho_k}{\rho_0} g h_i \tag{4.4}$$

En faisant l'hypothèse d'un gradient de PV nul dans 4.2 (i.e. l'hypothèse caractéristique principale du courant calculé), et pour un courant méridien, on obtient finalement l'équation suivante :

$$\partial_{x^2} \ \mathcal{M}_k \ - \ f^2 \ \frac{\Delta \ h_k}{H_k} = 0 \tag{4.5}$$

Ce qui se traduit en écriture matricielle par :

$$[\ \underline{\underline{M}}^{-1} . \underline{L}] \ \Delta \underline{h} = \nabla^2 \Delta \underline{h} \tag{4.6}$$

avec $\underline{\underline{M}}$ la matrice reliant le potentiel de Montgomery aux épaisseurs de couches et $\underline{L} = f^2 \underline{H}$, $\underline{H}$ étant le vecteur d'épaisseurs de couches au repos. Il s'agit d'un problème d'inversion linéaire nécessitant une condition initiale à la côte, par exemple le champ de vitesse V_{bord} (une épaisseur de couche initiale peut aussi être utilisée).

La Fig. 4.3 illustre le courant barocline obtenu pour une hypothèse de gradient de PV nul et une condition initiale $V_{bord} = 0.28 m/s$. Le profil vertical de vitesses obtenu est similaire au courant initial qui se met en place à la côte dans la sortie de simulation Aflat (Fig. 4.3). Ceci confirme l'hypothèse d'un courant d'ajustement à la côte d'une part, mais cela permet également de comprendre l'impact d'une friction de fond sur les propriétés advectives de ce courant de bord avant qu'il ne soit perturbé.

Dans la configuration plate, toutes les vitesses sont positives (vers le nord) exceptée la vitesse dans la couche de fond (cf Fig. 4.3). La conséquence est un transport global vers le nord accru lorsque la dynamique de fond est inhibée. L'augmentation de production d'eaux mélangées vers le nord sur les graphes 4.1 et 4.2 peut donc être en partie expliquée par la modification de la structure verticale du courant barocline à la côte. Dans le cas plat en particulier, la Fig. 4.4 montre que l'inhibition de la dynamique de la couche de fond entraîne un réajustement de la troisième couche. On remarque également que les deux premières couches ne sont pas significativement impactées. Cette restructuration du courant sur la verticale entraîne une modification du transport global dû au courant le long de la côte (ou du moins le transport théorique avant perturbation du courant). Le transport d'eau mélangée dans les couches 2 et 3 est calculé à partir des sorties modèles par fond plat à 7 jours avant perturbation du courant et sur une distance de 40 km de la côte, distance au delà de laquelle le courant n'est plus significatif. Les valeurs obtenues montrent une augmentation de $Tr = 2.9.10^{-3}\ Sv$ sans friction à $Tr = 4.8.10^{-3}\ Sv$ avec un coefficient de friction $Cd = 0.0005$. Dans le cas pentu en revanche, l'inhibition de la couche de fond diminue le transport d'eau homogène dû au courant côtier vers le nord. Un calcul de transport similaire au cas plat est effectué ; il est de $Tr = 7.6.10^{-3}\ Sv$ sans friction et de $Tr = 1.8.10^{-3}\ Sv$ avec un coefficient de friction $Cd = 0.0005$. Rappelons que ces valeurs sont obtenues après 7 jours de simulation, avant que le courant de bord ne soit perturbé. Ces résultats ne peuvent donc pas être comparés aux taux dispersifs moyennés sur la durée de la simulation illustrés sur la Fig. 4.2. Le transport dans les couches 2 et 3 tend à s'équilibrer au début des simulations, ce qui a pour conséquence la baisse significative du transport global d'eau homogène vers le nord observée. Une perturbation de la structure du courant peut donc facilement entraîner dans cette configuration une inversion du transport vers le sud. Cela pourrait être l'origine de la langue d'eau mélangée qui s'écoule lentement (à $3cm/s$ environ) le long de la côte dans le cas pentu avec frottement (voir Fig. 4.1). Dans les deux configurations, la réorganisation verticale du courant due au frottement influe donc sur le transport d'eau homogène le long de la côte. Ainsi, le courant côtier induit par une onde de Kelvin se propageant vers le nord peut engendrer un transport d'eau mélangée vers le sud.

On observe sur les coupes de PVA (Fig. 4.1) que les eaux homogènes peuvent également être transportées, lorsqu'un Cd non nul est appliqué, au coeur de tourbillons de circulation majoritairement cyclonique. Bien qu'un transport de structures puisse déjà être observé dans le cas plat de référence, il est ici moins chaotique et des structures cohérentes similaires et successives sont advectées le long de la côte. Au dessus d'une pente, le transport d'eau mélangé est exclusivement dû à une advection de masse d'eau ; aucune structure isolée n'est advectée le long de la paroi. La modification du profil vertical de

courant semble donc influer de façon sélective sur le transport de structures le long de la paroi.

Ces observations suggèrent donc que :

- Des vortex sont advectés par les courants d'ajustement à la côte, qui sont des courants baroclines ne signant pas en PVA.
- Ce mécanisme est un processus dispersif qui s'ajoute à l'advection de masse d'eau mélangée dans le courant. Comme d'autres mécanismes d'advection de structures, il dépend de la production d'eau mélangée et de la croissance d'instabilité barocline.
- L'advection des vortex dépend également de la structure verticale du courant.
- Le potentiel advectif du courant sur les tourbillons semble dépendre du signe et de l'intensité de ces derniers.

Ce processus particulier a fait l'objet d'une étude spécifique permettant de mettre en évidence les propriétés dispersives des courants baroclines de PVA constante, et également de valider la capacité du modèle MICOM à reproduire l'effet miroir.

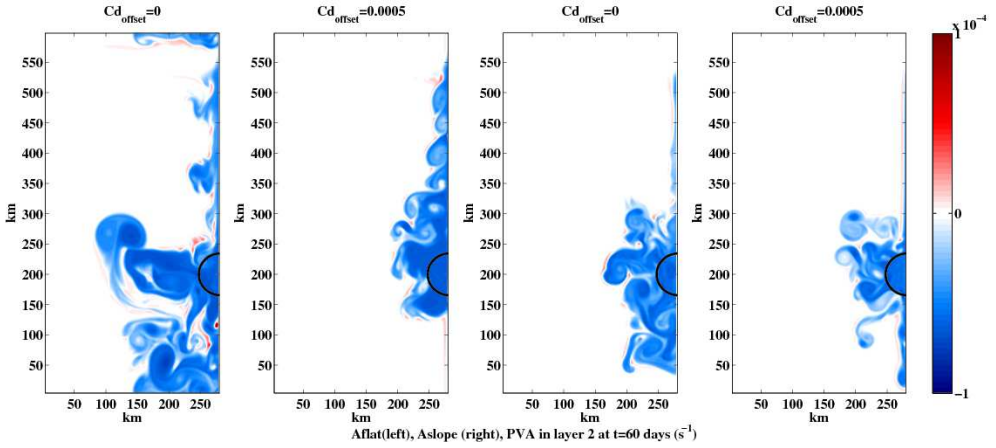


FIG. 4.1: PVA dans le cas côtier plat(gauche) et pentu(droite) avec et sans friction de fond ($cd_{offset} = 0.0005$) après 60 jours

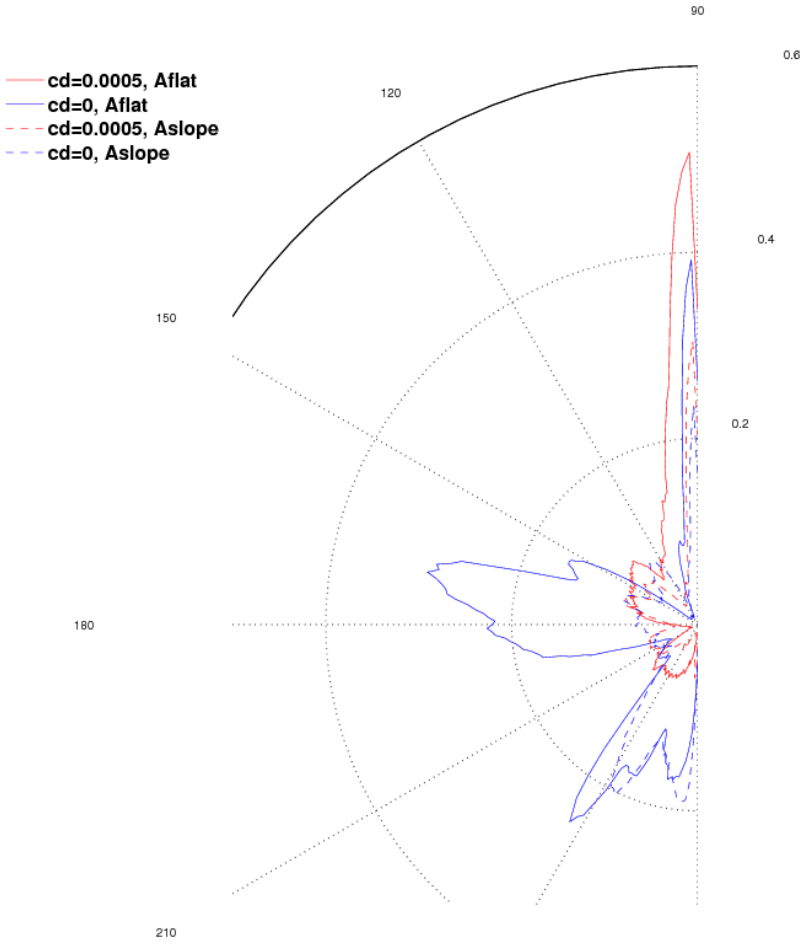


FIG. 4.2: Taux de production sectoriel moyenné en temps dans les cas côtiers avec et sans friction de fond ($cd_{offset} = 0.0005$). L'inhibition de la dynamique de couche de fond intensifie de façon significative la dispersion vers le nord dans le cas plat.

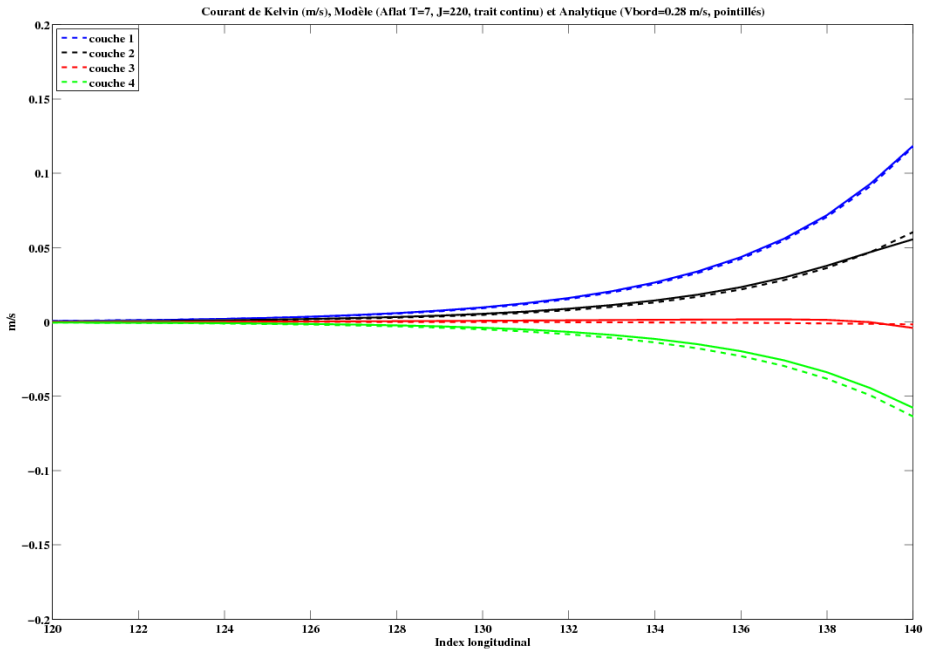


FIG. 4.3: Profil de vitesse vertical observée dans le cas Aflat, à la latitude J=220 (Y=440km) à T=7jours (trait continu) et calculé analytiquement (pointillés) avec une condition $V_{bord} = 0.28m/s$. Après 7 jours le courant est installé et n'est pas encore perturbé. Le modèle analytique d'un courant barocline de gradient de PV constant est en accord avec la sortie modèle, confirmant qu'il s'agit d'un courant de gravité barocline de PVA nulle.

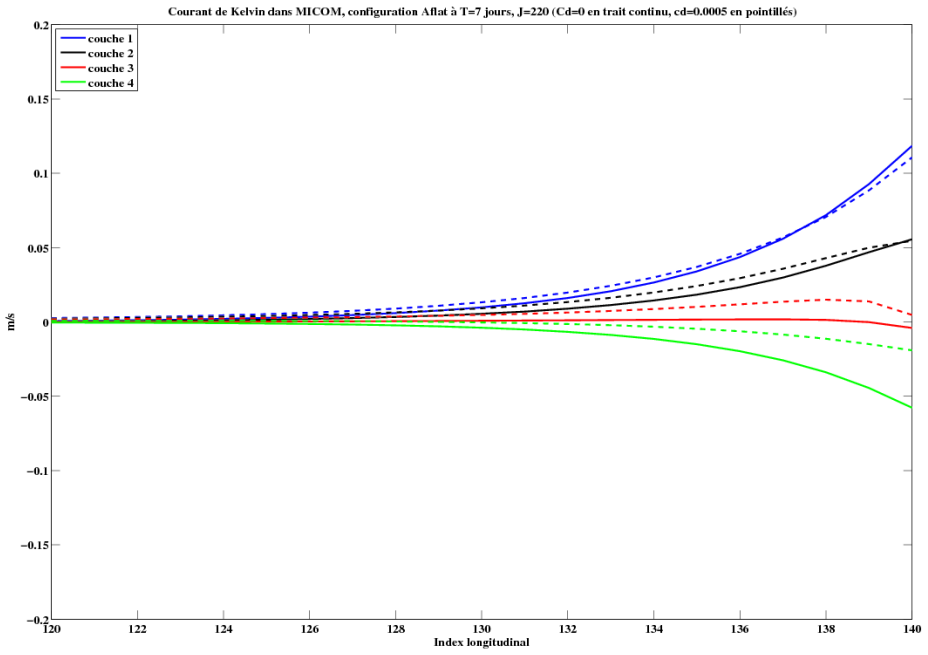


FIG. 4.4: Profil de vitesse vertical observée dans le cas Aflat, à la latitude J=220 (Y=440km) à T=7jours sans friction (trait continu) et avec $Cd = 0.0005$ (pointillés). Après 7 jours le courant est installé et n'est pas encore perturbé. L'inhibition de la dynamique dans la couche 4 est rééquilibrée par une augmentation de la vitesse dans la couche 3, tandis que les vitesses dans les deux premières couches ne sont pas significativement modifiées.

4.2 Advection d'un tourbillon dans un courant barocline : théorie

4.2.1 Advection d'un tourbillon dans un courant barocline en océan ouvert

Les propriétés advectives des courants baroclines sur les tourbillons ne sont pas triviales, elles ont fait l'objet d'études dans les cas spécifiques de courants baroclines en océan ouvert. Dans un courant barotrope, un vortex cohérent axisymétrique est simplement advecté à la vitesse du courant. Les tourbillons de grande échelle ou de sous mésoéchelle observés ayant une intensité diminuant avec la profondeur, les effets advectifs de la partie barocline du courant ne sont pas négligeables. En utilisant un modèle $2^{1/2}$, Hogg et Stommel en 1990 étudient l'advection de points vortex situés dans les couches de surface (1) et du milieu (2) par un courant cisaillé verticalement (courant constant dans la première couche dans leur étude). Soient $[p_1, p_2]$ l'intensité des points vortex, $\mathbf{U} = (U_1, U_2)$ le courant ambiant et $\mathbf{H} = (h_1, h_2)$ les épaisseurs de couche, l'advection globale de deux points vortex par le courant moyen peut être dérivée des travaux de Hogg et Stommel et est donnée par (voir Vandermeirsch [1999]) :

$$U_{adv} = \frac{p_1\ h_1\ U_1 + p_2\ h_2\ U_2}{p_1\ h_1 + p_2\ h_2} \tag{4.7}$$

Dans cette étude, les auteurs ont fait l'hypothèse que l'inclinaison des interfaces isopycnales associée au cisaillement vertical du courant peut être négligée. Or dans l'océan ouvert, un courant cisaillé verticalement présente un gradient de PV barocline associé à une inclinaison des interfaces isopycnales. Une étude de Morel en 1995 (Morel [1995]) montre que ce gradient de PV barocline modifie les β gyres (circulations dipolaires résultant de l'effet β planétaire et responsables d'un déplacement non négligeable des vortex dans leur milieu ambiant (plusieurs cm/s)). Par sa similarité avec l'effet β planétaire (A_β), ce mécanisme est appelé effet β barocline ($A_{\beta_{clin}}$). Il modifie de façon non négligeable les mécanismes advectifs déjà identifiés (advection par la partie barotrope du courant (A_{barot}), advection par la partie barocline du courant calculée par Hogg et Stommel (A_{clin}), effet β planétaire (A_β), effet β topographique ($A_{\beta_{topo}}$)).

Vandermeirsch et al. [2001] étudient les interactions non linéaires entre un vortex cohérent et un courant cisaillé verticalement de grande échelle (dont le cisaillement horizontal est négligeable à l'échelle du vortex). Leur modèle analytique permet de mettre en évidence la capacité du vortex à déformer voire homogénéiser le champ de vorticité potentielle du courant ambiant, ce qui inhibe l'effet advectif net du courant ($A_{clin} \simeq 0$). On peut en conclure que l'effet β barocline du courant compense l'advection due à sa partie

barocline, ce qui laisse comme effets advectifs dominants la partie barotrope du courant et l'effet β planétaire ou topographique (d'éventuelles interactions avec des vortex voisins ou d'autres types de courants sont autant de mécanismes advectifs supplémentaires). Le gradient de PV associé à un courant barocline joue donc un rôle non négligeable sur ses propriétés advectives.

4.2.2 Cas d'un courant d'anomalie de vorticité potentielle nulle

Comme expliqué et vérifié dans la section 4.1, le courant qui se développe le long de la côte dans les études paramétriques de la section 3 a un gradient de PV nul et dans ce cas précis l'effet β barocline est inexistant. L'advection vers le nord de vortex attrapés à la côte doit donc dépendre de la partie du courant barotrope, de la partie du courant barocline et des effets β topographiques (et planétaires sur le plan β). A ces mécanismes s'ajoutent les effets dispersifs inhérents à la présence d'une côte, ici principalement l'effet miroir. Les propriétés de l'advection de tourbillons attrapés dans des courants de Kelvin ont été étudiés en détails au cours d'un stage que j'ai encadré pendant ma thèse dont le rapport se trouve en annexe B. La section 4.3 en présente les résultats, ainsi que des compléments d'étude.

4.3 Étude académique à deux couches avec MICOM : mise en évidence de l'effet miroir et advection dans un courant de Kelvin

4.3.1 Modèle numérique et configuration

L'étude consiste à imposer un courant barocline de PV constante (ici $PVA = 0$) dans un modèle deux couches, et à calculer l'advection d'un tourbillon cohérent placé à une distance choisie de la côte et dans la première couche. Cela implique de calculer au préalable les champs de vitesse et épaisseurs de couche du tourbillon d'une part, et du courant d'autre part. Cela est fait par la méthode d'inversion présentée précédemment pour le calcul du courant à la côte, et décrit plus en détails dans la section 4.3.2 pour les profils de vortex. Le modèle numérique utilisé est le modèle MICOM déjà présenté au chapitre 3, en conditions adiabatiques. Les seules différences sont le choix d'une configuration à deux couches, sans bande de relaxation. Les conditions aux frontières sont périodiques Nord-Sud et fermées Est-Ouest. L'étude s'est bornée au cas plat afin d'éviter les effets dispersifs topographiques (notons par ailleurs que la méthode d'inversion présentée précédemment n'est valable que pour des épaisseurs de couches initiales constantes, ce qui proscrit une variation topographique). Enfin la grille est de dimension 300 km en latitude et 150 km en longitude. Le pas de grille est de 2 km sauf lorsque spécifié différent. Les épaisseurs de couche au repos sont $H_1 = H_2 = 500m$, le paramètre de Coriolis est toujours de $f = 7.10^{-5}s^{-1}$ et le saut de stratification est fixé à $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = 10^{-3}$. La durée de simulation est de 30 jours. Les paramètres de l'étude ont été choisis de façon à se rapprocher autant que possible des ordres de grandeurs physiques des études paramétriques du chapitre 3. Pour plus de détails concernant la configuration utilisée, et de manière générale l'ensemble de l'étude, voir le rapport de Guillaume Frelin en annexe B (référencé en tant que GF par la suite).

4.3.2 Détermination des profils de vitesse

4.3.2.1 Profil de vitesse d'un vortex cohérent

La PVA est ici encore utilisée comme marqueur de masses d'eaux spécifiques. La relation bijective entre le champ de vitesse et la vorticité potentielle dans le cas d'écoulements (cyclo)géostrophiques permet notamment de définir un vortex à partir d'un profil de PVA respectant certains critères de stabilité. Le calcul de ces profils est adapté de la méthode d'inversion décrite par Steven Herbette (Herbette [2003]) et est rappelée dans FG. Sont rappelés ici les bases de cette méthode, et plus spécifiquement l'expression du profil radial de PVA du vortex défini pour notre étude par :

$$PVA_1 = \Delta Q_1^0 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{R_t^2}\right) \tag{4.8}$$

$$PVA_2 = 0 \tag{4.9}$$

avec :

- PVA_k l'anomalie de vorticité potentielle dans la couche k,
- ΔQ_k^0 le maximum d'anomalie de vorticité potentielle au centre du vortex défini dans la couche k,
- r la distance au centre du vortex (distance radiale),
- R_t le rayon de définition du profil de PVA, ou rayon caractéristique.

Les équations de dynamique des fluides cyclogéostrophiques et l'équation de PVA 4.2 donnent le système suivant (Herbette [2003]) :

$$\frac{v_{\theta_k}^2}{r} + f v_{\theta_k} = \partial_r \mathcal{M}_k \tag{4.10}$$

$$\zeta_k - f\frac{\Delta h_k}{H_k} = \Delta Q_k \left(1 + \frac{\Delta h_k}{H_k}\right) \tag{4.11}$$

avec :

- $\zeta_k = \frac{1}{r}\partial_r\left(r v_{\theta_k}\right)$ la vorticité relative dans la couche k,
- v_{θ_k} la vitesse azimutale dans la couche k.

Ce système est non linéaire et résolu de façon itérative d'après Herbette [2003]. Le terme initial est calculé à l'équilibre géostrophique, i.e. en négligeant le terme quadratique $v_{\theta_k}^2/r$ et l'on fixe le terme $\Delta Q_k\left(1 + \Delta h_k/H_k\right) = \Delta Q_{k_m}$.[1] Le système matriciel iteratif suivant est obtenu pour n couches et au rang k :

[1] D'après (Morel and McWilliams [1997]) le tourbillon est isolé si l'intégrale volumique de PVA est nulle, condition qui n'est pas remplie ici.

$$\left(\underline{\underline{M}}\nabla^2\underline{\Delta h}^n\right)_k - f^2\frac{\Delta h_k^n}{H_k} = \Delta Q_{k_m} + \frac{1}{r}\partial_r\left(v_{\theta_k}^2\right)^{n-1} \quad (4.12)$$

$$v_{\theta_k}^n = \frac{1}{f}\left(\underline{\underline{M}}\cdot\partial_r\underline{\Delta h}\right)_k - \frac{\left(v_{\theta_k}^2\right)^{n-1}}{fr} \quad (4.13)$$

Le critère d'arrêt de l'itération est pris à $max\left(|\Delta h^n - \Delta h^{n-1}|\right) \leq 1mm$.

La Fig. 4.5 illustre le profil de PVA initial prescrit dans le modèle ($\Delta Q_1^0 = \pm 0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$; $\Delta Q_2^0 = 0$; $R_t = 11\ km$). (Les Fig. 2.2 et 2.3 en annexe B représentent respectivement le profil de PVA correspondant à l'expression 4.9 et les profils de vitesse azimutale et d'épaisseur de couche obtenus.

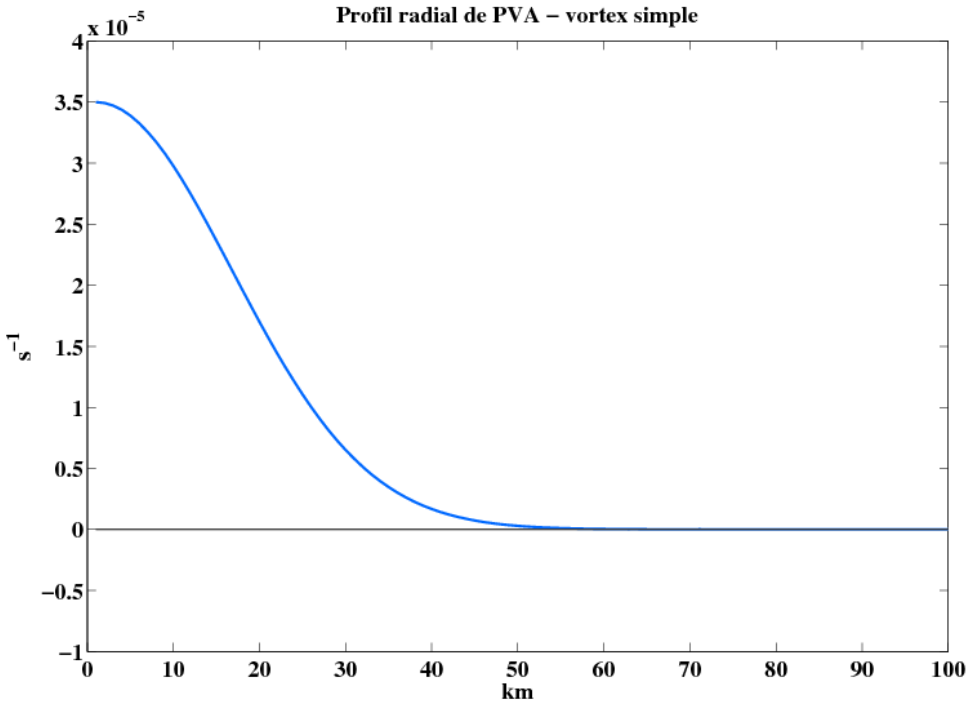


FIG. 4.5: Profil radial de PVA du vortex prescrit dans la première couche, vortex cyclonique ($\Delta Q^0 = 0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$, $R_t = 11\ km$)

4.3.2.2 Profil de vitesse d'un courant de gradient de PV nul

Le courant à la côte implémenté dans MICOM est calculé de la façon décrite dans la section 4.1. Il est à noter que le courant est imposé le long de la paroi Ouest de la grille, contrairement au courant observé dans le chapitre 3. Ce courant, s'il était créé par une perturbation le long de la paroi, correspondrait à une onde se propageant vers le sud. En reprenant les équations décrites dans la section 4.1 et après adaptation pour deux couches, on obtient pour les vitesses barotrope et baroclines les expressions suivantes (voir GF) :

$$V_{barotrope}(x) = \frac{V^0_{barotrope}}{2} e^{-x/R_{de}} \tag{4.14}$$

$$V^1_{barocline}(x) = -\frac{V^0_{barocline}}{2} e^{-x/R_{di}} \tag{4.15}$$

$$V^2_{barocline}(x) = \frac{V^0_{barocline}}{2} e^{-x/R_{di}} \tag{4.16}$$

avec :

$$R_{de} = \frac{\sqrt{g2H}}{f} = 1414\ km \tag{4.17}$$

$$R_{di} = \frac{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_0} gH/2}}{f} = 22\ km \tag{4.18}$$

$$\tag{4.19}$$

les rayons de déformation externe et interne de Rossby. R_{de} étant largement plus grand que la zone d'étude, et afin de faciliter l'interprétation des résultats, on ne conserve que des vitesses baroclines ($V^0_{barotrope} = 0$), et l'on fixe $V^0_{barocline} = -0,4\ m.s^{-1}$. Le profil introduit dans le modèle figure sur les graphiques 4.8 et 4.9 (en pointillés).

4.3.3 Résultats

4.3.3.1 Simulations de référence et paramètres étudiés

Les paramètres de référence sont les suivants :
- $\Delta Q_1^0 = \Delta Q^0 = \pm 0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$,
- $D_c = 20\ km$ la distance à la côte
- $R_t = 11\ km$

Les Fig. 4.6 et 4.7 représentent la PVA dans la première couche pour des vortex cyclonique et anticyclonique, et donne les positions associées du centre du vortex (maximum de $|PVA|$, référencé ensuite par $V_{c_\pm}$) et du courant de Kelvin imposé à la longitude correspondante (V_{K_1} dans la première couche).

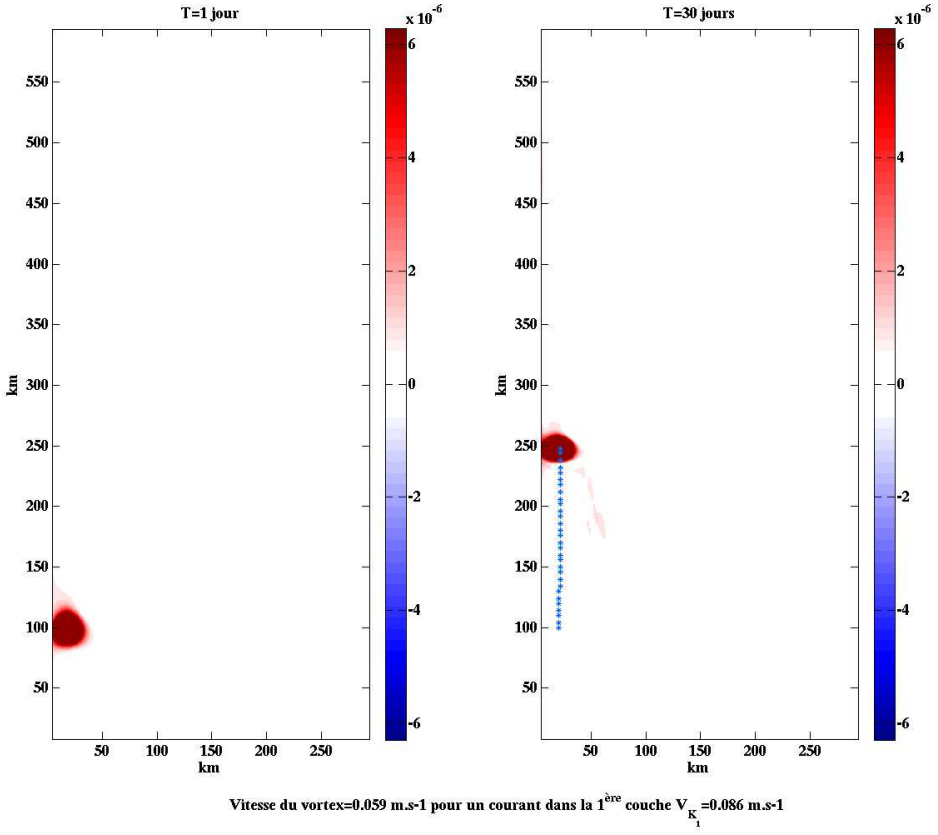


FIG. 4.6: PVA de première couche, configuration de référence C_{0_+} , vortex cyclonique

Notons que dans ces configurations de référence (ci-après C_{0_-} et C_{0_+}), la distance entre le centre du vortex et la paroi, et le rayon caractéristique du vortex, avoisinent respectivement un et un demi rayon de déformation interne ($D_c \simeq R_{d_i}$,$R_t \simeq 0.5R_{d_i}$). Le vortex signe en PVA principalement dans la couche de surface ($\Delta Q_2^0 = 0$), mais le couplage entre les deux couches induit une signature en vitesse dans la seconde couche. Les Fig. 4.8 et

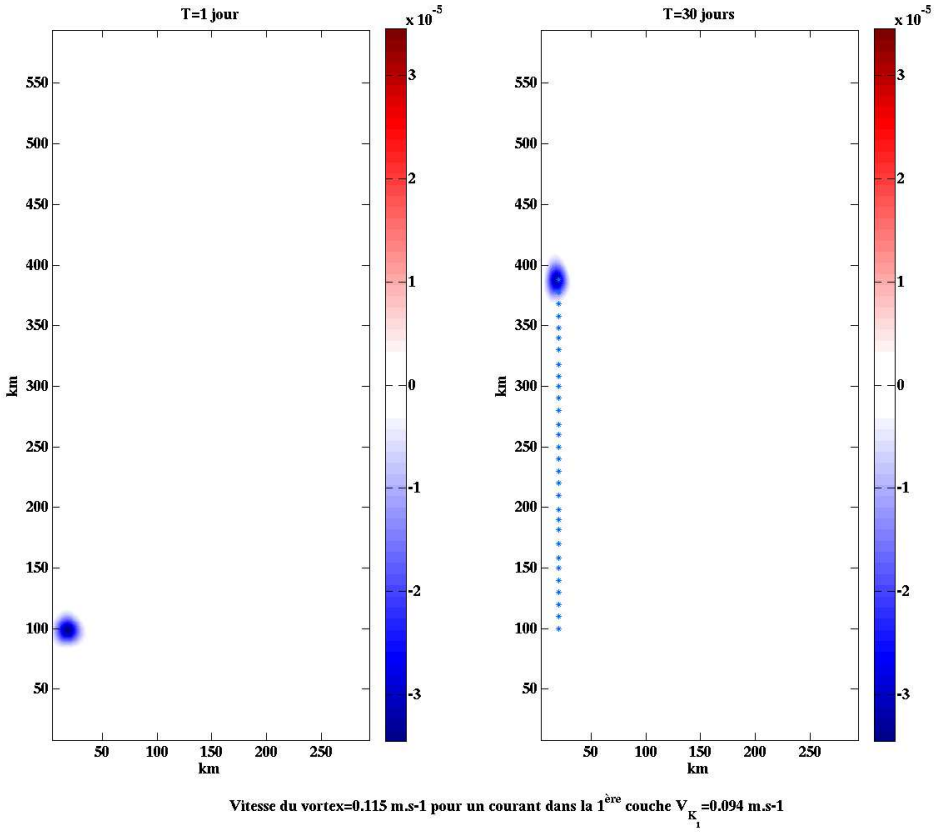


FIG. 4.7: PVA de première couche, configuration de référence $C_{0_}$, vortex anticyclonique

4.9 représentent les profils de courant méridien au centre du vortex (traits continus) et plus au nord (y=500 km, traits en pointillés) où le profil correspond au courant de Kelvin imposé et non perturbé. On observe une légère modification de la vitesse dans la couche de fond. La dynamique de la couche de surface est radicalement différente selon le signe de PVA du vortex. La circulation d'un vortex cyclonique tend à diminuer le courant adjacent à la côte et son interaction avec un courant vers le nord diminue l'amplitude de vitesse méridienne dans le vortex qui ne dépasse alors pas 0.15 m/s. Notons que le champ de vitesse méridien est positif. Pour un tourbillon anticyclonique l'amplitude de vitesse méridienne au sein du vortex atteint 0.35 m/s et le champ de vitesse global peut avoir une composante méridienne négative.

On note également des vitesses d'advection différentes de $V_{c_+} = 6\ cm/s$ et $V_{c_-} = 11\ cm/s$ pour des tourbillons placés dans un courant de kelvin de $V_{K_1} \simeq 8\ cm/s$ (voir Fig. 4.6 et 4.7). Cette asymétrie d'advection est due principalement à l'effet miroir. [2]

[2] L'application numérique de l'équation 4.15 donne un courant $V_{K_1} = 0.0806\ m/s$ pour $D_c = 20km$. Le courant de Kelvin sur les Fig. 4.6 et 4.7 est calculé à la distance de la côte moyennée sur la trajectoire longitudinale du vortex. Ce dernier peut être légèrement dévié de sa route Nord-Sud au bout de quelques jours de simulation, ce qui explique la différence de valeur de V_{K_1} entre les deux configurations.

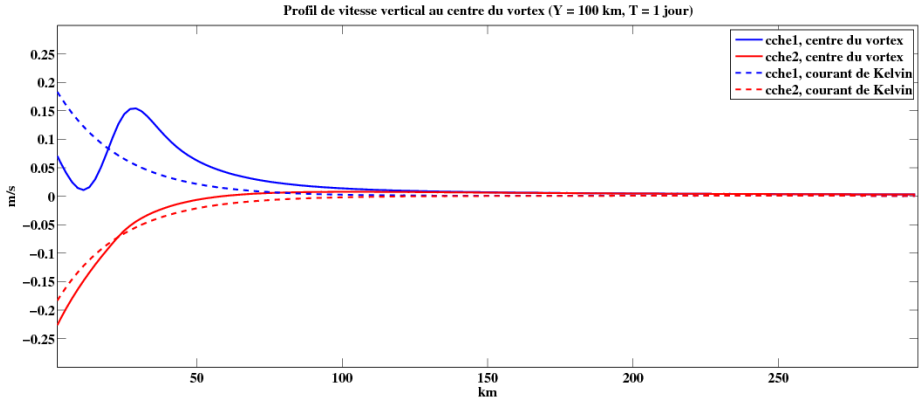


FIG. 4.8: Profil de courant, configuration de référence C_{0_+}, vortex cyclonique

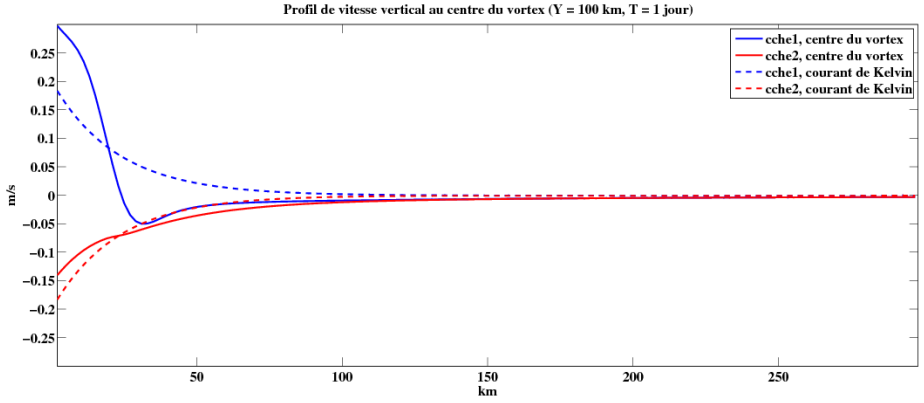


FIG. 4.9: Profil de courant, configuration de référence C_{0_-}, vortex anticyclonique

Des études paramétriques sont faites sur le courant à la côte (avec ou sans) et sur la distance D_c du vortex à la côte afin de mettre en évidence et de quantifier l'effet miroir d'une part et l'advection barocline d'autre part.

4.3.3.2 L'effet miroir dans MICOM

La mise en évidence de l'effet miroir est faite en mettant $V_{K_1} = 0$, ce qui revient à placer un vortex stable le long d'une paroi et à étudier son comportement sous le seul effet de la présence de la côte. D_c varie de 4 à 30 km et $\Delta Q^0 = \pm\ 0.5\ f$ (en s^{-1}). La Fig. 4.10 donne l'advection calculée théoriquement grâce à la formule d'advection dipolaire du chapitre précédent (chapitre 3, Eq. 3.9, voir également Sutyrin and Morel [1997]) dont nous présentons ici une forme dérivée adaptée aux notations de ce chapitre et au cas d'un dipôle horizontal (deux pôles dans la même couche) :

$$V_{miroir} = \frac{\Gamma}{\pi}\left[\frac{1}{4D_c} + \frac{1}{R_t} I_1\left(\frac{R_t}{R_d}\right) K_1\left(\frac{2D_c}{R_d}\right)\right], \tag{4.20}$$

Γ est la PVA barotrope intégrée sur le coeur du vortex (un critère ϵ de $0.01 * \Delta Q^0$ est utilisé comme limite de PVA significative pour le calcul).

$$\Gamma = \frac{1}{H_1 + H_2} \int\int \epsilon \; h \; PVA \; dxdy \tag{4.21}$$

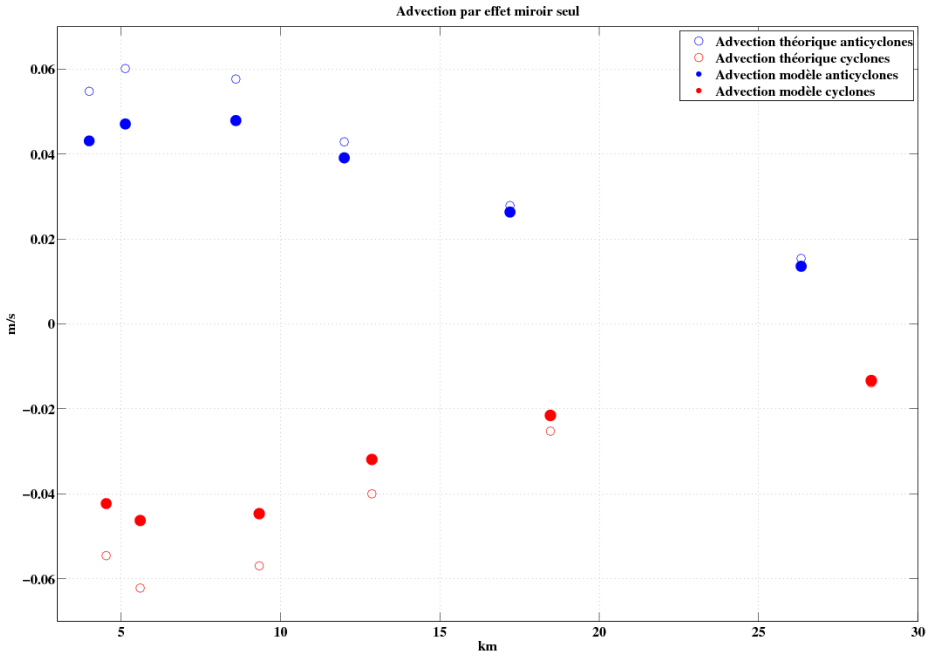


FIG. 4.10: Vitesses d'advection pour des cyclones (rouge) et anticyclones (bleu) sous l'effet miroir uniquement ($U_{K_1} = 0\ m/s$). Les cercles pleins sont les données modèle, les cercles vides sont les données théoriques obtenues par l'équation 4.20.

L'effet miroir est effectivement représenté dans le modèle, avec une erreur par rapport au modèle analytique précédent pouvant atteindre 25 % lorsque l'on se rapproche de la paroi. Rappelons que la formule précédente est valable pour les tourbillons circulaires. Lorsque la distance D_c devient inférieure au rayon caractéristique du vortex ($R_t = 11km$), les déformations que subissent les vortex imposent d'utiliser la formule analytique 4.20 avec précaution. Sur la Fig. 4.10, le biais devient significatif pour $D_c < 15km$. Notons néanmoins que l'on retrouve une bonne symétrie entre vortex cycloniques et anticycloniques, avec un déplacement vers le sud pour les cyclones et vers le nord pour les anticyclones (voir la section 3 pour plus de détails sur les propriétés dispersives de l'effet miroir).

La méthode d'inversion utilisée lors de la détermination du profil de vitesse d'un vortex impose de fixer la grandeur $\Delta Q_{k_m} = \Delta Q_k \, (1 + \Delta h_k / H_k)$ au lieu de conserver seulement le terme de vorticité potentielle ΔQ_k, ce qui a pour effet d'introduire une faible dissymétrie sur la norme de la vitesse obtenue pour deux vortex de PVA opposée. La symétrie observée confirme que cet artefact n'a pas d'influence significative sur le comportement des vortex soumis à l'effet miroir.

4.3.3.3 Stabilité d'un vortex isolé "couronné" dans un courant cisaillé horizontalement

L'advection d'un vortex par le courant barocline peut être filtrée de l'effet miroir en imposant $\Gamma = 0$. Le profil de vortex prescrit précédemment est modifié uniquement dans cette étude et sa stabilité fait l'objet d'un paragraphe préalable aux résultats de mise en évidence de l'advection barocline. On utilise pour ce faire le profil décrit dans Herbette et al. [2003] et défini par la formule 4.23.

$$\begin{aligned} PVA_1 &= \Delta Q_1^0 \left(1 - \frac{r^2}{R_t^2} \right) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{R_t^2} \right) \\ PVA_2 &= 0 \end{aligned} \tag{4.22}$$

La Fig. 4.11 donne le profil radial de PVA de ces vortex (ici pour $\Delta Q^0 = 0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$, $R_t = 11\ km$). D'après Carton et McWilliams (Carton, X.J. and Mcwilliams, J.C. [1989]), ces vortex axisymétriques isolés sont légèrement instables dans les modèles quasi-géostrophiques, et cette instabilité, dans le cas anticyclonique, peut entraîner une réorganisation de la couronne en deux pôles cycloniques (Carton, X.J. and Mcwilliams, J.C. [1989], Herbette [2003]). La Fig. 4.12 illustre la signature en PVA horizontalement (couche de surface) pour un vortex de coeur anticyclonique. Dès le premier jour de simulation, la couronne de PVA positive autour du centre de PVA négative tend en fait à se séparer en trois pôles positifs, mais cette structure semble ensuite garder sa stabilité (les vortex de signe opposé se comportent de façon similaire). On vérifie donc tout d'abord qu'un vortex de profil de PVA en couronne comme décrit précédemment est stable en mettant ce vortex dans un environnement au repos, sans courant de Kelvin. En plus de la stabilité du vortex, cette expérience confirme que le profil de PVA choisi permet d'inhiber l'effet miroir. Ce test préalable est représenté sur la Fig. 4.17 par le point rouge d'advection nulle à $D_c = 35\ km$ (deux expériences ont été menées avec un cyclone et un anticyclone, tous deux ont une advection nulle). Toute advection constatée par la suite sur ces vortex en couronne dans leur forme stabilisée est donc due uniquement au champ de vitesse ambiant ou à une modification importante de leur structure.

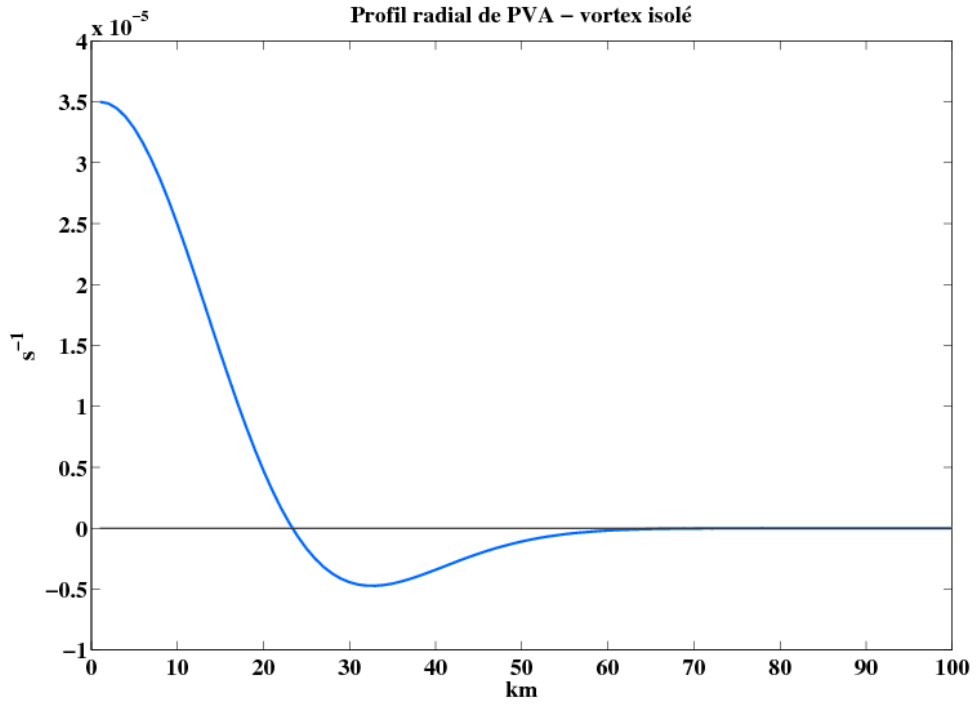


FIG. 4.11: Profil radial de PVA du vortex en couronne implémenté dans la première couche pour l'étude d'advection barocline, vortex cyclonique ($\Delta Q^0 = 0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$, $R_t = 11\ km$)

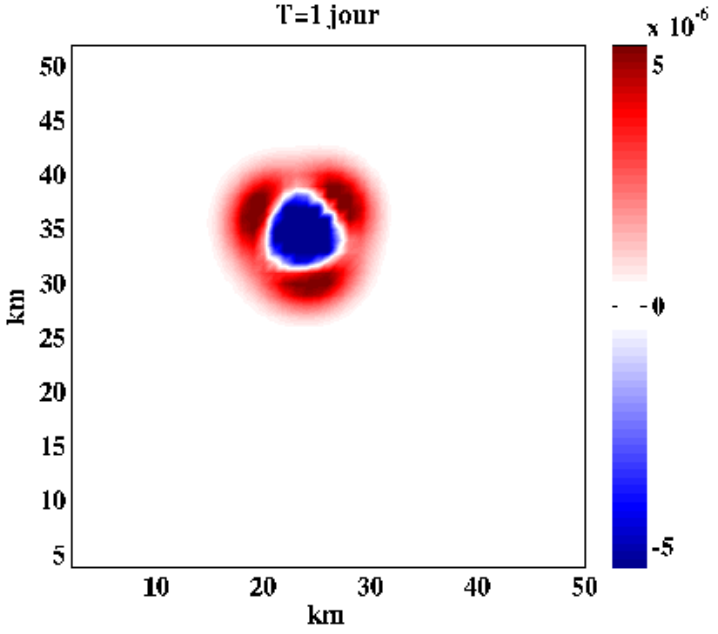


FIG. 4.12: PVA du vortex en couronne prescrit dans la première couche pour l'étude d'advection par le courant barocline, vortex anticyclonique ($\Delta Q^0 = -0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$, $R_t = 11\ km$). La couronne de PVA positive autour du centre de PVA négative tend à se séparer en trois pôles positifs.

En fait la stabilité de ces structures une fois qu'elles sont dans un courant cisaillé n'est maintenue que pour quelques jours de simulation ; les Fig. 4.14 et 4.13 montrent le critère d'Okubo-Weiss (couleur, COW par la suite) et la PVA (contours) pour deux vortex en couronne de coeurs cyclonique et anticyclonique respectivement. Le cacul du critère d'Okubo Weiss est détaillé en annexe A. Le COW montre que dans les deux cas les structures de ce type ont un coeur stable et une couronne de signe de PVA opposée qui tend à être rapidement séparée du coeur sans toutefois l'altérer. Notons également sur la Fig. 4.15 la réorganisation de la couronne en deux pôles cycloniques après 6 jours de simulation et avant que le cisaillement du courant n'entraîne une déformation importante du champ de PVA. De même dans le cas cyclonique (Fig. 4.14) la couronne se scinde en deux pôles anticycloniques entourant le noyau avant que la couronne ne se sépare en pôles multiples de façon chaotique.

Les champs de PVA des Fig. 4.15 et 4.16 confirment l'instabilité de la couronne attendue d'après ce qui précède, avec une scission de la couronne en deux pôles de signe de PVA opposée à la PVA du noyau. En revanche, la séparation et la migration de ces pôles loin du noyau n'est visible que dans le cas cyclonique. Pour un coeur anticyclonique, les deux pôles satellites cycloniques restent attachés au noyau et sont étirés dans la direction Nord-Sud. La trajectoire du noyau dans le premier cas est déviée vers l'Est dès que les pôles satellites se séparent du noyau. Dans le second cas en revanche la trajectoire reste uniforme et purement latitudinale. Des expériences similaires ont été conduites en

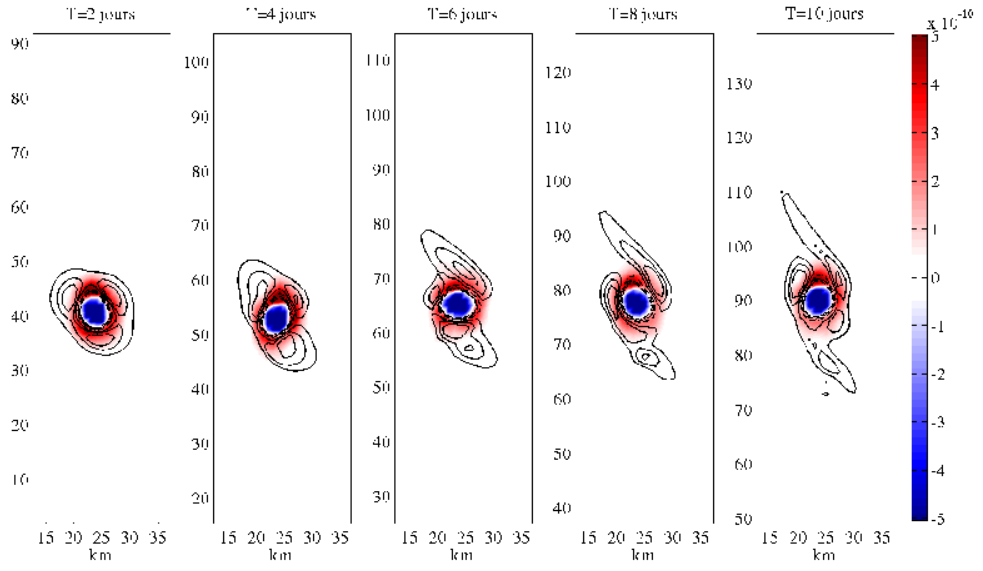


FIG. 4.13: Stabilité d'un vortex anticyclonique en couronne dans un courant cisaillé horizontalement ($\Delta Q^0 = -0,9$; $R_t = 11\ km$; $D_c = 24km$). En couleur le critère d'Okubo-Weiss, en ligne noire les contours de PVA (positive en trait continu et négative en pointillés).

faisant varier D_c entre 12 et 36 km ; le comportement des structures anticycloniques reste

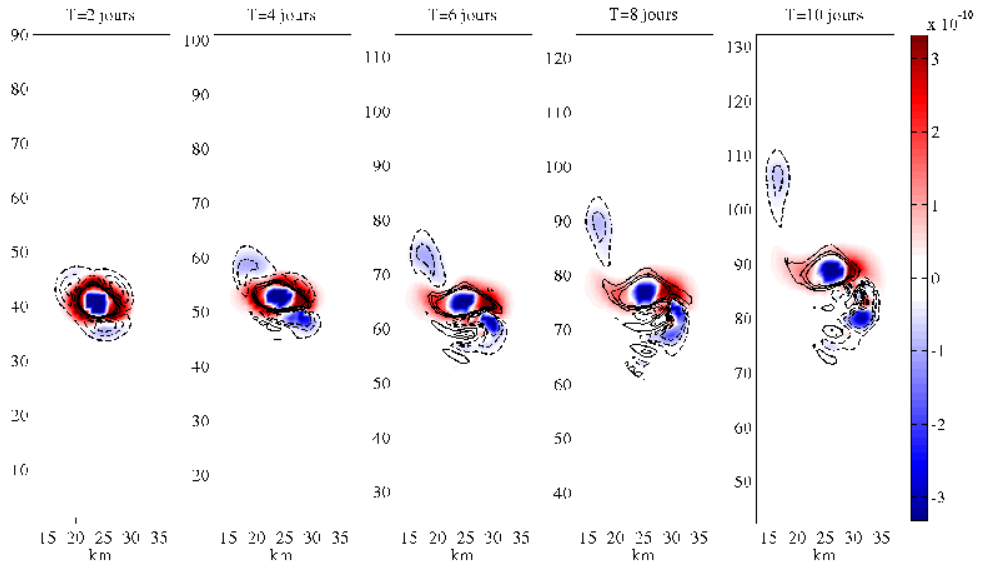


FIG. 4.14: Stabilité d'un vortex cyclonique en couronne dans un courant cisaillé horizontalement ($\Delta Q^0 = 0,9$; $R_t = 11\ km$; $D_c = 24km$). En couleur le critère d'Okubo-Weiss, en ligne noire les contours de PVA (positive en trait continu et négative en pointillés).

le même. En revanche, dans le cas cyclonique, la déviation vers l'Est diminue à mesure que l'on s'éloigne de la côte, ce qui est accompagné d'un mécanisme de cisaillement de la structure moins marqué.

Un courant de bord cisaillé horizontalement influence donc les vortex en couronne différemment selon leur signe. Dans notre configuration, il tend à stabiliser (déstabiliser) le tripôle créé de l'ajustement de la couronne de PVA cyclonique (anticyclonique) autour d'un noyau anticyclonique (cyclonique). La structure globale est alors étirée et groupée (érodée et dissociée). De telles structures étant potentiellement instables, il n'est pas surprenant qu'un courant cisaillé amplifie leur filamentation et séparation en tripôle. Il est en revanche intéressant d'observer le caractère stabilisant (ou déstabilisant) du courant sur l'ensemble de la structure. Cet aspect de l'interaction courant/vortex est étudié dans le paragraphe suivant pour des vortex monopolaires.

4.3.3.4 Advection barocline sans effet miroir

La mise en évidence de cette restructuration rapide des vortex en couronne pose le problème de la conservation du critère de PVA barotrope nulle nécessaire à l'inhibition de l'effet miroir. Le caractère dispersif dû à l'effet de la paroi sur le champ dynamique des structures une fois déformées est difficilement prévisible. Il est néanmoins possible de suivre la trajectoire du noyau de PVA dans le courant et de calculer sa vitesse tant

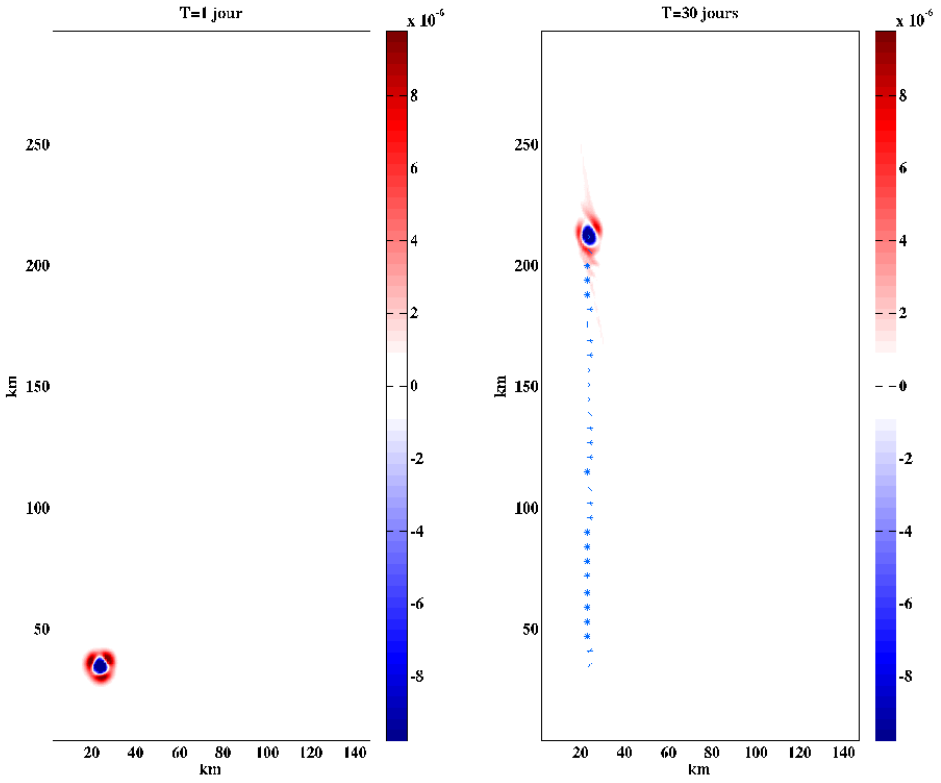


FIG. 4.15: PVA d'un vortex anticyclonique en couronne dans un courant cisaillé horizontalement ($\Delta Q^0 = -0,9$; $R_t = 11\ km$; $D_c = 24km$). La couronne de PVA positive est étirée en deux pôles au nord et au sud du noyau. Le tripôle formé dès les premiers pas de temps reste groupé et migre vers le nord avec une vitesse constante de 7 cm/s (voir Fig. 4.17).

que les pôles satellites et le noyau restent groupés. La Fig. 4.17 représente ces vitesses d'advection obtenues pour ΔQ_1^0 variant dans $[-0.9; -0.5; -0.3; 0.3; 0.5; 0.9]$ (signalé par la taille et la couleur des cercles) et pour une distance à la côte variant dans $[R_t; 2R_t; 3R_t]$, $R_t = 11\ km$ (rappelons que les données à 35 km de la côte, pour lesquels $V_{adv} = 0$, sont les résultats de tests précédents, montrant l'immobilité et la stabilité du vortex dans un champ au repos). On note que l'intensité et le signe de la PVA ne sont pas significatifs et que ces vitesses d'advection sont très proches de la vitesse du courant (marquée par une ligne noire). En considérant $\Delta Q_2^0 = 0$ (donc un point vortex de PV nulle dans HS), l'équation d'advection dans un courant barocline, Eq.4.7, revient à $V_{adv} \simeq V_1 = V_{K_1}$, ce qui est donc vérifié ici.

4.3.3.5 Propriétés advectives globales

L'advection globale sous les effets conjugués de la côte et du courant semble donc obéir à une loi additive simple des deux effets : $V_{tot} = V_{miroir} + V_K$. La Fig. 4.18 confirme

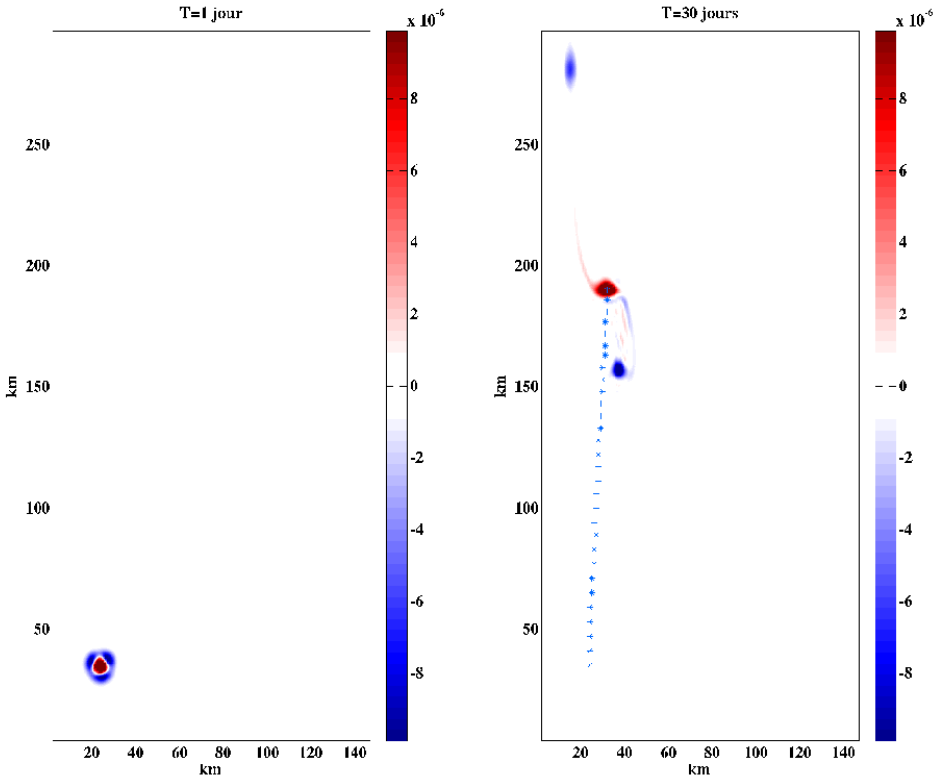


FIG. 4.16: PVA d'un vortex cyclonique en couronne dans un courant cisaillé horizontalement ($\Delta Q^0 = 0,9$; $R_t = 11\ km$; $D_c = 24km$). La couronne de PVA négative se scinde en deux pôles qui se séparent du noyau. Le noyau de PVA positive n'est pas altéré mais la réorganisation progressive et asymétrique de la couronne entraîne une déviation de sa route vers l'Est.

que l'on retrouve les propriétés advectives des expériences sans courant (paragraphe 4.3.3.2) lorsque l'on soustrait la valeur théorique du courant de Kelvin de l'advection totale. On remarque néanmoins un biais $\delta\ V$ entre les valeurs avec et sans courant ($V_{tot} - V_K = V_{miroir} + \delta\ V$). Dans le cas anticyclonique, l'advection due à la côte (vers le Nord) est réduite de plus de 30% lorsque le centre du vortex se rapproche à plus de $1R_t$ de la paroi. Dans le cas cyclonique, le même biais existe, mais il tend à augmenter l'effet advectif de la côte (vers le sud). Il diminue à mesure que l'on s'approche de la paroi. L'effet miroir sur un anticyclone (cyclone) est donc défavorisé (favorisé) par la présence du courant.

L'effet de la déformation des vortex jouxtant la paroi sur l'amplitude de l'effet miroir est déjà pris en compte dans les deux sets de données. Le biais constaté étant dépendant de D_c, il met en évidence un mécanisme de distorsion supplémentaire dû au courant, qui module les effets de la paroi en diminuant l'advection vers le nord des vortex anticycloniques (effet croissant quand D_c diminue) et en favorisant l'advection vers le sud des

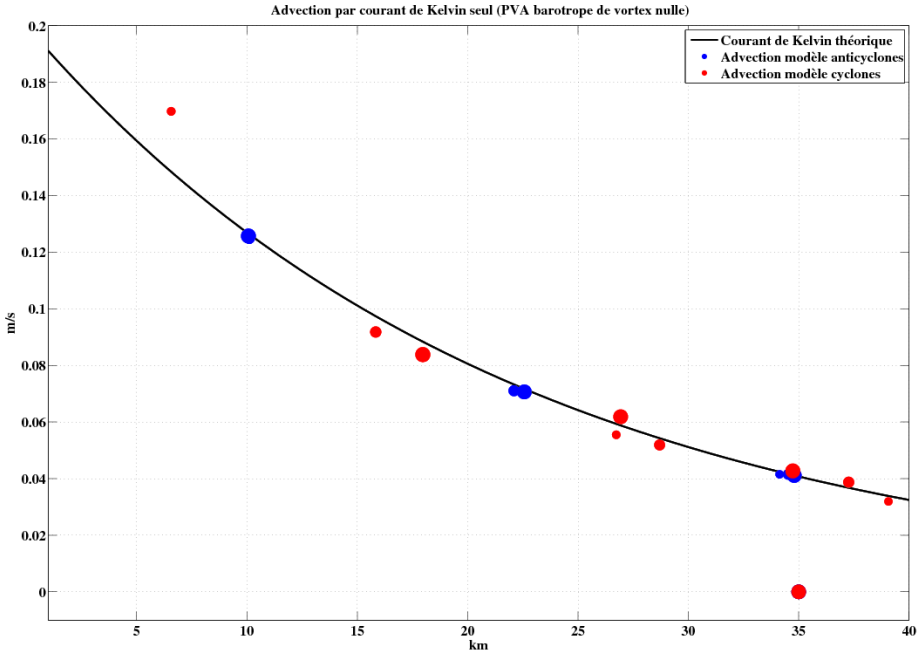


FIG. 4.17: Vitesses d'advection barocline (sans effet miroir).

vortex cycloniques (effet décroissant quand D_c diminue). Les Fig. 4.19 et 4.20 montrent le COW (couleurs) et les contours de PVA pour les deux expériences C_{0_+} et C_{0_-}. Les vortex cycloniques soumis au courant s'aplatissent dans la direction Est-Ouest. Deux points de filamentation (maximum de COW) sont situés de façon symétrique à l'Est et à l'Ouest du vortex. En jouxtant la paroi, le point de filamentation gauche se sépare en deux points symétriques au dessus et en dessous du centre du vortex. La tendance générale est donc d'aplatir le vortex cyclonique dans la direction Est-Ouest et de plaquer son extrémité gauche à la côte. Les vortex anticycloniques soumis au courant s'aplatissent dans la direction Nord-Sud. Dans ce cas, les points de filamentation se situent symétriquement au Nord et au Sud du vortex, ce qui entraîne sa filamentation dans cette même direction. Le vortex subit un cisaillement d'autant plus important à mesure qu'il se rapproche de la côte. Dans les cas de référence C_{0_+} et C_{0_-}, le cisaillement est faible et les vortex restent monopolaires et stables. En revanche lorsque leur intensité est réduite (par une baisse du rayon R_t ou un noyau plus faible en PVA), la filamentation est plus visible et la stabilité du vortex n'est plus garantie, comme le montre la Fig. 4.21 avec ($\Delta Q^0 = 0,5\,;\ R_t = 5\ km\,;\ D_c = 20km$). La proximité à la côte augmente légèrement la filamentation ; la Fig. 4.22 est le résultat obtenu avec les mêmes paramètres que la Fig. 4.21 mais avec une distance à la côte plus faible ($D_c = 14km$). La stabilité du noyau est affaiblie plus rapidement. Ces processus de déformation sont donc inhérents au courant de profil exponentiel et dépendent du signe du vortex, de sa distance à la côte et de son

intensité. Ils peuvent être à l'origine du biais décrit sur la Fig. 4.18 : en déformant les contours de PVA à proximité de la paroi, le courant modifie l'advection par effet miroir (qui selon la formule 4.20 dépend directement de la structure en PVA).

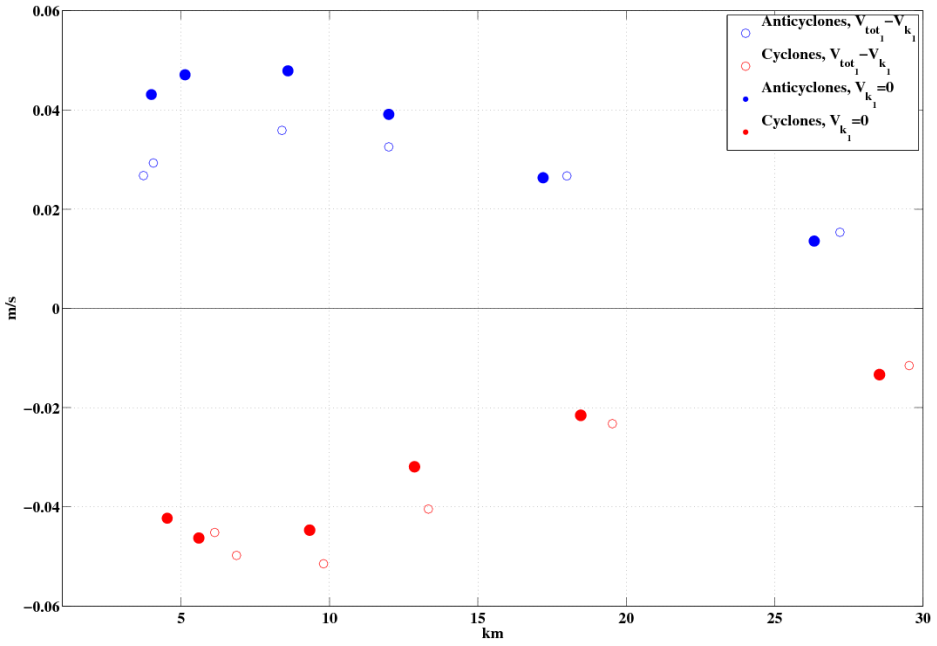


FIG. 4.18: Advection des vortex cycloniques (en rouge) et anticycloniques (en bleu) dans le cas sans courant (cercles pleins), et dans le cas de référence dont on soustrait la valeur du courant.

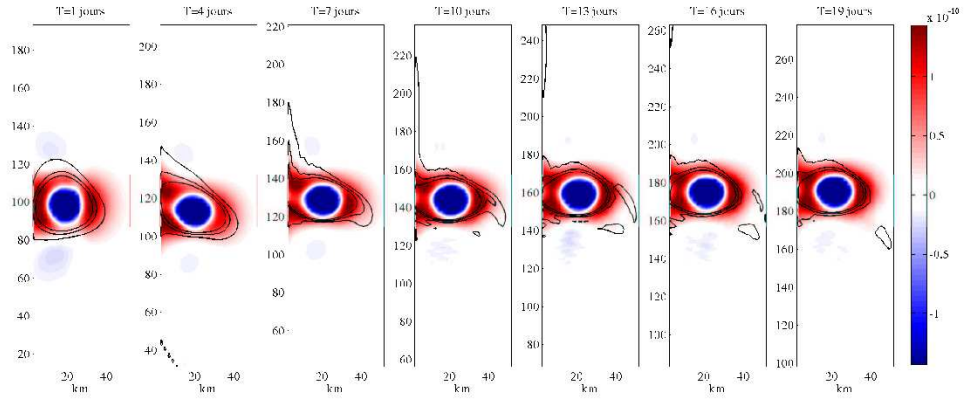


FIG. 4.19: Critère d'Okubo-Weiss (couleur) et contours de PVA dans la configuration C_{0_+}.

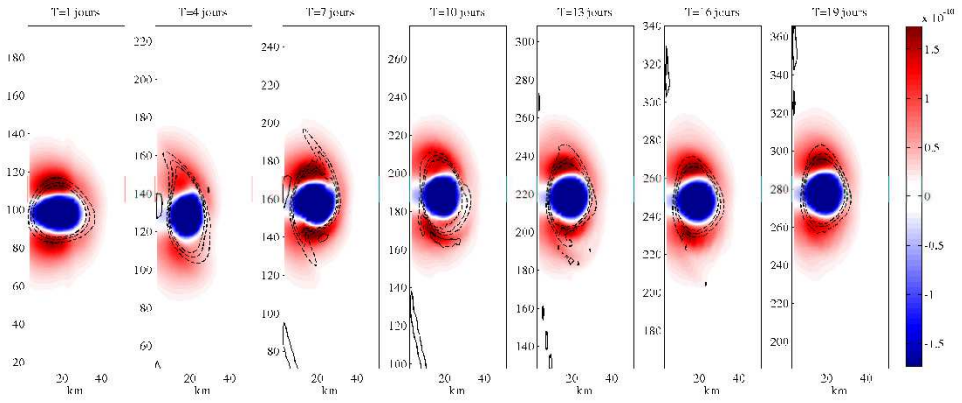


FIG. 4.20: Critère d'Okubo-Weiss (couleur) et contours de PVA dans la configuration $C_{0_}$.

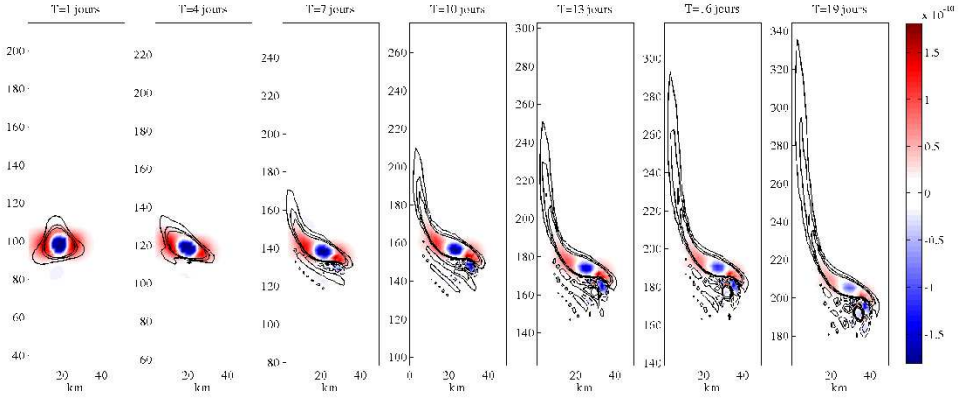


FIG. 4.21: Critère d'Okubo-Weiss (couleur) et contours de PVA pour ($\Delta Q^0 = 0,5$; $R_t = 5\ km$; $D_c = 20km$).

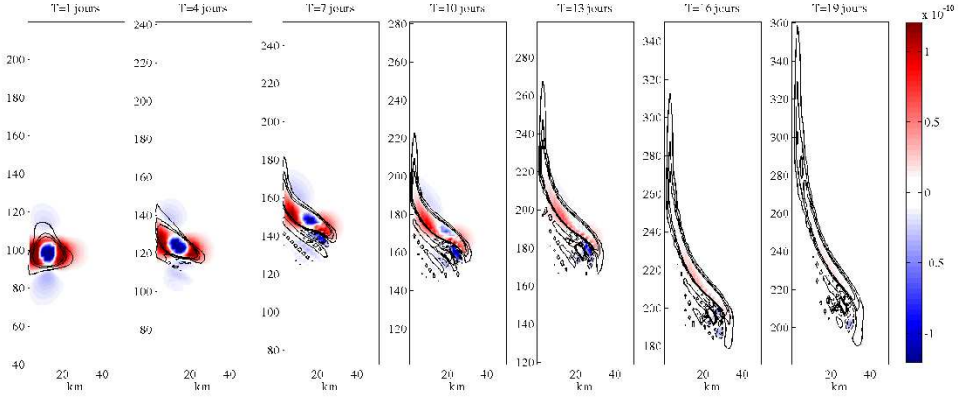


FIG. 4.22: Critère d'Okubo-Weiss (couleur) et contours de PVA pour ($\Delta Q^0 = 0,5$; $R_t = 5\ km$; $D_c = 14km$).

4.4 Synthèse et discussion

Cette étude de l'advection de vortex dans un courant de bord (ici à gauche du bassin) de profil de vitesse exponentiel et de gradient de PV nul, complémentaire et indépendante des études du chapitre 3, a montré que, dans la configuration décrite au chapitre 3), MICOM reproduit correctement l'advection par effet miroir, et que cette advection est de l'ordre de quelques cm/s, ce qui justifie sa prise en compte dans les processus dispersifs côtiers étudiés.

Les effets dispersifs induits par des gradients de PVA non nuls (tels que les effets topographiques, β-planétaires et β-baroclines) n'existent pas dans cette étude, ce qui nous a permis de confirmer que la formule de HS, donnant l'advection de vortex dans un courant barocline, est appropriée dans le cas d'un courant de Kelvin côtier et pour des vortex dont la structure permet d'inhiber l'effet miroir dû à la côte. Dans le cas plus général d'un vortex de PVA barotrope intégrée non nulle, l'advection dans un courant de bord de gravité est une conjugaison de l'advection barocline et de l'effet miroir. Ce dernier est différent de l'effet miroir obtenu sans courant lorsque le vortex est à moins de 1 R_{d_i} de la côte, il est diminué pour les anticyclones à mesure que l'on s'approche de la côte, et favorisé pour les cyclones à mesure que l'on s'éloigne de la côte. Des processus de déformation significatifs dus à l'interaction entre le courant et le vortex peuvent être à l'origine de ce biais sur l'advection par effet miroir.

Le signe et l'intensité d'un vortex, ainsi que sa distance à la côte, sont les critères déterminant sa stabilité et son cisaillement dans le courant. Des études plus approfondies sur ces trois paramètres sont nécessaires pour mieux comprendre les processus sélectifs de cisaillement. Le signe du vortex, notamment, semble être un critère de stabilité dans un tel courant ; un vortex cyclonique est étiré plus rapidement que son homologue anticyclonique. Le critère d'Okubo-Weiss révèle en effet, dans le cas d'un vortex cyclonique proche de la côte, une tendance à la filamentation et à l'étirement horizontal. Le vortex cyclonique est donc plus fortement exposé au cisaillement du courant.

Chapitre 5

Modélisation réaliste de l'extension du front d'Ouessant.

L'extension du front d'Ouessant varie rapidement et présente différentes configurations spatiales possibles. Il est à ce jour difficile de prédire sa forme. Les études déjà réalisées concernant la variabilité de son extension sont décrites dans la section 5.1. Les observations satellites sont majoritairement bruitées par la couverture nuageuse (sur la période Mai-Novembre 2009, environ un dixième des images satellites sont exploitables sur la zone Iroise), si bien qu'il est difficile d'analyser l'évolution du front en ne se basant que sur les observations. L'utilisation de la modélisation réaliste (modèle HYCOM version du SHOM) pour représenter le front et analyser sa sensibilité aux processus physiques locaux et saisonniers permet de mieux comprendre la variabilité de son extension. Il est au préalable nécessaire de vérifier que la limite frontale déterminée par le modèle coïncide avec les fronts observés. Sont présentées dans un premier paragraphe (5.2) les périodes d'étude choisies sur 2009 pour illustrer différentes extensions souvent observées. Le chapitre 5.3.2 montre qu'il y a une bonne cohérence entre les positions du front détectées dans les simulations et celles détectées sur les images satellites exploitables. Cela nous permet d'utiliser les résultats de simulation pour mettre en évidence certains impacts physiques des paramètres environnementaux sur le déplacement du front une fois la marée filtrée (voir section 5.3.3). Cette étude vient en complément des résultats académiques de la section 3 où des hypothèses restrictives (notamment des conditions adiabatiques) empêchent d'étudier l'effet du vent sur la dispersion d'eaux mélangées. rayon Cette étude réaliste est en cours et les hypothèses faites restent en partie à démontrer rayoff. La mise en place, dans le code, de traceurs d'eau mélangée produite dans des zones de brassage permanent permet de valider certaines hypothèses présentées dans cette étude réaliste.

5.1 Mécanismes influençant l'extension du panache et enjeux de l'étude réaliste

L'apparition et le maintien d'un front thermique autour des zones du Raz de Sein et de l'Île d'Ouessant résulte d'un équilibre variable entre une turbulence sur les fonds due aux courants résiduels et de marée qui tend à homogénéiser la colonne d'eau, et aux flux atmosphériques en surface qui engendrent une turbulence dans la couche de surface. La formation du front et sa persistance sont ainsi liés principalement au flux de chaleur incidents, à l'intensité de la marée et à l'action du vent. Tout près de la côte, les eaux peu profondes sont réchauffées et stratifiées en permanence, tandis qu'au large, la profondeur est suffisamment importante pour que la couche mélangée de fond et la couche d'eaux chaudes stratifiées de surface ne se rencontrent pas. Entre ces deux limites se trouve une zone où les deux masses d'eaux, chaudes et froides, se rencontrent et sont homogénéisées, les effets du mélange dominant les effets stratifiant des flux de chaleur incidents. Cette zone homogénéisée est délimitée par le front interne (à la côte) et le front externe (plus au large)(Cambon [2008], Le Boyer et al. [2009]).

Nous nommerons par la suite front d'Ouessant la limite externe décrite ci-dessus, et panache du front d'Ouessant les masses d'eaux homogènes bordées par ces deux limites frontales. Étant donnée la grande variabilité des zones frontales, nous ferons plus souvent référence à des gradients thermiques ou à des limites frontales pour délimiter le panache plutôt qu'à la dénomination "Front d'Ouessant". L'étude ici porte plus spécifiquement sur l'influence des paramètres extérieurs locaux et saisonniers tels que le vent ou les flux de chaleur sur l'extension du panache, elle ne traite pas spécifiquement de la frontogenèse, et ne s'arrête pas à la portion du front thermique bordant les zones de mélange privilégiées du Raz de Sein et d'Ouessant (RS et IO) (communément appelé le front d'Ouessant) mais aux gradients thermiques marquant les champs de SST (température de surface) allant du Sud de la Bretagne jusqu'aux Îles Scilly au Nord.

Au niveau d'une limite frontale, les fronts de densité de surface et de fond sont associés à des jets géostrophiques vers le Nord en profondeur et vers le Sud en surface (Cambon [2008], Le Boyer et al. [2009], Hill et al. [2008], Sentchev et al. [2010] donnent des valeurs entre $5cm/s$ et $30cm/s$ pour le jet profond). Des zones de convergence et divergence à la limite frontale témoignent de la présence de cellules de re-circulation verticale résultant du cisaillement du champ de vitesse en surface et de la mobilité du front. (Simpson et al. [1978], Garrett and Loder [1981], James [1978]). L'écoulement de surface est ainsi associé à des méandres bordant la limite frontale et dont la taille des structures approche le premier rayon de déformation (autour de 5 à 10 km sur la zone Iroise selon la profondeur et la stratification).

La délimitation du front a longtemps été représentée à l'aide du critère de Simpson Hunter (SH) (Simpson and Hunter [1974]). Ils montrent que le rapport entre la quantité de chaleur pénétrant la colonne d'eau et la capacité de mélange de cette énergie sur la verticale est proportionnel au rapport H/U^3 lorsque les flux sont répartis de façon homogène sur la surface océanique considérée (H est la profondeur et U^3 le champ de vitesse dont la définition optimale est variable selon les auteurs). Ce critère, qui ne tient compte que de la turbulence de la couche limite de fond, est en fait insuffisant pour représenter les gradients frontaux car il ne tient pas compte du vent, de la variabilité spatiale et temporelle du mélange et de l'advection par des courants résiduels (Cambon [2008]). Or, la mer d'Iroise et la Manche sont des zones soumises à d'importantes marées et à des pics de vent variable. En résultent des courants résiduels persistants dus aux processus non-linéaires de rectification de marée de l'ordre de 15cm/s (Cambon [2008], Sentchev et al. [2010], Loder et al. [1993]), des courants de surface associés au vent de l'ordre de 10 cm/s (Cambon [2008]), des courants de densité, et l'ensemble des processus dispersifs étudiés précédemment (section 3) liés à l'instabilité barocline en particulier. Cambon [2008] montre que la tension de vent a peu d'effet sur les périodes de formation et déformation du front, mais qu'il induit des variations d'extension entre 50 et 100 % du front de surface nettement plus marqué au Nord de juin à mi-septembre. De même le cycle de vives eaux / mortes eaux peut affecter la surface homogénéisée avec un cycle de deux semaines, mais n'impacte pas les formations et déformations du front. En revanche les flux de chaleur latente ont un impact sur la période de stratification et d'homogénéisation de la zone mais n'influent pas sur la position du front pendant sa période de vie.

Dans notre étude nous considérons des périodes inférieures à un mois, la variation vives eaux/mortes eaux n'est donc pas traitée. En revanche les effets des dépressions (vents) et de la variation des flux radiatifs nets sur l'extension du panache sont étudiés. Les études en configuration simplifiée de la section 3 ont montré que l'instabilité barocline est le premier processus dispersif d'eaux mélangées en subsurface, et que son efficacité est affectée de manière significative par les paramètres locaux comme la stratification, les courants, le mélange, la topographie ou encore la présence d'une côte. En traduisant la notion de dispersion en terme de taux de production d'eaux homogènes, il apparaît qu'en présence d'une zone de mélange privilégiée qui crée une configuration frontale, des structures renfermant des eaux homogènes peuvent être générées et transportées loin de la zone de mélange. Cette dispersion, bien qu'intrinsèquement chaotique, reste déterminée, en direction et en intensité, par des processus dispersifs modulés par les paramètres locaux et saisonniers. Dans le cas du front d'Ouessant, ces zones privilégiées (RS et IO) existent et sont potentiellement des lieux de croissance d'instabilités baroclines, dont émergent des structures baroclines susceptibles d'advecter des eaux mélangée plus au large ou le long de la côte.

Le schéma du haut de la Fig.5.1 représente une configuration frontale telle qu'elle est vue dans la littérature aujourd'hui (les cellules de re-circulation n'y apparaissent pas). Le recouvrement des couches limites de surface et de fond, et l'équilibration géostrophique du front, sont les uniques agents intervenant dans le positionnement des fronts et du panache. Cependant ce schéma ne prend pas en compte la production d'instabilités baroclines et les mécanismes de dispersion des structures qui en émergent, or ces structures tendent à épaissir la thermocline et à infiltrer des couches d'eaux homogènes intermédiaires qui peuvent alors interagir avec la turbulence de couche limite et signer sur les champs de SST [1]. Ce processus, en particulier, représente une hypothèse forte soutenue dans ce travail de thèse, et sera validé par l'observation d'une infiltration de traceurs d'eau mélangée dans les couches de subsurface dans les simulations réalistes qui suivent. Les structures émergeantes de l'instabilité barocline sont également des pôles de vorticité potentielle dont l'interaction avec les courants moyens dans les couches environnantes peut modifier le positionnement moyen du front.

[1] La subduction de vortex de surface sous un front isopycnal est étudiée dans Herbette et al. [2004] à l'aide d'un modèle isopycnal. Il y est montré que la subduction d'un anticyclone de surface de forte intensité sous un front isopycnal est possible mais s'accompagne d'une forte érosion du vortex lorsqu'il traverse le front de densité. En plongeant sous le front, le vortex piège et entraîne des eaux de surface plus légères qui développent alors une PV dynamique cyclonique. Le vortex devient alors potentiellement baroclinique instable et des méandres se forment. Un pôle de vorticité cyclonique peut également s'aligner verticalement avec l'anticyclone et masquer sa signature altimétrique. Dans cette étude, le tourbillon et le front sont indépendants et distincts, tandis que dans notre étude, le tourbillon est généré au niveau de l'interface frontale. Le processus décrit dans Herbette et al. [2004] reste néanmoins similaire.

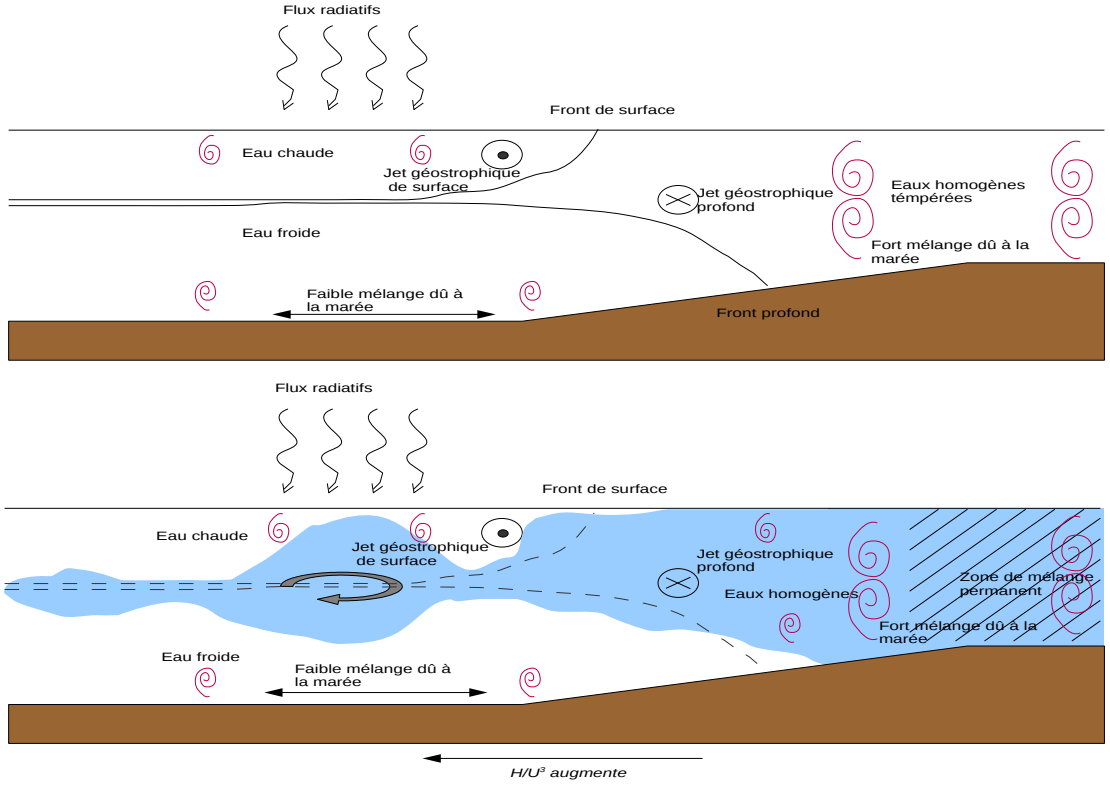


FIG. 5.1: Dynamique frontale considérée dans la littérature : (en haut) les fronts de surface et de fond se forment sous les effets du mélange. Les deux fronts créent des jets géostrophiques frontaux. Des zones de convergence et divergence à la limite frontale témoignent de la présence de cellules de re-circulation verticale (non visibles) (Simpson [1981], Hill et al. [2008]). (en bas) Le critère de Simpson Hunter H/U^3 (Simpson and Hunter [1974]) permet de définir des zones de mélange permanent (ou zone de production de mélange privilégié, ZMP par la suite) où de l'eau homogène est produite. Nos études montrent que de l'instabilité barocline peut se développer et former des tourbillons transportant ces eaux homogènes froides (température tempérée par rapport aux eaux de surface et de fond au large) en subsurface. Ces structures peuvent interagir avec la turbulence de la couche de surface, et ainsi marquer la SST.

5.2 Périodes d'intérêt pour l'étude

Les images satellites en trop faible quantité sur la zone de la Mer d'Iroise ne permettent en général pas de suivre l'évolution du front suffisamment longtemps. Les sorties de simulation, en revanche, permettent d'identifier certains épisodes caractéristiques de l'évolution du panache d'eaux mélangées. Des périodes d'extensions remarquables ont été relevées sur l'année 2009 afin d'identifier les mécanismes responsables du schéma de dispersion observé. Notons parmi celles-ci :

- La période du 21/05/2009 au 03/06/2009 de fin de printemps pendant laquelle le front se forme pour la période estivale, son extension est d'abord mal délimitée et couvre la Manche, puis une délimitation plus nette apparaît longeant la côte vers le Nord-Est, référencée en tant que P_{form} par la suite.
- La période du 04/08/2009 au 23/08/2009 pendant laquelle le front est bien délimité (contrairement à la période P_{form}) et suit une extension Nord-Est suivant les isobathes. Une particularité de cette période est la propagation de méandres au sud des zones de mélange précédemment définies de la Chaussée du Raz de Sein (CS) et de l'Ile d'Ouessant (IO). Cette période est référencée en tant que P_{Sud} par la suite.
- La période du 04/09/2009 au 23/09/2009 pendant laquelle le front de surface se déplace rapidement d'Est en Ouest et s'étire ensuite vers les Îles Scilly au Nord, et référencée en tant que P_{Nord} par la suite.

5.2.1 La délimitation progressive du front

La Fig. 5.2(a) illustre une image satellite exploitable sur la période P_{form} . On peut noter que l'aire couverte par l'eau froide en surface est très étendue, et que la température ne dépasse pas les $16°C$ sur la zone Iroise. L'image est prise de nuit. Une telle extension est difficilement explicable par une dispersion des eaux homogènes provenant des zones de mélange. En effet le front est normalement peu formé avant le mois de Juin, la stratification étant encore faible par rapport à la stratification d'été. L'image satellite Fig. 5.6(a) montre un panache très peu développé en fin Juin 2008 (le 24 Juin 2008) et est plus typique d'une SST de début d'été. La Fig. 5.2(b) représente la sortie modèle le même jour à la même heure (une sortie du même jour à midi ne montre pas de différence significative d'extension). Durant cette période, les eaux sur le Nord du plateau restent homogènes verticalement, et les fronts thermiques se forment essentiellement par la circulation à grande échelle (remontée des eaux plus chaudes du Sud jusque vers la mer d'Iroise par exemple). Les sorties de modèle montrent que la limite frontale est mal définie en début de période, puis apparaît plus clairement en début Juin, longeant la côte vers le Nord-Est. Les premières limites frontales de fin de printemps début d'été

apparaissent en effet à la côte, où la faible profondeur et le brassage constant des masses d'eaux dû à la marée laissent la colonne d'eau homogène tandis que les zones environnantes, par plus grands fonds, se stratifient en surface. La limite frontale devrait donc être visible en surface, mais nettement moins marquée en profondeur sur cette période.

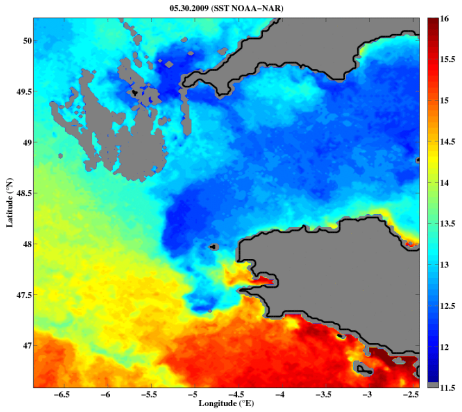
5.2.2 La propagation de méandres vers le Sud

Les sorties modèle montrent sur la période du 04.08.2009 au 23.09.2009 un développement d'instabilités se propageant vers le Sud sur les figures Fig. 5.3(b), 5.3(d), 5.4(b) et 5.4(d). La série temporelle complète montre une avancée progressive de ces méandres vers le Sud sur toute la période. Les Fig. 5.3(a), 5.3(c), 5.4(a) et 5.4(c) illustrent des images satellites exploitables sur la période P_{Sud}. Le front suit globalement les isobathes en direction du Nord-Est. Des filaments sont visibles vers le Sud sur la figure 5.2(c) et partant du Sud du front vers l'Ouest plus tard dans le mois. Le développement d'instabilités vers le Sud est donc exagéré dans le modèle, mais il reste une particularité de cette période. Les images satellites Fig. 5.6(b) et 5.7(b) montrent une propagation d'instabilités vers le Sud ayant lieu durant les mois d'Août 2008 et 2010. Il est intéressant d'étudier le phénomène dispersif responsable de cette "coulée" d'eau froide vers le sud.

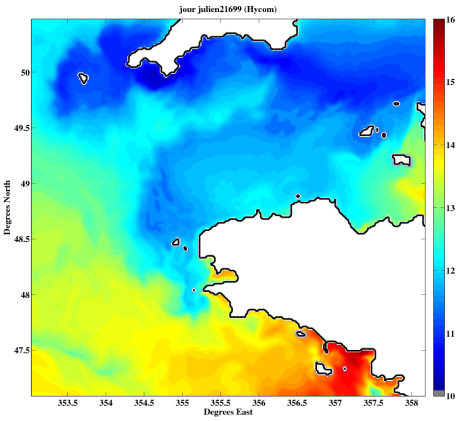
5.2.3 Le déplacement du front d'Est en Ouest

Les sorties modèles montrent sur la période du 04.09.2009 au 23.09.2009 un déplacement progressif d'Est en Ouest du front initialement développé vers le Nord-Est. Sur la même période les méandres encore présents vers le Sud se retirent peu à peu. Les Fig. 5.4(c), 5.5(a) et 5.5(c) sont les données satellites exploitables sur cette période (voir les sorties de modèle associées Fig. 5.4(d), 5.5(b) et 5.5(d)). Les images satellites NOAA-NAR Fig. 5.6(b) et 5.7(b) montrent une localisation du front similaire en Septembre 2008 et Septembre 2010.

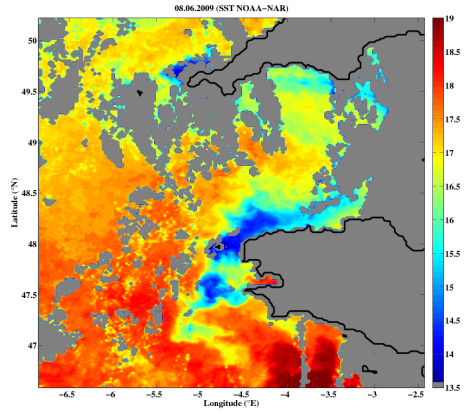
La propagation de méandres vers le Sud et le déplacement du front d'Est et Ouest sont visibles en 2008 et 2009 à la même période, ce qui suggère une corrélation de ces évolutions du front avec des événements saisonniers. Il serait cependant nécessaire d'analyser plusieurs années de données et de sorties de simulation pour identifier de façon statistique une évolution caractéristique du front avec des extensions typiques de fin de printemps/début d'été, de milieu, et de fin d'été. Cette étude se limite à rechercher grâce à la modélisation les paramètres responsables des évolutions décrites précédemment sur 2009.



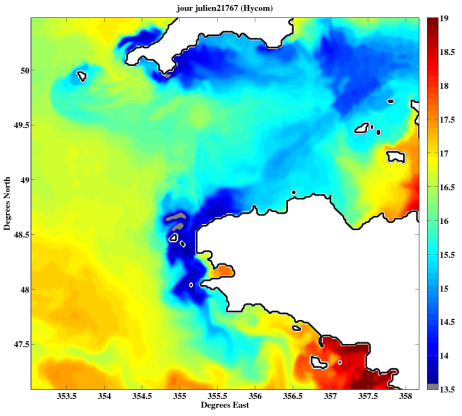
(a) NOAA-NARR SST (en ° C) le 30.05.2009



(b) HYCOM SST (en ° C) le 30.05.2009

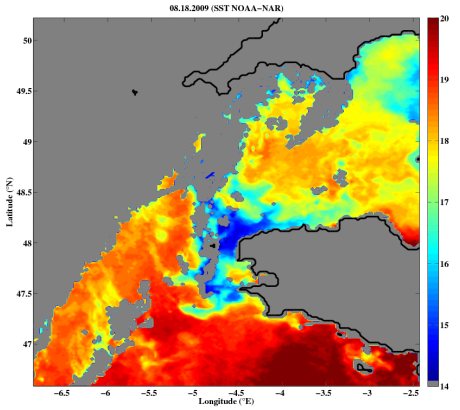


(c) NOAA-NARR SST (en ° C) le 06.08.2009

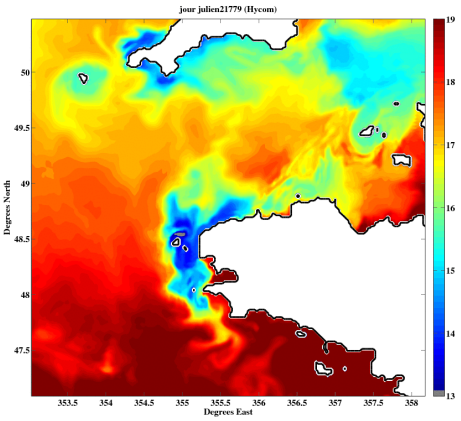


(d) HYCOM SST (en ° C) le 06.08.2009

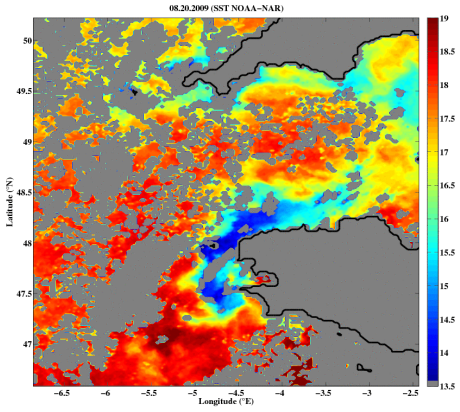
FIG. 5.2: Images NOAA-NAAR (à gauche) et HYCOM (à droite) de SST de 2009 à différentes dates illustrant des évolutions particulières du front.



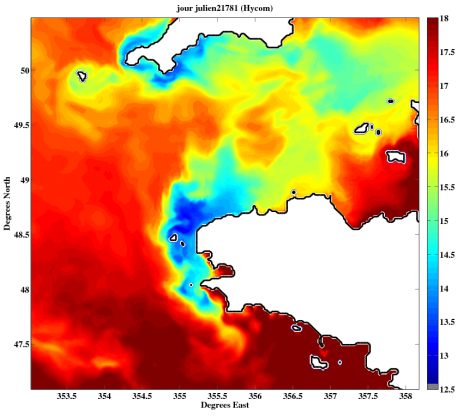
(a) NOAA-NARR SST (en ° C) le 18.08.2009



(b) HYCOM SST (en ° C) le 18.08.2009

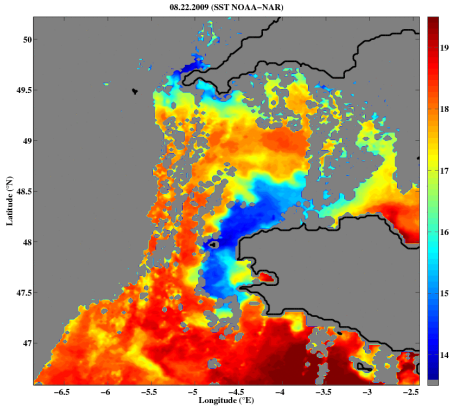


(c) NOAA-NARR SST (en ° C) le 20.08.2009

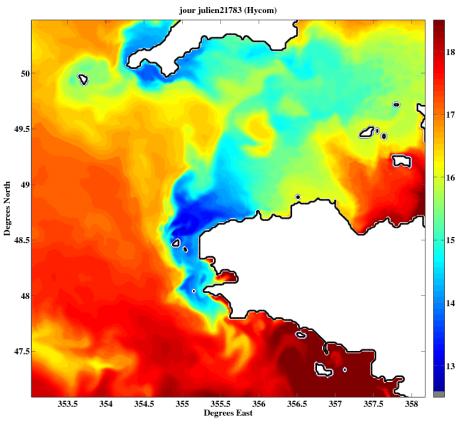


(d) HYCOM SST (en ° C) le 20.08.2009

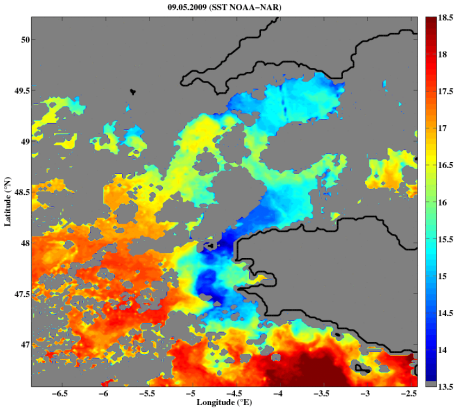
FIG. 5.3: Images NOAA-NAAR (à gauche) et HYCOM (à droite) de SST de 2009 à différentes dates illustrant des évolutions particulières du front.



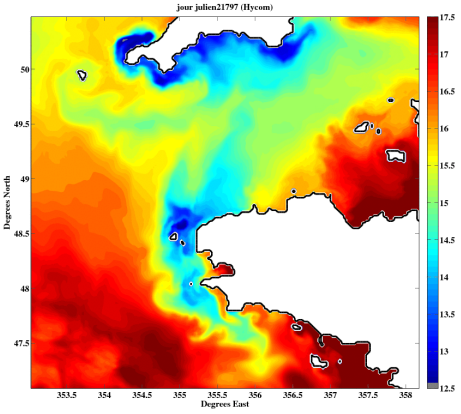
(a) NOAA-NARR SST (en ° C) le 22.08.2009



(b) HYCOM SST (en ° C) le 22.08.2009

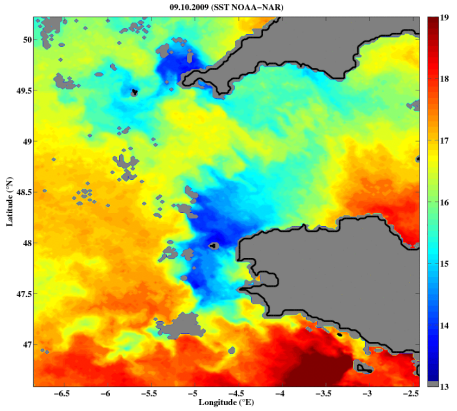


(c) NOAA-NARR SST (en ° C) le 05.09.2009

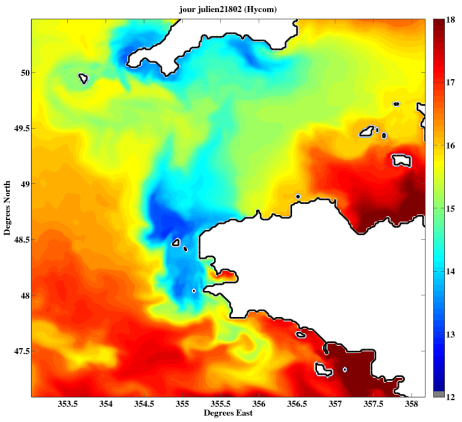


(d) HYCOM SST (en ° C) le 05.09.2009

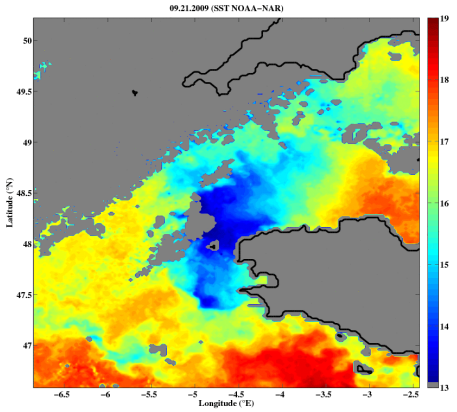
FIG. 5.4: Images NOAA-NAAR (à gauche) et HYCOM (à droite) de SST de 2009 à différentes dates illustrant des évolutions particulières du front.



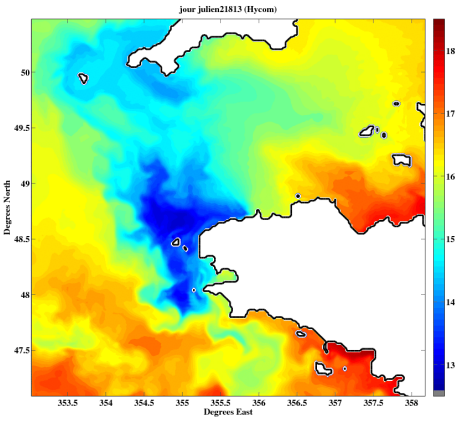
(a) NOAA-NARR SST (en ° C) le 10.09.2009



(b) HYCOM SST (en ° C) le 10.09.2009

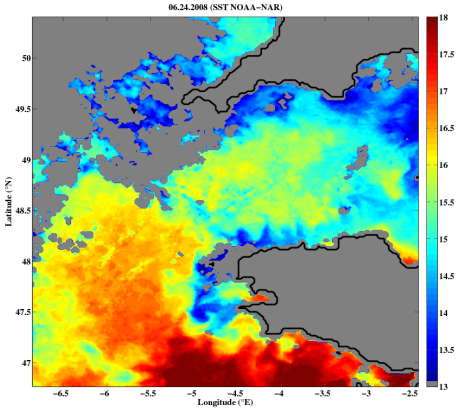


(c) NOAA-NARR SST (en ° C) le 21.09.2009

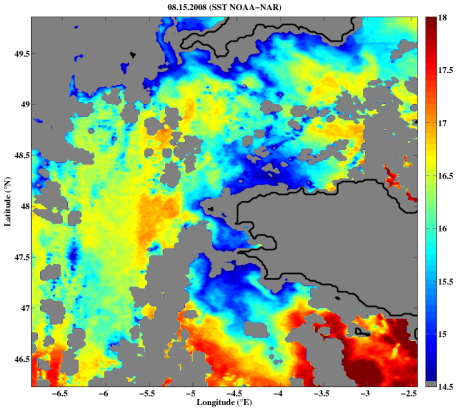


(d) HYCOM SST (en ° C) le 21.09.2009

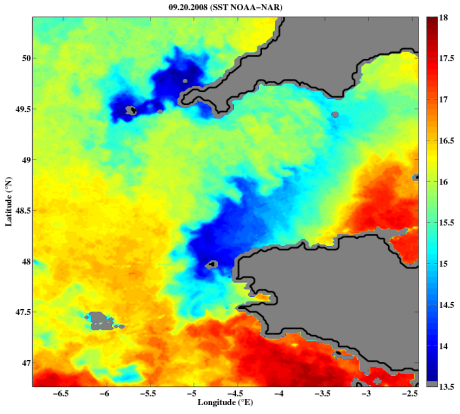
FIG. 5.5: Images NOAA-NAAR (à gauche) et HYCOM (à droite) de SST de 2009 à différentes dates illustrant des évolutions particulières du front. 5.2(a) : De l'eau froide en surface s'étend le long de la côte vers l'Est en suivant les isobathes. Notons que la température est peu élevée. En fin mai, le front est normalement peu marqué. 5.2(c),5.3(a) et 5.3(c) : Le front longe la côte. Des méandres et des filaments se créent au sud des zones de mélange (notamment en début de mois) et cross-shore. 5.4(a) : Le front se développe le long de la côte vers l'Est en suivant les isobathes. Son extension varie peu sur le mois d'Août. 5.4(c),5.5(a) et 5.5(c) : Le front de surface se déplace rapidement d'Est en Ouest et s'étire ensuite vers les Îles Scilly au Nord.



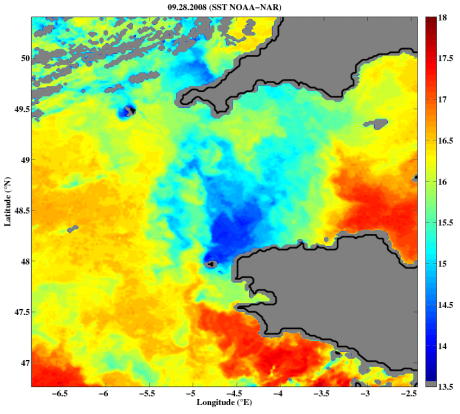
(a) NOAA-NARR SST (en ° C) le 24.06.2008



(b) NOAA-NARR SST (en ° C) le 15.08.2008

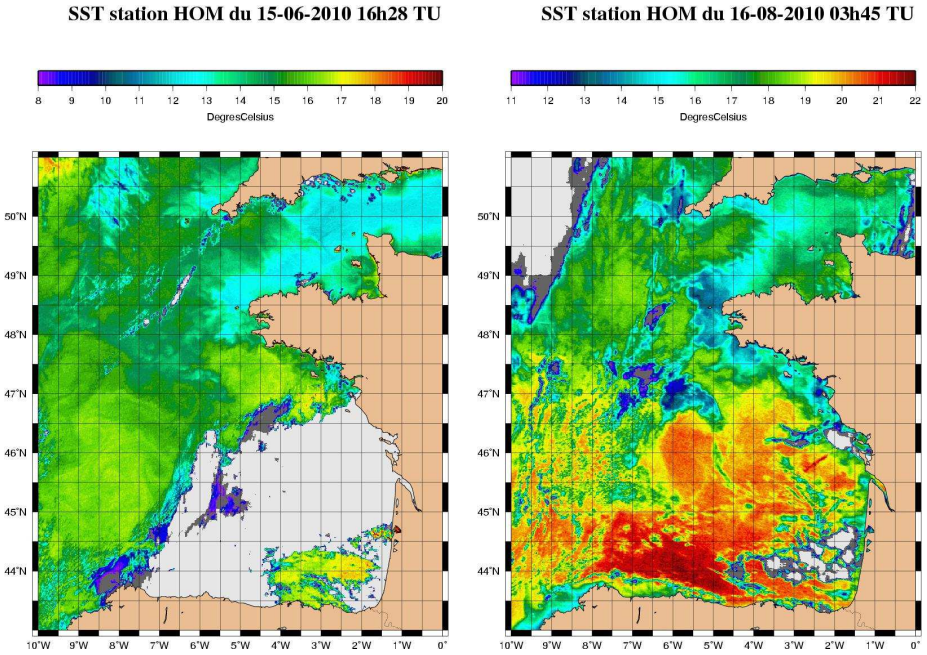


(c) NOAA-NARR SST (en ° C) le 20.09.2008



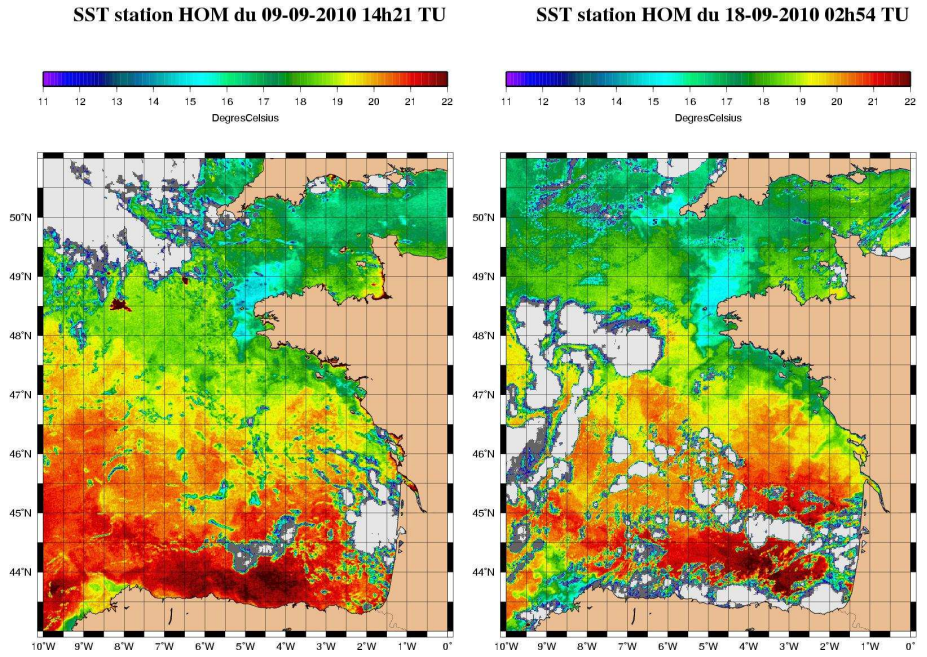
(d) NOAA-NARR SST (en ° C) le 28.09.2008

FIG. 5.6: Images NOAA-NAAR de SST de 2008 à différentes dates illustrant des évolutions particulières du front. 5.6(a) : Le front suit la côte et des instabilités se développent cross-shore. 5.6(b) : Le front s'étend dans la direction Nord-Sud et développe des méandres. 5.6(c) : Le front se détache de la côte et s'étend dans la direction Nord-Est, suivant les isobathes. 5.6(d) : Le front est déplacé vers l'ouest une semaine après la figure 5.6(c).



(a) SST HOM (en ° C) le 15.06.2010

(b) SST HOM (en ° C) le 16.08.2010



(c) SST HOM (en ° C) le 09.09.2010

(d) SST HOM (en ° C) le 18.09.2010

FIG. 5.7: Images HOM de SST de 2010 à différentes dates illustrant des évolutions particulières du front. 5.7(a) : Le front suit la côte et des instabilités se développent cross-shore. 5.7(b) : Des méandres se développent au Sud du front d'Ouessant. 5.7(c) : Le front se détache de la côte et s'étend dans la direction Nord-Est, suivant les isobathes. 5.7(d) : Le front est déplacé vers l'ouest dix jours après la Fig. 5.7(c).

5.3 Outils et méthodes

5.3.1 Présentation du modèle HYCOM

Les résultats présentés ici sont obtenus avec le code HYCOM (Hybrid Coordinates Ocean Model) du Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM) sur la maquette Golfe de Gascogne et Manche, avec une résolution de 1,7 km. Les flux atmosphériques sont des flux du centre Européen ECWMF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) à 6 heures. Les composantes de marée forcées dans le modèle sont les semi-diurnes M2, N2, S2 et K2 (Pichon and Correard [2006], voir section 5.3.3) issues du modèle Mog2D (modèle 2D d'ondes de gravité, barotrope, non-linéaire et à intégration temporelle, dérivé de Lynch and Gray [1979], Carrere and Lyard [2003]). Le modèle est forcé en condition initiale et aux limites par les sorties (tous les 7 jours) du modèle Mercator $psy3v2$ de 2008 (pour la condition initiale) à 2010. Une discrétisation verticale de 32 couches est utilisée.

Le code HYCOM du SHOM modélise la dynamique océanique en résolvant les équations de conservation de la masse (Eq.5.1), du bilan de la quantité de mouvement (Eq.5.2 et Eq.5.3), une équation d'évolution des traceurs (le traceur θ étant choisi parmi la salinité, la température ou la densité) (Eq.5.4), et l'équation de l'équilibre hydrostatique (Eq.5.5) (Bleck [2002]). On définit également le potentiel de Montgomery M (Eq.5.6) (Assenbaum [2005]). Ces équations sont exprimées en coordonnées généralisées s comme suit (Baraille and Filatoff [1995]) :

$$\partial_t h + \partial_x hU + \partial_y hV + \partial_s \omega = Hs \tag{5.1}$$

$$\partial_t U + U\partial_x U + V\partial_y U - fV + \omega\partial_p U = -\partial_x M + p\partial_x \alpha - \partial_p \left(g\tau_x\right) + F_x \tag{5.2}$$

$$\partial_t V + U\partial_x V + V\partial_y V + fU + \omega\partial_p V = -\partial_y M + p\partial_x \alpha - \partial_p \left(g\tau_y\right) + F_y \tag{5.3}$$

$$\partial_t \theta + U\partial_x \theta + V\partial_y \theta + \omega\partial_z \theta = H\theta \tag{5.4}$$

$$\partial_s p = -\rho g \partial_s z \tag{5.5}$$

$$M = gz + p\alpha \tag{5.6}$$

On note :

- $\alpha = \rho^{-1}$ le volume spécifique,
- τ_x et τ_y sont les tensions de vent en surface,
- F_x et F_y les forces de frottement,
- $h = \partial_s p = -\rho g \partial_s z$ l'épaisseur de couche entre deux niveaux s,
- $\omega = h\left(\partial_t s + U\partial_x s + V\partial_y s\right)$, le flux de masse vertical à travers une surface s

La coordonnée généralisée s (Bleck and Boudra [1981]) permet d'adapter le système de coordonnées de HYCOM en système de coordonnées hybrides pouvant passer d'une discrétisation géopotentielle en z dans la couche de mélange à une discrétisation isopycnale dans l'océan profond, et à une discrétisation en coordonnées sigma (coordonnées suivant le relief du fond) dans les zones de faible profondeur. La technique du time-splitting est utilisée dans HYCOM. Elle permet de représenter les ondes de gravité de surface, très rapides, sans pénaliser l'intégration du modèle par un pas d'intégration très petit sur l'ensemble des équations. Les mouvements sont ainsi séparés en un mode barotrope rapide pour lequel les équations sont exprimées en deux dimensions (intégrale verticale) et un mode barocline lent et tridimensionnel. La paramétrisation du mélange choisie est la paramétrisation de Large (Large et al. [1994]), KPP (K-Profile Parametrization). Elle utilise les forçages thermodynamiques de surface et les caractéristiques de l'écoulement pour déterminer l'épaisseur de la couche limite de surface par l'atteinte d'un nombre de Richardson critique fixé à 0.3 ici. Les profils verticaux des coefficients de diffusion sont calculés et la diffusion est faite sur les termes de vitesse, salinité et température. On considère par ailleurs une friction de fond quadratique (avec un coefficient $C_d = 3.10^{-3}$) et répartie sur une épaisseur de couche de fond de 10m (une paramétrisation du mélange au fond du même type que KPP, KPPbottom, existe mais n'est pas utilisée ici). Les viscosités et diffusivités maximales dues au cisaillement sont fixées à 5.10^{-3} m^2/s, et les viscosité et diffusivité d'interaction entre les ondes internes et le milieu ambiant sont fixées à des valeurs constantes, respectivement 10^{-4} m^2/s et 10^{-5} m^2/s.

5.3.2 Détermination de la limite frontale, filtre de Scharr

Un front de fin de printemps et un front de milieu d'été n'ont pas le même gradient de température. De plus les sorties de modèle représentent souvent correctement le schéma de dispersion mais avec globalement des biais de 0.5° à 1° C de moins que les images satellite (voir les figures de la section 5.2). Ces biais sont a priori dus à des biais sur les flux atmosphériques (non corrigés ici). Les graphes Fig. 5.8(b) à 5.8(d) montrent une comparaison entre les SST modèle et insitu en un point fixe (cf Fig. 5.8(a)) et sur une année, avec les flux Arpège (les flux utilisés ici sont les flux du centre Européen). Elle montre un biais persistant en hiver quand les eaux sont homogènes. Ce biais ne peut donc pas être attribué à un excès de mélange vertical, mais vraisemblablement soit à une erreur initiale qui peine à se résorber, soit à un biais systématique des flux atmosphériques sur cette zone. Le calcul du gradient de température permet en revanche de suivre les déplacements du front de façon satisfaisante. Les champs de SST sont donc traités de même qu'une image standard, par une méthode de détection frontale.

Un filtre médian permet d'effectuer un premier lissage du bruit. Un filtre de gradient de température est ensuite passé sur une fenêtre de 3X3 cellules. L'opérateur de dérivation centrale standard s'écrit $D_s = \frac{1}{2}\begin{bmatrix}-1 & 0 & 1\end{bmatrix}$ mais il a l'inconvénient de lisser le gradient dans la direction de différentiation et pas dans la direction perpendiculaire. Des opérateurs dérivatifs plus optimisés comme les filtres de Sobel consistent à convoluer un opérateur lissant de la forme $L_{sob} = \frac{1}{4}\begin{bmatrix}1 & 2 & 1\end{bmatrix}$ et D_s. Le lissage est alors effectué également dans le sens opposé à la différentiation. Jähne et al. [1999] et Weickert and Scharr [2002] ont dérivé un opérateur basé sur ce principe mais se rapprochant encore davantage des propriétés d'invariance rotationnelle recherchées. Le filtre de Scharr est défini par la convolution de l'opérateur $L_{Sch} = \frac{1}{16}\begin{bmatrix}3 & 10 & 3\end{bmatrix}$ et de D_s, ce qui permet d'obtenir les opérateurs F_x et F_y tels que :

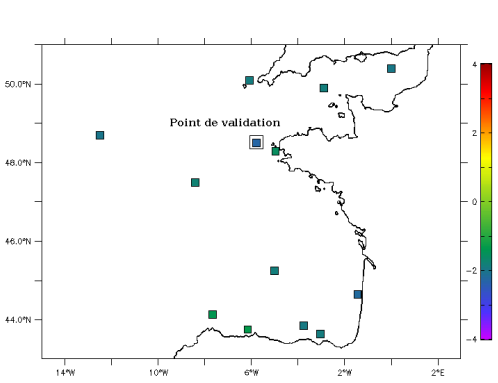
$$F_x = \frac{1}{32}\begin{bmatrix}-10 & 0 & 10\\ -3 & 0 & 3\\ -3 & 0 & 3\end{bmatrix} ; F_y = \frac{1}{32}\begin{bmatrix}3 & 10 & 3\\ 0 & 0 & 0\\ -3 & -10 & -3\end{bmatrix}$$

Les dérivées de la grandeur T d'écriture matricielle $\underline{\underline{T}}$, D_x et D_y, ainsi que la norme du gradient D_T, sont obtenues par les convolutions et opérations suivantes :

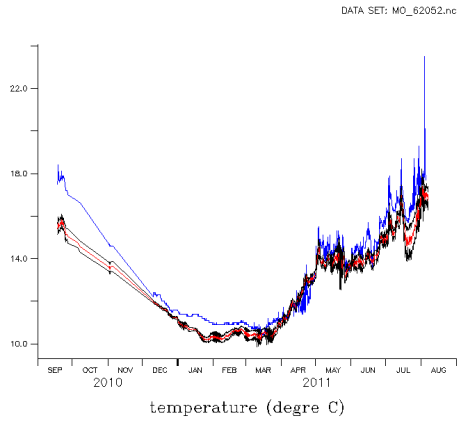
$D_x = F_x * \underline{\underline{T}}$

$D_y = F_y * \underline{\underline{T}}$

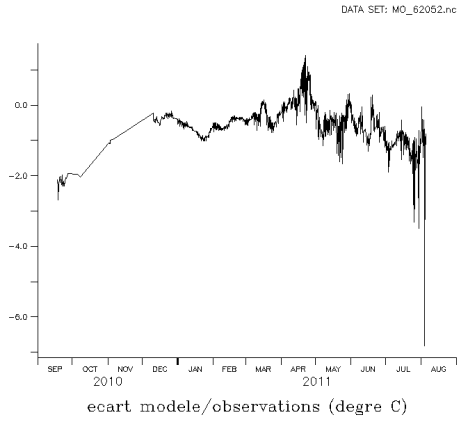
$D_T = \sqrt{D_x^2 + D_y^2}$



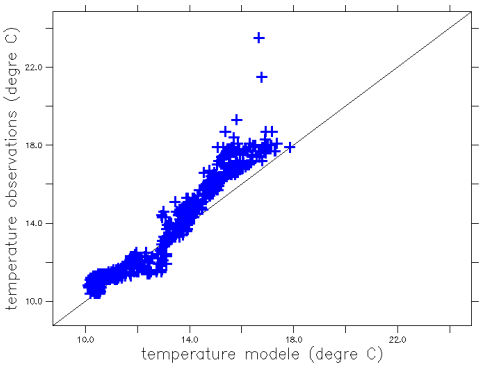
(a)



(b)



(c)

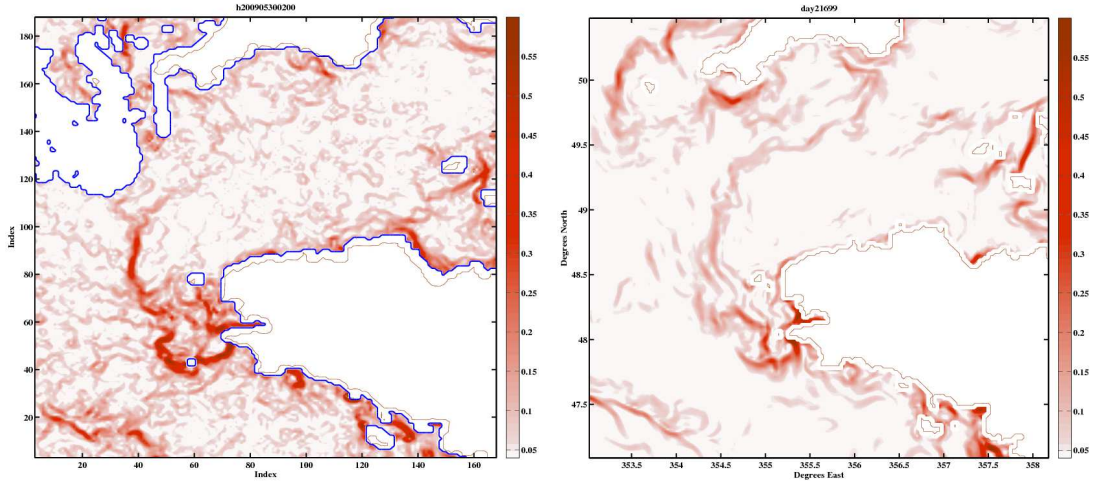


(d)

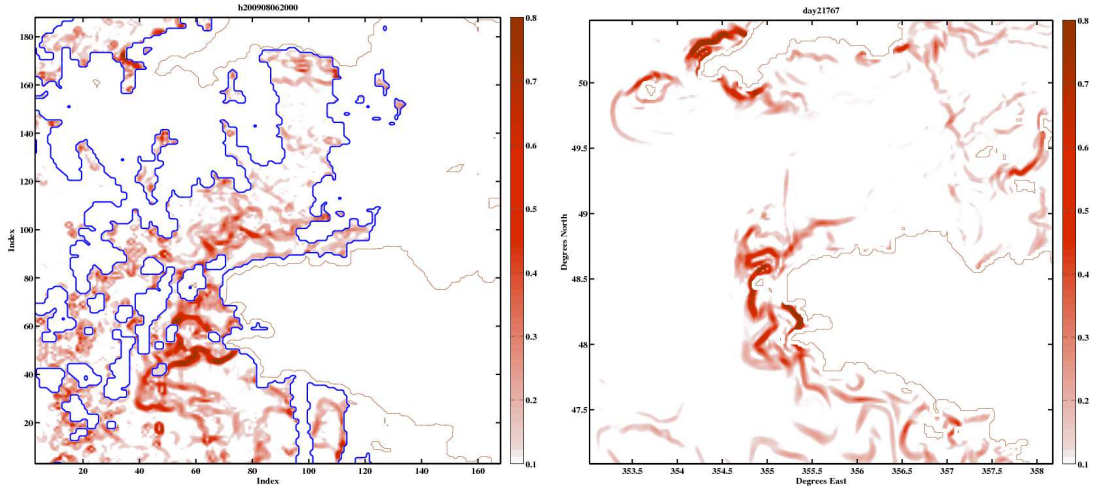
FIG. 5.8: Comparaison de SST de modèle HYCOM avec flux Arpège et données in-situ

.

Cette méthode est appliquée aux images satellites exploitables sur les périodes sélectionnées et aux sorties de modèle associées (Fig. 5.9(a) à 5.12(d))



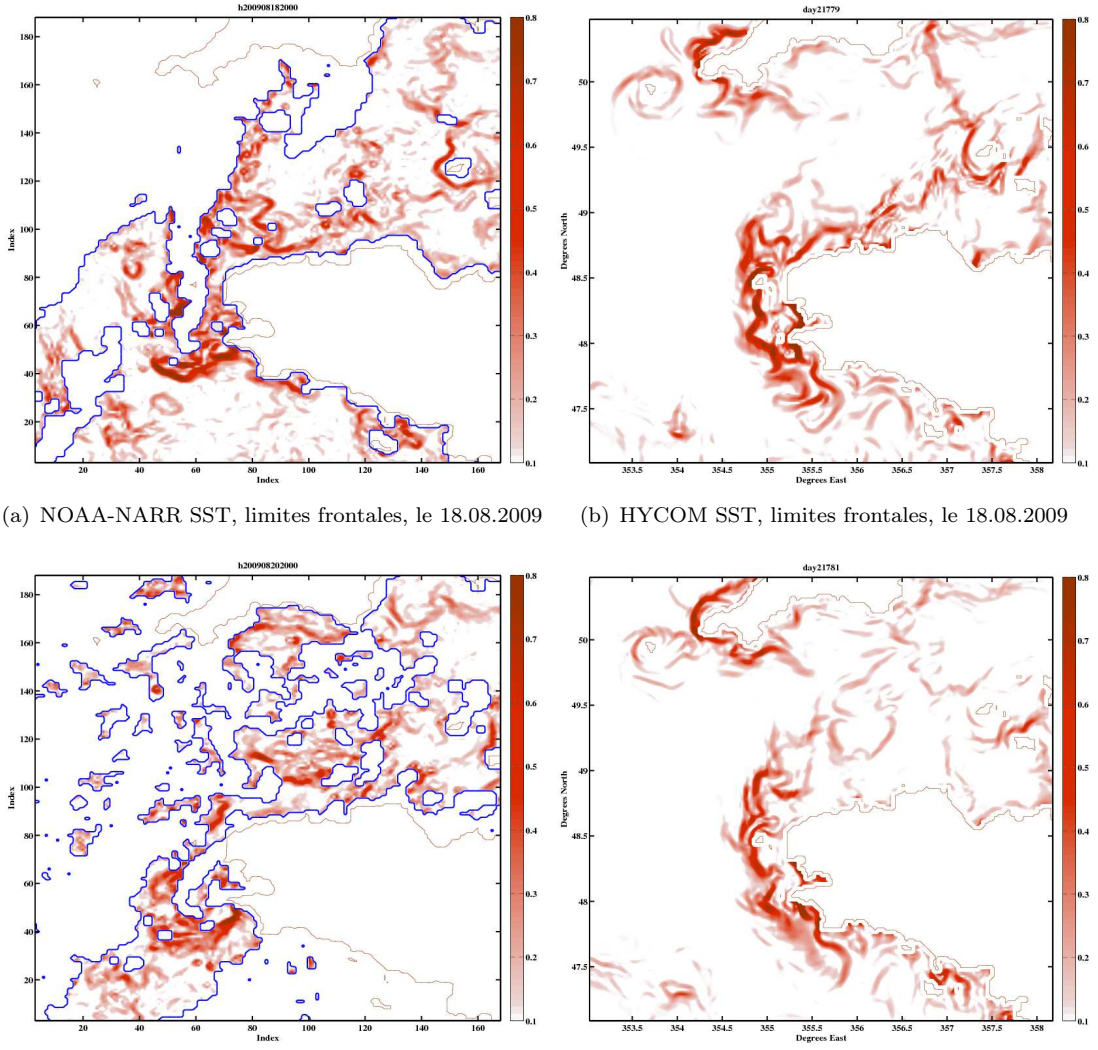
(a) NOAA-NARR SST, limites frontales, le 30.05.2009 (b) HYCOM SST, limites frontales, le 30.05.2009



(c) NOAA-NARR SST, limites frontales, le 06.08.2009 (d) HYCOM SST, limites frontales, le 06.08.2009

FIG. 5.9: Gradients de température obtenu par la méthode de Scharr pour les images NOAA-NAAR SST et les sorties modèle.

On remarque avant toute chose que les gradients de SST obtenus dans le cas des images satellites sont plus sinueux. Les très faibles gradients ne sont détectés que sur les observations. Un effort a cependant été fait pour conserver les mêmes valeurs de contours entre les sorties de modèle et les images NOAA. Cela illustre les limitations du modèle à représenter les phénomènes de petite échelle avec la résolution choisie. Les valeurs de contours sont légèrement inférieures pour les sorties de modèle mais restent du même ordre de grandeur dans les deux cas (comme expliqué précédemment, les comparaisons observations insitu/ modèle décrites en section 5.3.2 suggèrent également une thermocline moins marquée dans le modèle). La localisation complète du front est difficilement visible sur les images NOAA à cause de la couverture nuageuse excepté sur les Fig. 5.9(a), 5.11(a) et



(a) NOAA-NARR SST, limites frontales, le 18.08.2009

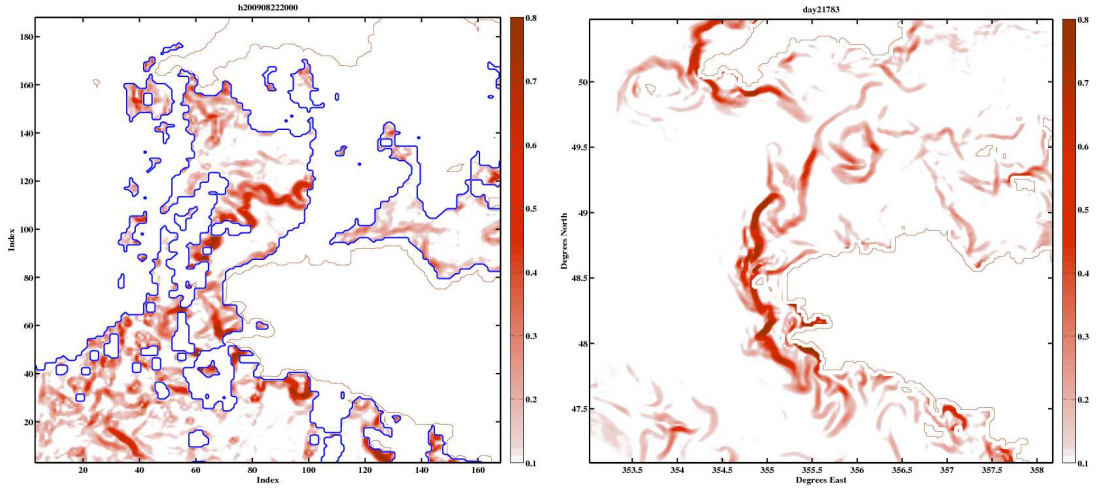
(b) HYCOM SST, limites frontales, le 18.08.2009

(c) NOAA-NARR SST, limites frontales, le 20.08.2009

(d) HYCOM SST, limites frontales, le 20.08.2009

FIG. 5.10: Gradients de température obtenu par la méthode de Scharr pour les images NOAA-NAAR SST et les sorties modèle.

5.12(a). Les autres images sont néanmoins conservées pour comparer la localisation globale du front. Les images de fin Mai (Fig.5.9(a) et 5.9(b)) et de mi-septembre (Fig.5.12(a) et 5.12(b)) montrent une localisation du front correcte dans le modèle. Dans les deux cas, la limite frontale s'étend vers le Nord. En début Août (Fig.5.9(c) et 5.9(d)), mi-Août (Fig.5.10(a) et 5.10(b)) et fin Août (Fig.5.11(a) et 5.11(b)) la limite frontale longeant la côte (Nord-Est) est correctement représentée dans le modèle. Comme précédemment observé, les méandres partant au sud ne se propagent pas dans la même direction, ce qui est bien visible le 06/08/2009 et le 18/08/2009. Ils sont néanmoins marqués dans les deux cas. Les Fig. 5.12(c) et 5.12(d) montrent une mauvaise corrélation avec une limite frontale bien marquée Nord-Est dans l'image NOAA et qui n'apparaît pas dans la sortie de simulation. L'extension Nord-Ouest qui est en revanche bien marquée dans le modèle n'apparaît pas dans l'image satellite qui est masquée sur cette zone. Néanmoins

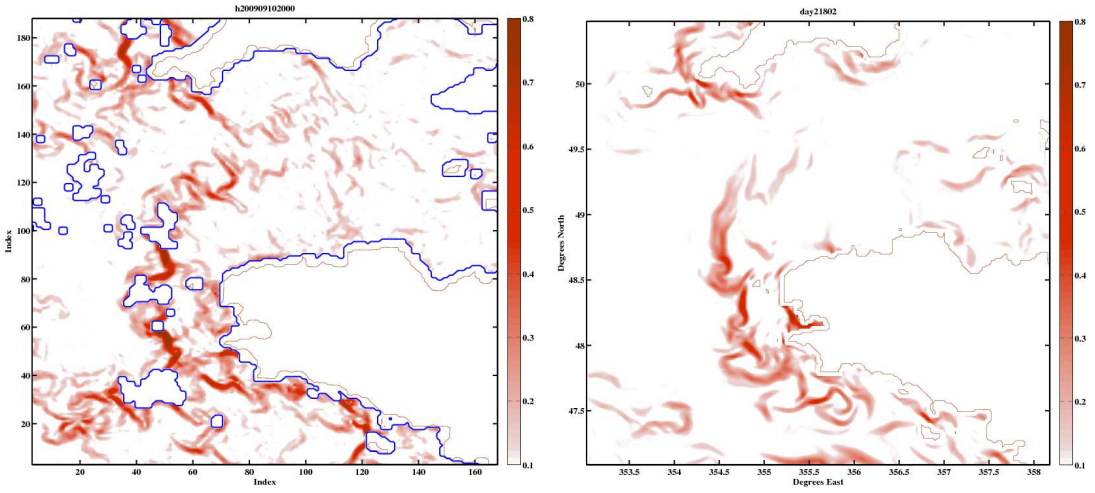


(a) NOAA-NARR SST, limites frontales, le 22.08.2009 (b) HYCOM SST, limites frontales, le 22.08.2009

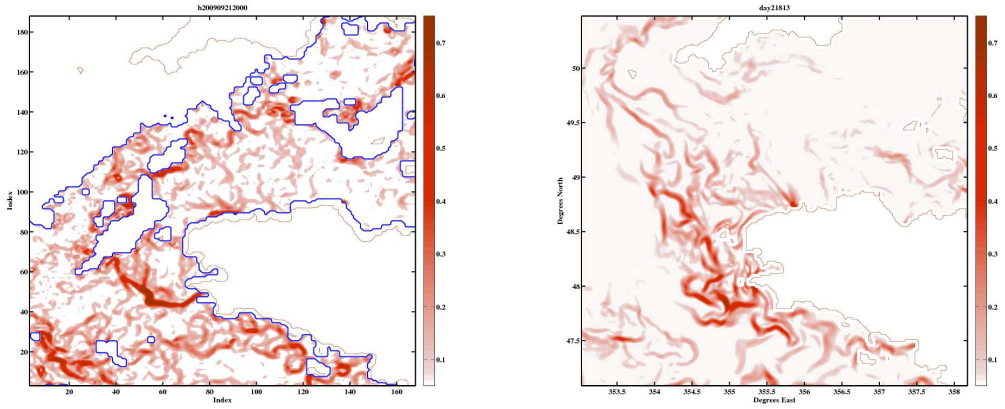
FIG. 5.11: Gradients de température obtenu par la méthode de Scharr pour les images NOAA-NAAR SST et les sorties modèle.

les images satellites quelques jours plus tard montrent des parties de contours dirigés vers le Nord, confirmant la présence de la limite frontale s'étendant vers les îles Scilly visible dans les simulations.

Une étude statistique sur plusieurs années serait nécessaire pour quantifier la corrélation entre la localisation du front dans le modèle et dans la nature. Néanmoins les comparaisons ci-dessus ont permis de vérifier que sur la période étudiée, le modèle représente qualitativement bien les évolutions des limites frontales dans la partie Manche et en face des côtes Bretonnes. Les méandres se développant vers le Sud dans le modèle sont en revanche trop intenses, mais la présence d'instabilités est retrouvée dans les observations. L'image satellite Fig.3.4 de la section 3 illustre des méandres très similaires à ceux observés dans les simulations en début Juillet 2006, ce qui justifie malgré tout une étude de ce phénomène par la modélisation. Enfin les gradients de température sont légèrement plus faibles dans le modèle, notamment en début d'été, ce qui est probablement dû au déficit de chaleur dans le modèle.



(a) NOAA-NARR SST, limites frontales, le 10.09.2009 (b) HYCOM SST, limites frontales, le 10.09.2009



(c) NOAA-NARR SST, limites frontales, le 21.09.2009 (d) HYCOM SST, limites frontales, le 21.09.2009

FIG. 5.12: Gradients de température obtenu par la méthode de Scharr pour les images NOAA-NAAR SST et les sorties modèle.

5.3.3 Outils de filtrage de la marée optimisé par minimisation

De par sa distribution topographique chaotique (canyons entre autres), et les ruptures de plateaux Français et Espagnole, le Golfe de Gascogne est une zone privilégiée de génération et d'interaction d'ondes internes (Pingree et al. [1986], Baines [1982]). La conversion d'énergie du mode barotrope aux modes baroclines est un processus clé de la modélisation réaliste globale et régionale : Bell [1975] estime le taux de conversion pour l'onde M2 à 10%. Ces valeurs ont été revues par la suite et sont estimées par Garrett and Kunze [2007] à 1/3. Une représentation correcte des ondes baroclines dans un modèle est donc critique pour obtenir des taux de dissipation proches de la réalité et consécutivement pour représenter efficacement les processus de mélange en zones stratifiées et la circulation.

Des études comparatives modèle/données sur la représentation des ondes internes ont été menées par Pichon and Correard [2006] à l'aide du modèle isopycnal MICOM (Bleck and Smith [1990]) aux frontières duquel ont été forcées les ondes semi-diurnes M2, N2, S2 et K2. Les interactions air/océan et le mélange associé à la dissipation des ondes internes ne sont pas inclus. Les résultantes non linéaires M4 et MS4 sont également prises en compte. D'après Pairaud et al. [2008], Andersen [1999], le signal M4 (non linéarité de M2) est en effet non négligeable sur cette zone. Les études comparatives ont montré une bonne représentation des amplitudes verticales des ondes internes près des zones de génération et du décalage en phase des variations verticales de densité dans les couches de fond. Nous utilisons dans notre étude réaliste les mêmes signaux de marée et la même bathymétrie.

La circulation induite par les processus de mélange et de rectification n'apparaît pas clairement lorsque l'on considère le champ global dynamique. Les processus de rectification de marée, notamment, entraînent une circulation vers le Nord que l'on retrouve au niveau de la dynamique frontale en mer d'Iroise (Cambon [2008], Sentchev et al. [2010], Le Boyer et al. [2009]). Il est donc essentiel pour notre étude d'extraire ces processus en les filtrant des signaux de marée et de la dynamique très haute fréquence. Si de nombreux filtres existent et sont couramment utilisés pour filtrer la marée (filtre de Doodson, filtre "Tide Killer" de Munk, filtre de Godin ou encore le filtre de Demerliac), ils ne permettent en revanche pas de différencier le résiduel entre une variable haute fréquence et une variable basse fréquence.

Des analyses harmoniques (analyses de Fourier) sur un an appliquées aux sorties de modèle donnent, pour chaque fréquence ω_f de l'onde f incluse dans le set d'ondes prescrites F (fréquences de M2, N2, S2, K2, M4 et MS4 dont les périodes sont rappelées dans le tableau 5.13) des phases et amplitudes pour le mode barotrope (respectivement $\bar{\phi}_f$ et

Onde	Période
M2	12.421 h
S2	12.000 h
N2	12.658 h
K2	11.967 h
M4	06.210 h
MS4	06.103 h

FIG. 5.13: Ondes de marée présentent dans le modèle, et périodes associées

$\bar{A_f}$) et le mode barocline (respectivement $\tilde{\phi_f}$ et $\tilde{A_f}$). Il est ainsi possible de reconstituer dans chaque couche le signal de marée total V_M somme des signaux de marées barotrope et baroclines (respectivement $\bar{V_M}$ et $\tilde{V_M}$) tels que :

$$\bar{V_M}(t) = \sum_{f\in[1,F]} \left(\bar{A_f} exp^{i\omega_f t} - \bar{\phi_f}\right) \tag{5.7}$$

$$\tilde{V_M}(t) = \sum_{f\in[1,F]} \left(\tilde{A_f} exp^{i\omega_f t} - \tilde{\phi_f}\right) \tag{5.8}$$

$$V_M = \bar{V_M} + \tilde{V_M} \tag{5.9}$$

Une méthode de filtrage basique consiste à soustraire du signal global le signal de marée ainsi reconstitué. Les Fig. 5.14 et 5.15 représentent le module de la vitesse de surface totale en sortie de modèle le 09 septembre 2009, et la même grandeur pour le même signal filtré du signal reconstitué barotrope. Les échelles de couleurs ont été adaptées et diffèrent. Le signal de marée est environ deux fois moindre dans le second cas. Il reste néanmoins un signal pouvant atteindre 2 m/s dans la Manche.

Cette erreur est réduite lorsque le signal reconstitué barocline est également filtré, comme le montre la Fig. 5.16. La dynamique résultante peut atteindre 1.5 m/s dans les zones côtières critiques [2]. La grandeur filtrée reste néanmoins en dessous de $1m/s$ globalement. On remarque que la dynamique dans la zone d'étranglement entre Bornemouth (Royaume-Uni) et Cherbourg (France), persistante dans le cas précédent, est bien extraite du signal global. La signature d'ondes internes à proximité et provenant de la rupture de pente (isobathe $200m$) restent cependant visible.

[2] la représentation de la dynamique dans les zones côtières de petits fonds soumises à la marée par des modèles globaux reste une problématique justifiant de nombreuses études et impliquant notamment une paramétrisation de la friction de fond optimale et un pas de grille évolutif

Extraire les ondes baroclines du signal global devrait permettre en théorie d'inhiber la dynamique associée aux ondes internes. L'erreur contenue dans les coefficients diagnostiques entraîne déjà un biais en phase et en amplitude intrinsèque à la méthode et visible sur l'ensemble du domaine mais plus particulièrement dans les zones où la dynamique mésoéchelle et submésoéchelle non exclusivement liée à la marée est importante (côte, zone d'étranglement, topographie...). La dissipation des ondes internes, qui est paramétrisée mais non résolue dans le modèle utilisé, déforme le signal barocline, ce qui rend cette méthode de filtrage imprécise. Une erreur temporelle et spatiale vient donc s'ajouter aux erreurs contenues dans les coefficients diagnostiques dans les zones de forte dissipation (rupture de pente, topographies abruptes...). Cette méthode de soustraction

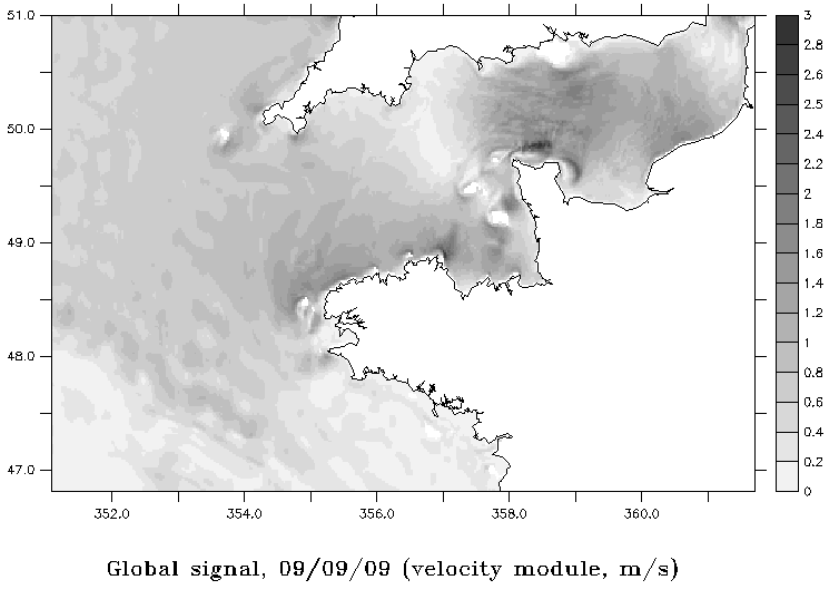


FIG. 5.14: Module de la vitesse en surface, en m/s (09 septembre 2009)

des signaux de marée reconstitués du signal total nécessite donc un ajustement optimal spatial et temporel afin de limiter l'impact du biais inhérents aux coefficients de Fourier issus de l'analyse initiale. Le courant résiduel obtenu devrait alors contenir des dynamiques issues de phénomènes à différentes échelles caractéristiques temporelles. Puisque les signaux retirés sont à fréquences préalablement déterminées, il est très probable que des signaux de marée non prescrits dans le filtre ajoutent une erreur sur le courant résiduel. Une méthode de séparation fréquentielle du résiduel est donc souhaitable afin de permettre d'isoler différents processus de référence possédant des échelles temporelles différentes.

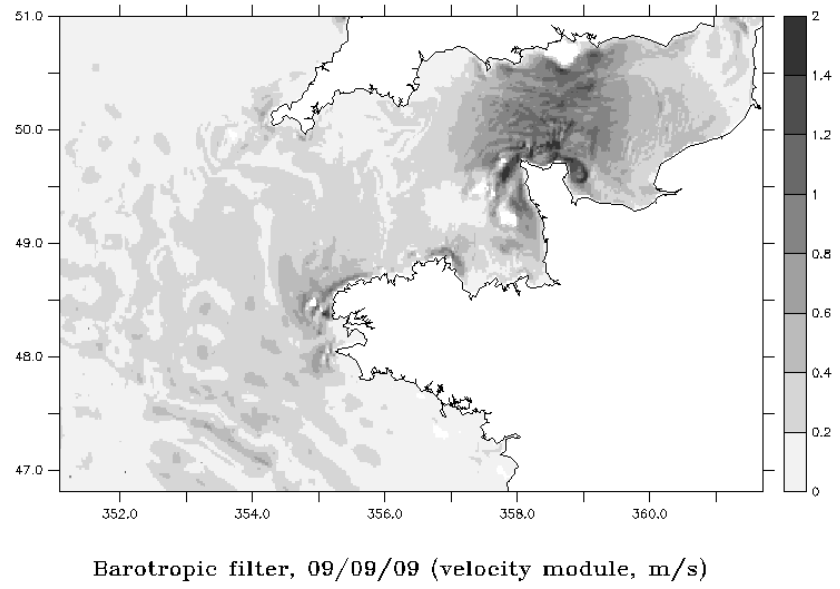


FIG. 5.15: Module de la vitesse en surface filtrée du signal de marée barotrope, en m/s (09 septembre 2009)

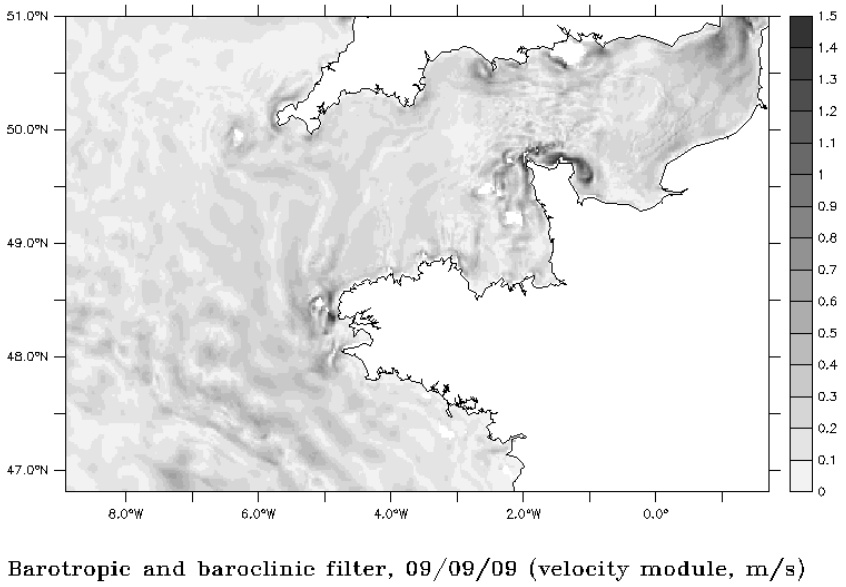


FIG. 5.16: Module de la vitesse en surface filtrée de la somme des signaux de marée barotropes et baroclines, en m/s (09 septembre 2009)

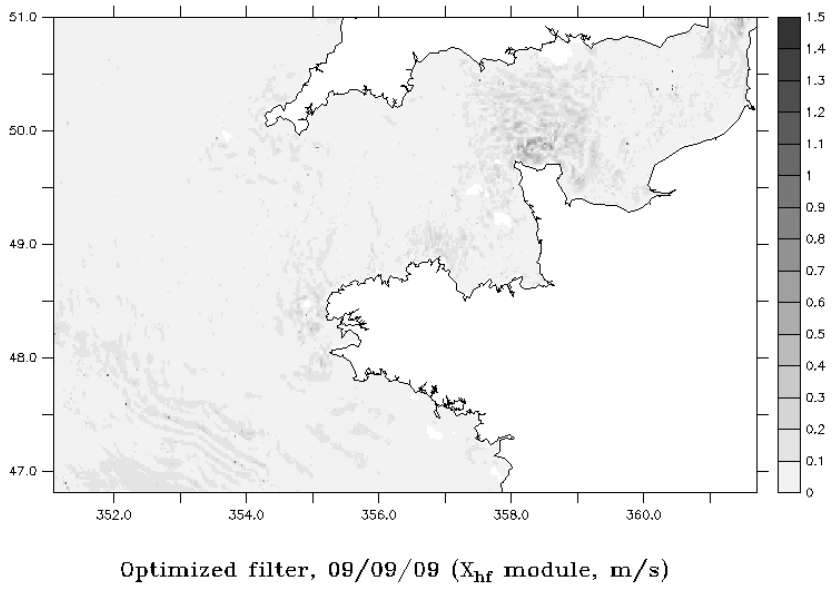


FIG. 5.17: Module du courant résiduel haute fréquence en surface après filtrage optimisé, en m/s (09 septembre 2009)

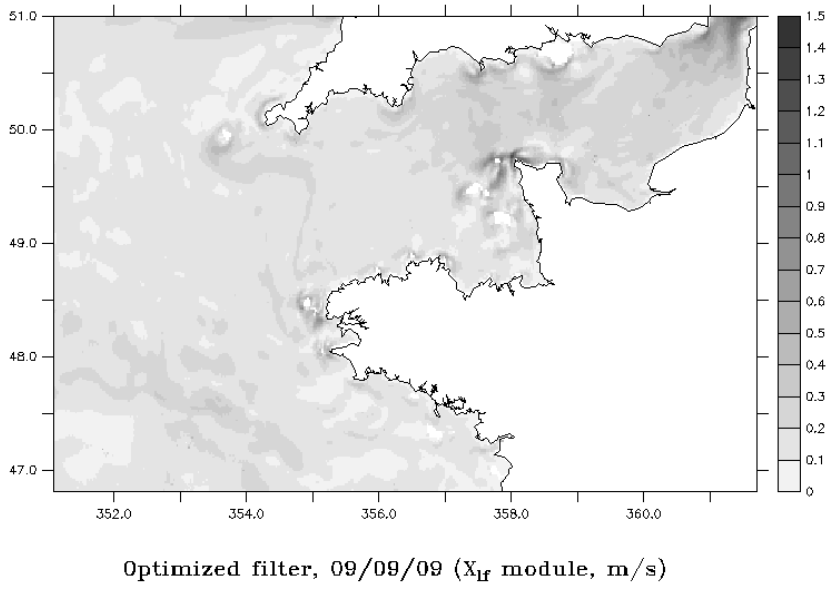


FIG. 5.18: Module du résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé, en m/s (09 septembre 2009)

La méthode choisie pour ce faire est une méthode d'optimisation du gradient (méthode de Newton). Elle consiste à optimiser en chaque point de grille les erreurs de phase et d'amplitude du signal dont on a filtré le signal barotrope (reconstitué grâce aux coefficients de Fourier) sur un set T_N de N données horaires (ou une fenêtre temporelle ΔT) et dans une couche donnée. Elle est implémentée de façon à stocker dans une constante X_{lf} un résidu d'amplitude contenant une dynamique considérée fixe sur la période ΔT. La sortie du filtre, X_{hf}, est la dynamique résiduelle filtrée de façon optimale des ondes prescrites par leur fréquence et de la dynamique constante sur la période ΔT, X_{lf}. X_{hf} représente ainsi les processus de période typique inférieure à ΔT.

Reprenant les notations précédentes, avec f référençant l'onde choisie dans le set d'ondes prescrites F, on définit la fonction coût J :

$$J\left(\delta A_f, \delta\phi_f, X_{lf}, f \in\ F\right) = \sum_{t\in\ T_N} \parallel X_0\left(t\right) - \sum_{f\in\ F} \left(\bar{A_f} + \delta A_f\right) * \cos\left(\omega_f\ t - \bar{\phi_f} + \delta\phi_f\right) - X_{lf}\|^2 \tag{5.10}$$

et

$$X_{hf} = \min_{\delta A_f, \delta\phi_f, X_{lf}} \frac{1}{2} J(\delta A_f, \delta\phi_f, X_{lf}), f \in\ F \tag{5.11}$$

Soit F le nombre d'ondes prescrites dans le filtre, il s'agit d'un problème de détermination de $2F+1$ inconnues sur $N = \Delta T/t$ données. J est une fonction d'un espace vectoriel de $2F+1$ dimensions vers R. Pour chaque couche k l'algorithme du gradient est appliqué sur J de façon itérative et renvoie une solution $S_k = (\delta A_f, \delta\phi_f, X_{lf}), f \in F$. Il s'agit d'une méthode de recherche de zéro local basée sur le principe des plus fortes pentes dont les étapes se déclinent comme suit :

- 1. Choix du premier itéré S_0.
  Pour $k \geq\ 0$
- 2. Calcul du gradient $\nabla\ J(S_k)$
- 3. Si $\nabla J(S_k) \leq \epsilon$, avec $\epsilon > 0$ le critère d'arrêt de l'algorithme, S_k est la solution
- 4. Sinon, S_k est incrémenté en utilisant une méthode de recherche linéaire à pas progressif forçant une convergence quadratique vers la solution. On calcule α_k tel que $J(S_k - \alpha_k \nabla\ J(S_k))$ soit minimal. Si $J'(S_k) \neq 0$ alors $\nabla J(S_k)$ indique la direction de plus forte pente. On trouve alors α_k tel que $J(S_k - \alpha_k \nabla J(S_k)) < J(S_k)$.
- 5. $S_{k+1} = S_k - \alpha_k \nabla J(S_k)$

Cette méthode communément utilisée dans les problèmes d'optimisation comporte des inconvénients, notamment concernant l'existence et l'unicité des solutions.

- La méthode de recherche linéaire est une technique de globalisation de l'algorithme permettant de forcer la convergence de la suite (S_k) lorsque S_0 est trop éloignée d'un minimum.
- Si α_k n'est pas assez petit de façon à ce que S_{k+1} reste dans le voisinage de convergence du minimum recherché, la convergence quadratique n'est plus assurée. Un critère de contrôle est nécessaire pour éviter une boucle infinie en cas de divergence.
- La fonction coût doit être différentiable.
- Le choix du premier itéré est critique puisqu'il permet, s'il est pris suffisamment proche du zéro, une convergence plus rapide. Il évite également des erreurs de "fausse convergence" dans le cas où deux minima seraient très proches. Dans ce cas particulier, le choix du pas évolutif est d'autant plus important pour éviter des convergences erratiques autour du mauvais zéro pour laquelle le critère d'arrêt serait respecté.

De façon plus générale et pour notre application, des fréquences très proches (S2 et K2 par exemple) peuvent induire des erreurs de convergence des δA_f et $\delta\phi_f$, ce qui peut rendre le choix de S_0 problématique. Un autre impératif de la méthode est le choix d'un set de données en temps suffisamment discrétisé pour résoudre un problème à $2F + 1$ inconnues.

Le choix d'utiliser les coefficients diagnostiques issus de l'analyse de Fourier et un premier itéré $S_0 = 0$ permet d'éviter les erreurs de convergence erratique ; la méthode peut en effet être implémentée sans ces diagnostics en procédant à la minimisation directement sur les amplitudes et phases avec une condition initiale nulle et en entrant comme seuls paramètres les fréquences à filtrer. La figure 5.20 illustre les différences obtenues entre ces deux méthodes pour une fenêtre temporelle de 48h. Des erreurs locales sur les solutions en phase et amplitude du problème de minimisation sont observées dans le cas sans diagnostic préalables. L'erreur faite reste relativement faible (de l'ordre de 1% du signal global) et un compromis est à définir entre le coût nécessaire au calcul préalable des diagnostics et l'erreur résultant d'une minimisation "à l'aveugle". On peut noter ici un intérêt supplémentaire de la méthode qui permet, de par l'étude des solutions obtenues, d'évaluer les erreurs de convergence.

Le choix de la fenêtre temporelle est un point déterminant. Il est un compromis entre l'efficacité du filtre, requérant un set de données assez étendu et coûteux en terme d'espace de stockage et de temps de calcul, et des fréquences caractéristiques à mettre en exergue dans les sorties basses fréquences X_{lf} et hautes fréquences X_{hf}.

Appliqué à notre étude, ce filtre de minimisation doit permettre de séparer la dynamique mésoéchelle de la dynamique haute fréquence. Elle permet également de donner une indication sur la prépondérance de signaux de fréquence du même ordre que les fréquences tidales prescrites dans le modèle et qui n'auraient pas été filtrées (les fréquences ainsi

déterminées peuvent ensuite être ajoutées aux fréquences à filtrer avant de relancer l'algorithme). Pour ce faire, ΔT doit être optimisé de façon à couvrir intégralement l'échelle de temps relative aux phénomènes de courte durée afin qu'ils ne soient pas extraits dans X_{lf} (condition $c1$), mais elle doit également être assez courte pour que la (sub)mésoéchelle reste quasi constante sur la période considérée (condition $c2$).

En élargissant la problématique, on peut considérer deux échelles temporelles T1 et T2. La méthode décrite peut être utilisée pour séparer les dynamiques d'échelles de temps inférieures à T1 et celles supérieures à T2 à condition que ΔT soit approprié. Soient a et b tels que ΔT remplisse les deux conditions énumérées ci dessus : $\Delta T > aT1$ (c1) et $\Delta T < bT2$ (c2) avec $a > 1$ et $b < 1$, alors la condition sur ΔT peut s'écrire $aT1 < \Delta T < bT2$.

Dans notre cas on veut filtrer les phénomènes haute fréquence d'échelle de temps inférieurs à un jour, et l'on considère pour ce faire que l'on doit couvrir deux fois cette période ($a = 2$). On veut exclure la submésoéchelle ($T2 > 5\ jours$) du signal filtré mais l'obtenir dans la variable X_{lf}, on considère donc que la fenêtre temporelle ne doit pas couvrir plus d'un demi de T2 ($b = 1/2$). La fenêtre de temps optimale est donc située entre 2 et 3 jours. Un $\Delta T = 48h$ est choisi comme référence par la suite. Les Fig. 5.19, 5.21 et 5.22, représentent respectivement le module de la vitesse filtrée sur 48h (X_{lf48}, la référence), et la différence obtenue sur cette même variable pour $\Delta T = 25h$ et $\Delta T = 80h$. Le biais peut atteindre 10% pour $\Delta T = 25h$ tandis qu'il n'excède que très localement 3% pour $\Delta T = 80h$ (on notera que le biais est très faible dans la Manche, excepté en domaine côtier). Une fenêtre de deux jours est donc un bon compromis, assez large pour filtrer la majeure partie de la marée en Iroise et assez étroite pour capter des dynamiques de faible échelle de temps.

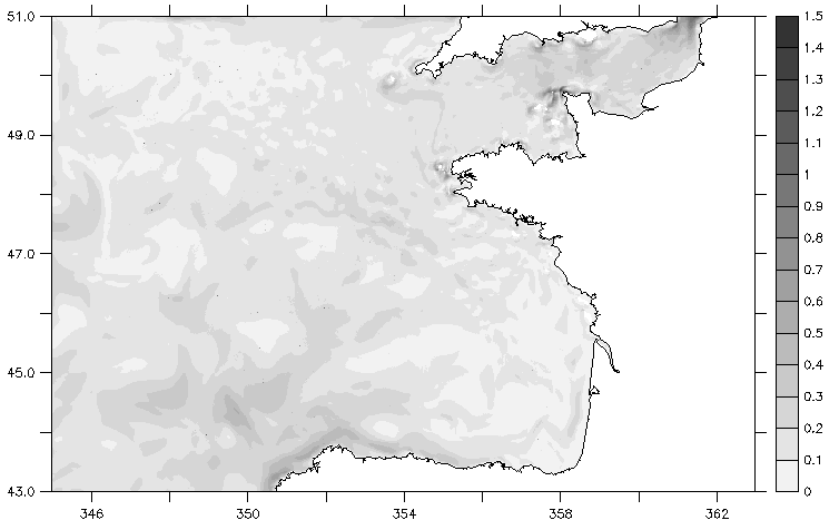


FIG. 5.19: Module du résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé sur 48h (cas référence), en m/s (09 septembre 2009)

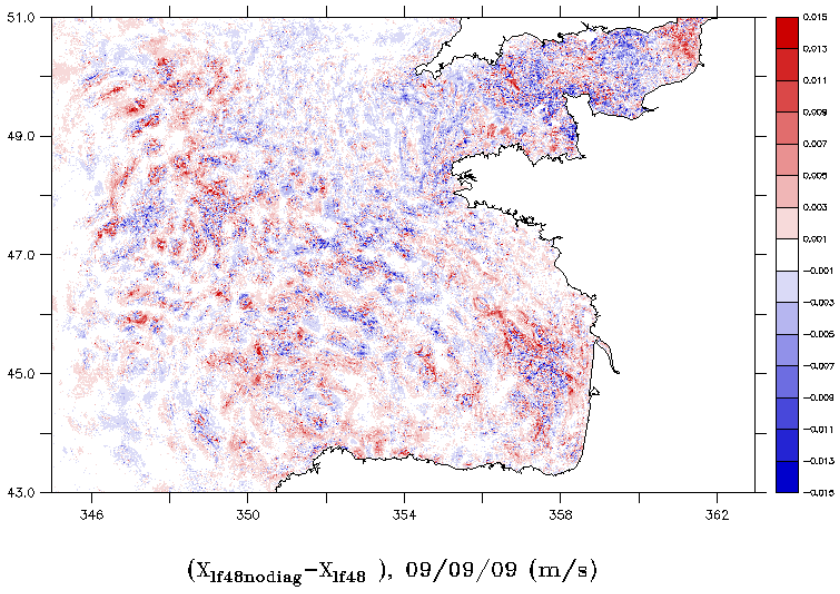


FIG. 5.20: Erreur sur le résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé sur 48h sans diagnostique préalable par rapport au cas référence avec diagnostique, en m/s (09 septembre 2009)

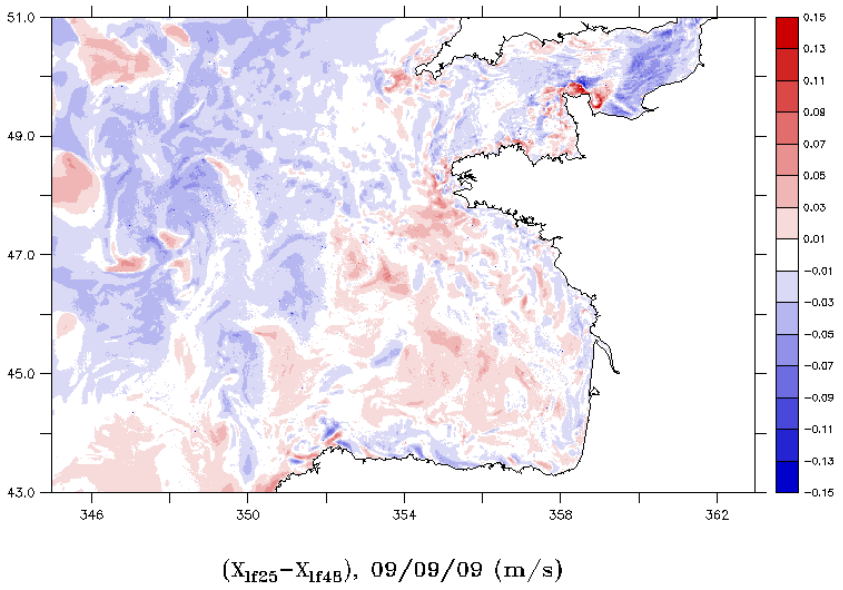


FIG. 5.21: Erreur sur le résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé sur 25h par rapport au cas référence sur 48h, en m/s (09 septembre 2009)

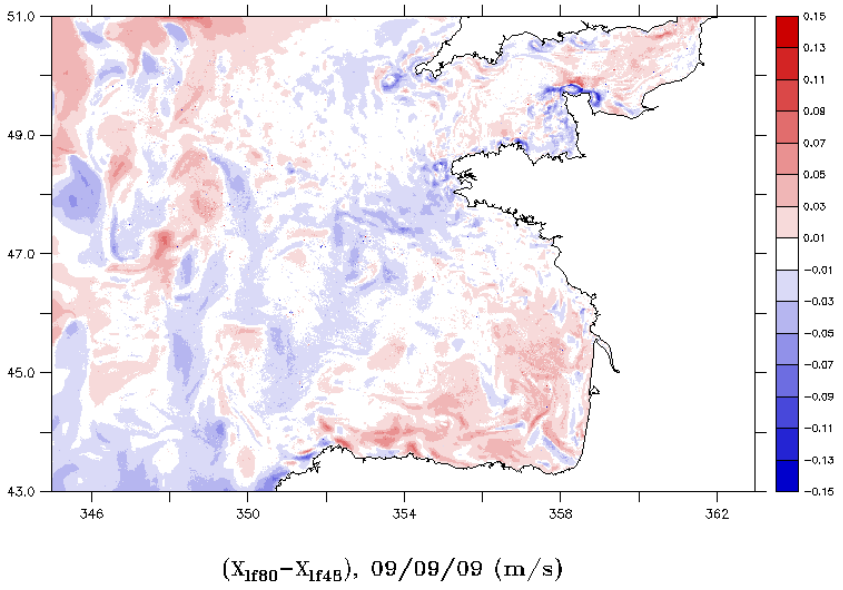


FIG. 5.22: Erreur sur le résidu basse fréquence en surface après filtrage optimisé sur 80h par rapport au cas référence sur 48h, en m/s (09 septembre 2009)

5.3.4 Traceurs d'eau mélangée dans HYCOM

Des traceurs sont utilisés dans cette étude afin de suivre la dispersion des masses d'eau mélangée produite dans les zones d'homogénéisation. L'objectif est de montrer que ces eaux, de part leur densité et les mécanismes dispersifs étudiés au chapitre 3, tendent à se disperser en subsurface et à épaissir la thermocline, catalysant ainsi la signature d'eaux froides à tempérées en surface lors du brassage dans la couche de surface.
Des zones de brassage permanent, i.e. des zones où la colonne d'eau est maintenue quasiment homogénéisée, peuvent être définies à l'aide du critère de Simpson Hunter. Rappelons que ce critère, qui ne rend pas compte des phénomènes advectifs et des conditions atmosphériques, permet alors de délimiter des zones de fort mélange dont l'intensité ne dépend que de paramètres fixes (topographie) ou cycliques et prévisibles (marée). Une part majoritaire du brassage, suffisante pour homogénéiser la colonne d'eau, y est donc maintenue localement indépendamment des processus non constants (vents, courants ...).
Le champ de vitesse pris pour le calcul du critère est une moyenne sur la seconde période (allant du 04 Août 2009 au 23 Août) du champ de vitesse barotrope, et le critère limite est choisi à $S_{crit} = 2.5$ [3]. La Fig. 5.23 montre la zone globale ainsi définie et comprenant trois ZMP distinctes correspondant aux zones de fort brassage autour des Iles Scilly (en vert), au niveau des Iles d'Ouessant(en bleu), et autour du Raz de Sein (rouge).
Les traceurs passifs sont maintenus à une valeur de 1 dans la zone globale sur toute la verticale et subissent, une fois sortis de cette zone, des processus advectifs et diffusifs. Les eaux produites dans l'ensemble de la zone de mélange déterminée par le critère de Simpson Hunter (i.e. contenant les trois ZMP identifiées précédemment) sont suivies grâce à une variable de type traceur sur la zone globale, Tr_{global}, tandis qu'une variable de type traceur individuelle pour chacune des trois ZMP (Tr_{Scilly}, Tr_{Sein} et $Tr_{Ouessant}$) permet d'étudier la dispersion des eaux mélangées par source.

Afin de partir d'une situation dynamiquement neutre, la simulation débute au 02 Mars 2009 ; la colonne d'eau est alors homogène et le front non formé. Elle s'arrête le 01 Octobre 2009. Il est à noter que les frontières du domaine au Nord sont rapidement atteintes par les traceurs (notamment provenant des Iles Scilly), ce qui tend à saturer la zone d'étude. Les figures Fig. 5.24(a), Fig. 5.24(c) et Fig. 5.24(e), et Fig. 5.24(b), Fig. 5.24(d) et Fig. 5.24(f) montrent l'état du traceur Tr_{global} en surface et dans la thermocline en début (second pas de temps), en milieu et en fin de simulation (les 03/03/09, 04/08/09, et

[3] Différentes variables de vitesse (champ barotrope moyenné sur un cycle de marée, minimum de vitesse...) ont été choisies dans la littérature pour représenter les limites frontales, néanmoins le but ici n'est pas de déterminer les limites frontales mais des zones de fort mélange. La valeur limite du critère et la fenêtre temporelle de moyennisation relèvent donc d'un choix correspondant à un compromis, pour une ZMP donnée, entre faible volume et homogénéisation complète de la colonne d'eau.

01/10/09) correspondant à une situation hivernale, à un front formé, et à la fin d'existence du front. Les figures Fig. 5.24(c) et Fig. 5.24(d) montrent une bonne corrélation entre les contours de température et le panache d'eau froide, ainsi qu'un champ de traceurs légèrement plus étendu dans la thermocline, suggérant une pénétration des eaux mélangées préférentiellement dans la thermocline.

La diffusion verticale tend à diffuser les traceurs verticalement au dessus et en dessous de la thermocline. Ce processus rend difficile la mise en évidence de ces processus de dispersion des eaux mélangées en subsurface, car leur infiltration au niveau de la thermocline est alors moins évidente, notamment dans les eaux côtières où la limite de la couche de mélange de fond se rapproche de la thermocline. Les figures 5.25(a) (coupe X=5.08W,Y=47N :50N) et 5.25(b) (coupe X=6W :4.7W,Y=48.47N) représentent des coupes en latitude et longitude passant par Ouessant du traceur global et des contours de température au 04/08/09, et lorsque les traceurs ne sont plus soumis à la diffusion verticale (simulation HYCOM complémentaire à l'étude et dans laquelle les variables traceurs n'entrent pas dans la boucle de diffusion verticale KPP). On y voit une propagation des traceurs (et donc des eaux mélangées) en subsurface au niveau de la thermocline, ce qui corrobore l'hypothèse faite en début de chapitre. La figure Fig.5.25(c), qui est à rapprocher de la figure Fig.5.25(b) montre, à la même date et pour la coupe Nord-Sud les traceurs par source (Tr_{global} en dégradé de gris, Tr_{Scilly} en vert, $Tr_{Ouessant}$ en bleu, et Tr_{Sein} en rouge). On y voit que les eaux de Sein et d'Ouessant ont des propriétés de flottabilité similaires et tendent à se mélanger et à plonger en subsurface. Les eaux des Scilly, moins denses, ne se mélangent pas aux précédentes. Elles plongent également en subsurface mais restent au dessus des eaux produites plus au Sud. L'hypothèse de la dispersion et l'infiltration d'eaux tempérées à froides au niveau de la thermocline étant ainsi validée, nous garderons la diffusion verticale sur les traceurs dans la suite.

De même que lors des études académiques, il est possible d'étudier, pour chaque source de traceur Tr_{Source} parmi Tr_{global}, Tr_{Scilly}, Tr_{Sein} et $Tr_{Ouessant}$, la production d'eau mélangée dans le domaine au travers du calcul de sa concentration $C(t)_{Source}$ normalisée par la concentration initiale, et du taux de production $\tau_{prod}^{source}(t)$, définis dans l'Eq. 5.15, et indépendant des volumes des ZMP sources. Cette normalisation permet de comparer les productions des différentes ZMP. Les concentrations et taux de production instantané et moyen obtenus sont montrés sur les figures Fig.5.26 et Fig.5.28 et le tableau 5.27

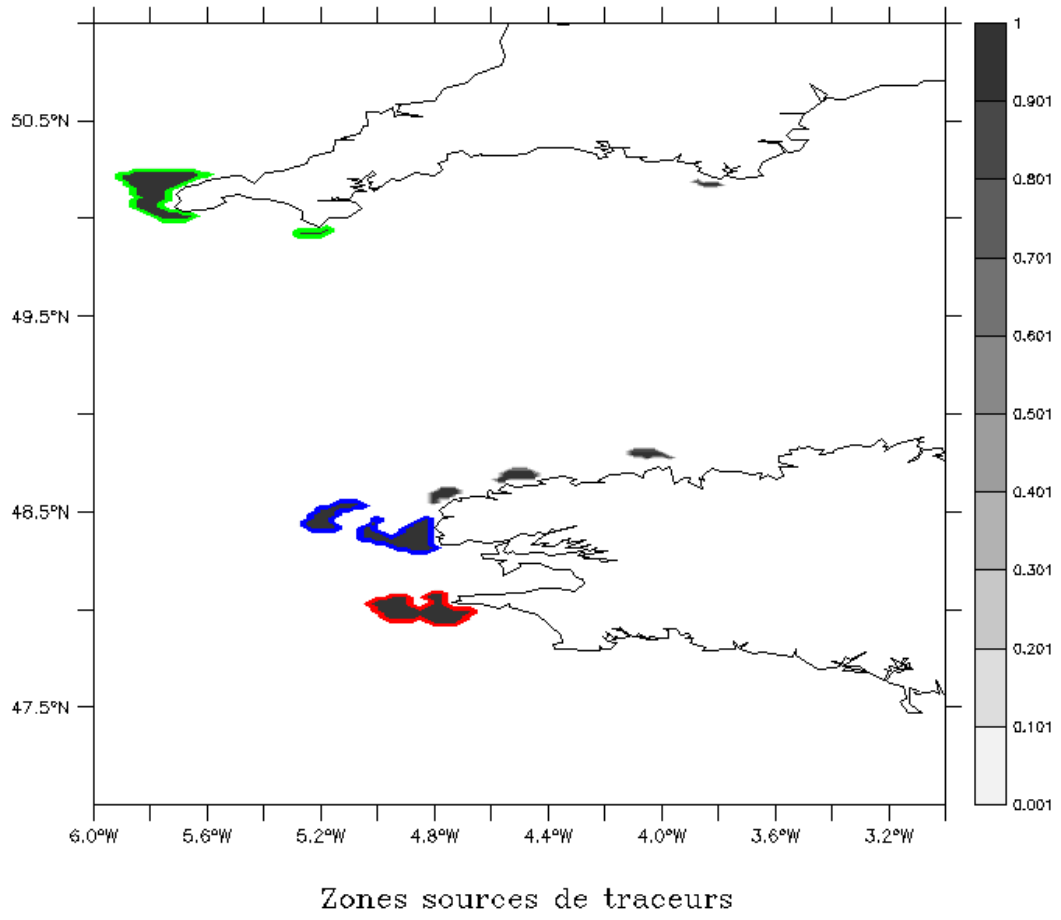


FIG. 5.23: Zone globale définie par $S_{crit} = 2.5$ comprenant les trois ZMP distinctes des Iles Scilly (vert), des Iles d'Ouessant (bleu), et du Raz de Sein (rouge).

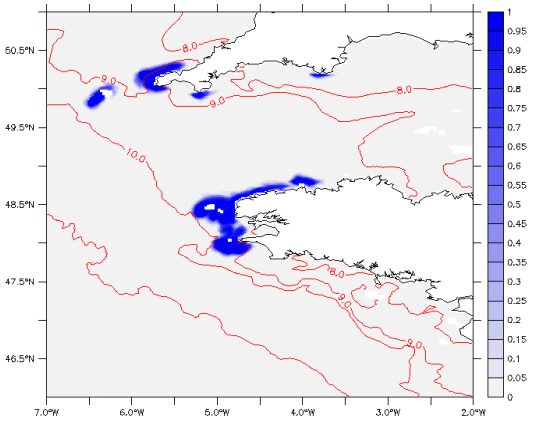
$$C^{Source}(t) = \frac{1}{V_\Omega} \iint_\Omega \left(Tr_{Source} * h\right)(t)\, d\Omega \tag{5.12}$$

$$C_N^{Source}(t) = \frac{C^{Source}(t)}{C_0^{Source}} \tag{5.13}$$

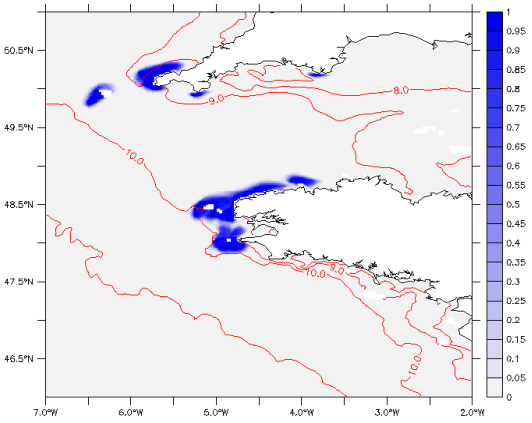
$$\tau_{prod}^{source}(t) = \frac{d}{dt} C_N^{Source}(t) \tag{5.14}$$

$$\tag{5.15}$$

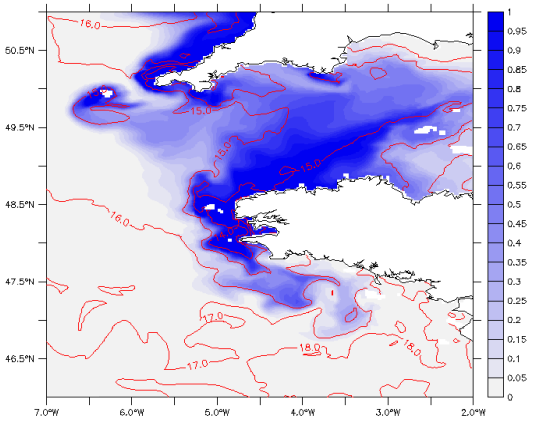
où Ω est le domaine délimité par (15°W-3°E ;43°N-51°N), V_Ω son volume, et C_0^{source} la concentration initiale du traceur considéré.



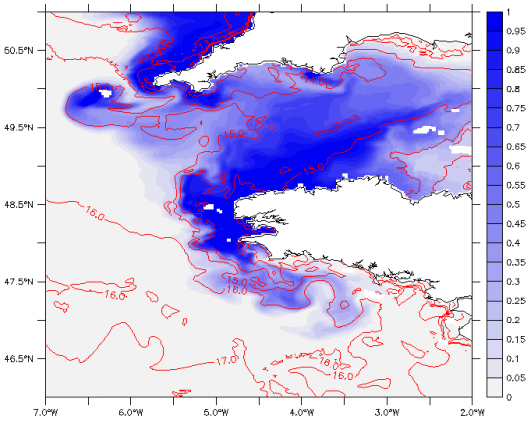
(a) 03/03/09, Surface



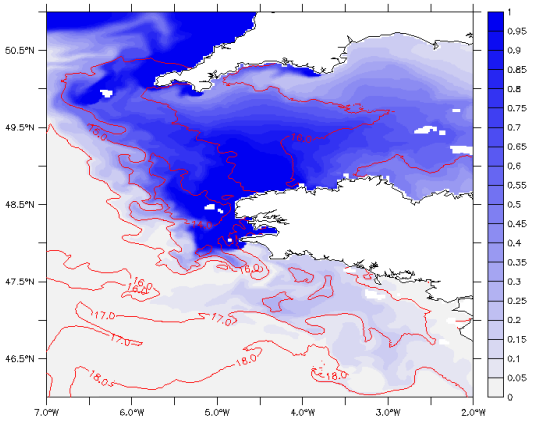
(b) 03/03/09 Thermocline



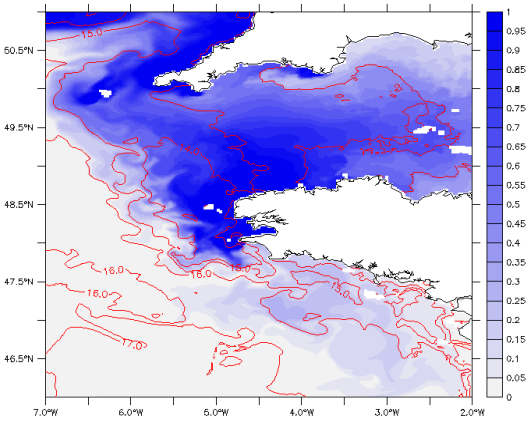
(c) 04/08/09 Surface



(d) 04/08/09 Thermocline

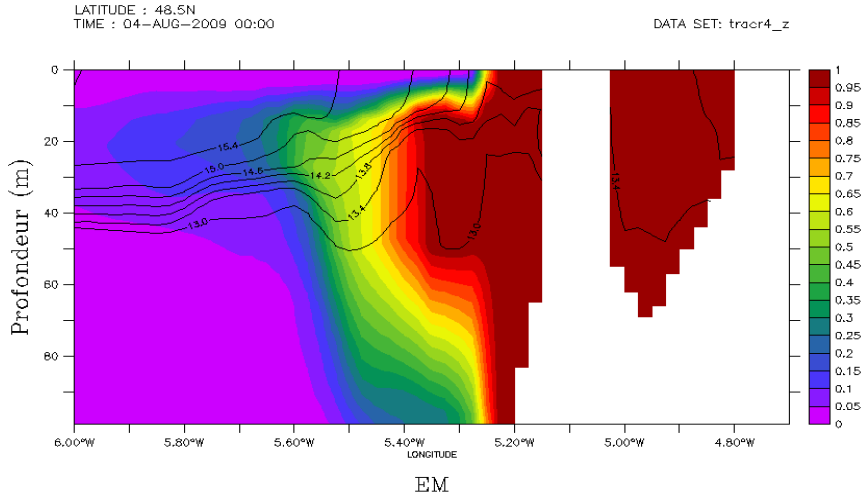


(e) 01/10/09 Surface

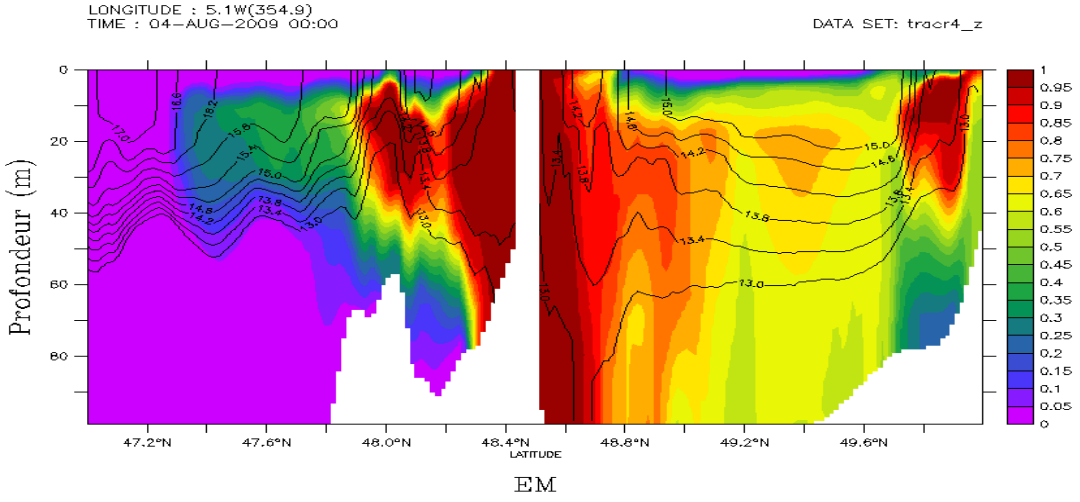


(f) 01/10/09 Thermocline

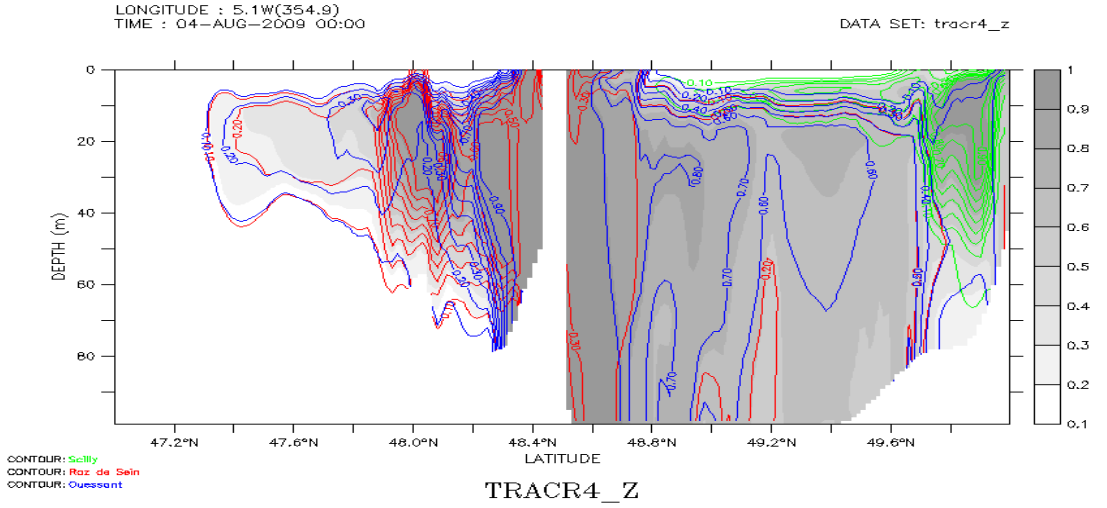
FIG. 5.24: Tr_{global} et contours de température en surface et dans la thermocline en début de simulation (03/03/2009), lorsque le front est développé (04/08/09) et en fin d'existence du front (01/10/09)



(a) coupe X=6W :4.7W,Y=48.47N, Tr_{global} et contours de température



(b) coupe X=5.08W,Y=47N :50N, Tr_{global} et contours de température



(c) coupe X=5.08W,Y=47N :50N, traceurs par source

FIG. 5.25: Coupes verticales de Tr_{global} et contours de température, ainsi que traceurs par source, le 04/08/09, et sans diffusion vertical sur les traceurs

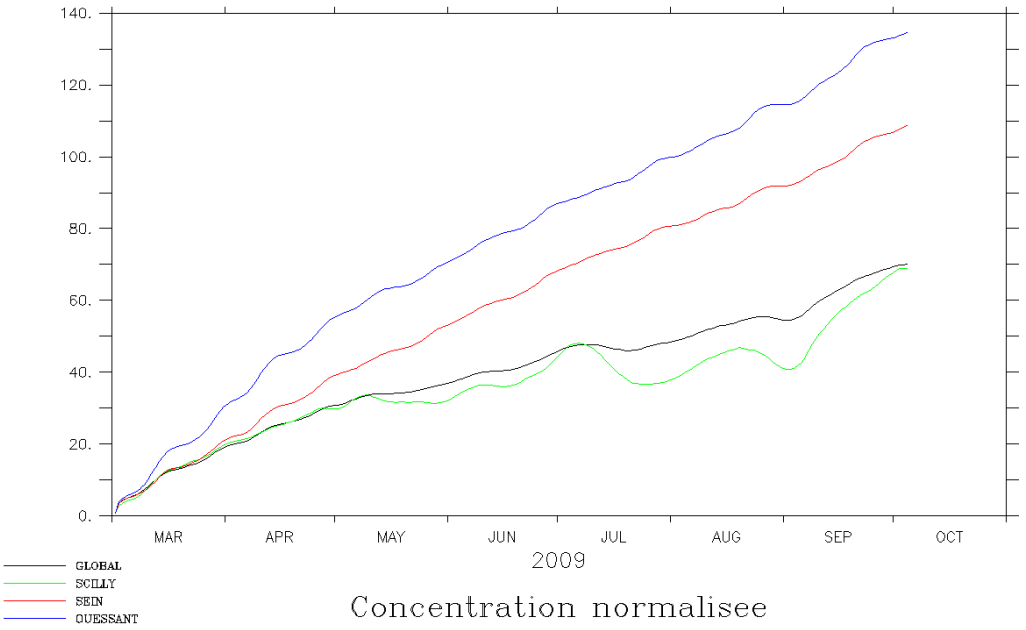


FIG. 5.26: Concentration instantanée normalisée d'eau mélangée dans le domaine Ω

Source	Taux de production moyen ($jour^{-1}$)	Flux moyen (Sv)
Ouessant	0.61	0.14
Sein	0.49	0.08
Scilly	0.31	0.07
Global	0.31	0.22

FIG. 5.27: Taux de production moyen global et par source entre le 02 Mars et le 1er Octobre 2009

La figure Fig. 5.26 et le tableau Tab.5.27 renseignent sur les productions de chaque zone. La ZMP d'Ouessant est la plus productive, devant le Raz de Sein. La production au niveau des Iles Scilly est restreinte mais influencée par la saturation des traceurs aux frontières, expliquant les taux de production négatifs pour cette source sur la figure Fig.5.28 et visible par des chutes du taux de production en Juillet - Aout (Fig. 5.26). Cette saturation et des effets comparables sont visibles pour le traceur global. Les concentrations et taux de production pour ces deux traceurs, Tr_{Scilly} et Tr_{global} ne peuvent donc pas être utilisés. Cette constatation motivera, dans l'étude réaliste, l'analyse de coupes des traceurs par source parallèlement au traceur global. La Fig 5.28 confirme que la production et la dispersion d'eaux homogènes fluctuent au rythme des cycles vives eaux - mortes eaux, avec une amplitude plus forte pour la ZMP d'Ouessant, plus productive que la ZMP de Sein. Cette variabilité baisse en intensité à partir du mois de Mai, lorsque la

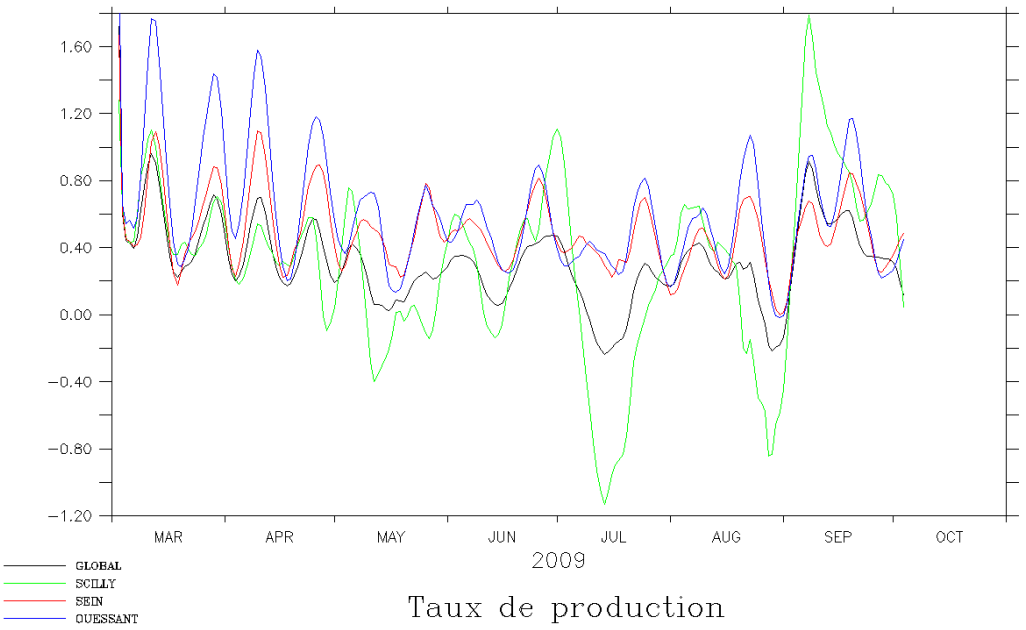


FIG. 5.28: Taux de production normalisée d'eau mélangée dans le domaine Ω

stratification d'été est installée. Cette période correspond également au développement du panache dans la Manche et à une saturation de la Mer d'Iriose et d'une partie de la Manche par des eaux déjà homogènéisées.

L'analyse de la dispersion des eaux mélangées dans le cas réel, grâce à des traceurs de ces eaux depuis leurs sources de production, a montré qu'il existe bien une dispersion d'eaux froides à tempérées, produites à la côte dans des zones de mélange permanent. Cette dispersion se fait, de part la densité de ces eaux, préférentiellement en subsurface au niveau de la thermocline qui s'en trouve épaissie. Les production et dispersion de ces eaux en Manche, Mer d'Iroise, Golfe de Gascogne et Mer du Nord, vont être influencées par les mécanismes dispersifs étudiés dans les études académiques de la section 3. Les cycles vives eaux - mortes eaux, dont l'effet sur le panache d'eau mélangée n'avait pas été étudié dans le cas académique, ont un impact non négligeable sur la production d'eau homogénéisée, et par conséquent sur l'étendue du panache. D'autre part, les ZMP ont des productions propres qui diffèrent du simple au double, la ZMP d'Ouessant étant, dans cette étude la plus productive. Les eaux produites ont des propriétés similaires entre les deux ZMP de Sein et d'Ouessant. Les eaux des Scilly, en revanche, sont plus légères, et peuvent, dans les zones de rencontre de ces trois eaux modales (typiquement en milieu de Manche, aux limites Nord et Ouest du panache), infiltrer les couches de subsurface au

dessus des eaux plus lourdes de Sein et d'Ouessant. Le panache d'eau tempérée produite au niveau des Scilly, qui peut s'étendre, sous l'influence des mécanismes dispersifs, vers le Sud jusqu'en milieu de Manche et en mer d'Iroise, est donc, au même titre que le panache issu de Sein et d'Ouessant, susceptible d'interagir avec la couche limite de surface et de marquer la SST. Il est donc probable que ces eaux, produites plus au Nord et dont la dispersion n'a jusqu'à présent pas été prise en compte dans l'étude de la variabilité de l'extension du front d'Ouessant, puissent avoir un rôle tant dans l'interprétation des champs de SST observés que dans la dynamique frontale dans la Manche et en Mer d'Iroise.

5.4 Résultats

Le filtre de Scharr (cf chapitre 5.3.2) a été appliqué sur les sets de données de température de modèle décrits ci-dessus pour la couche de surface et pour la couche 9 qui marque globalement le dessus de la pycnocline. Les coupes verticales des Fig. 5.30 et 5.31 représentent les champs de température et interfaces isopycnales interpolées sur la verticale pour des sections longitudinales à 48.15N (zone Iroise) et 49.25N (zone Manche) (voir Fig.5.29), et pour les 30.05.2009, 20.08.2009 et 21.09.2009 (On notera que les échelles de couleurs en température sont différentes pour une meilleure visualisation.)

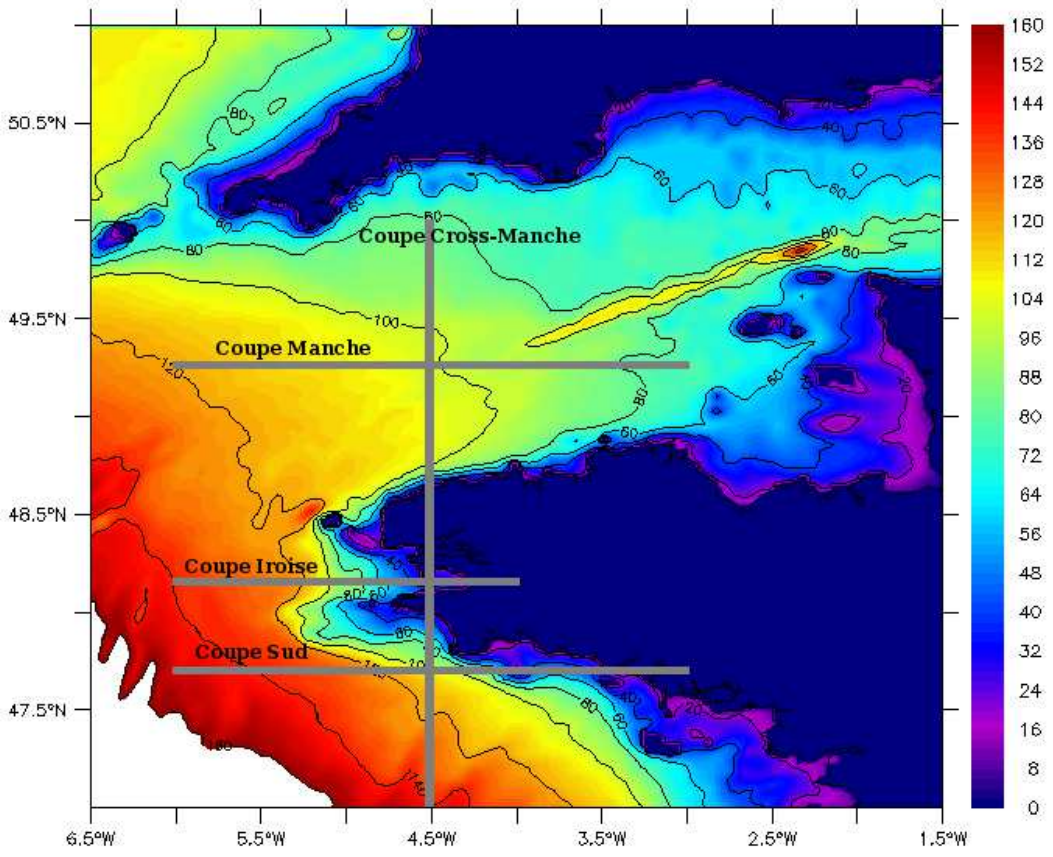
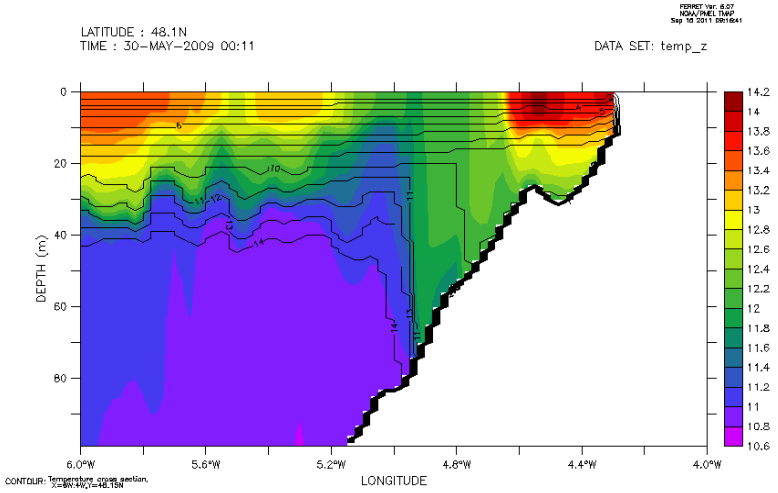
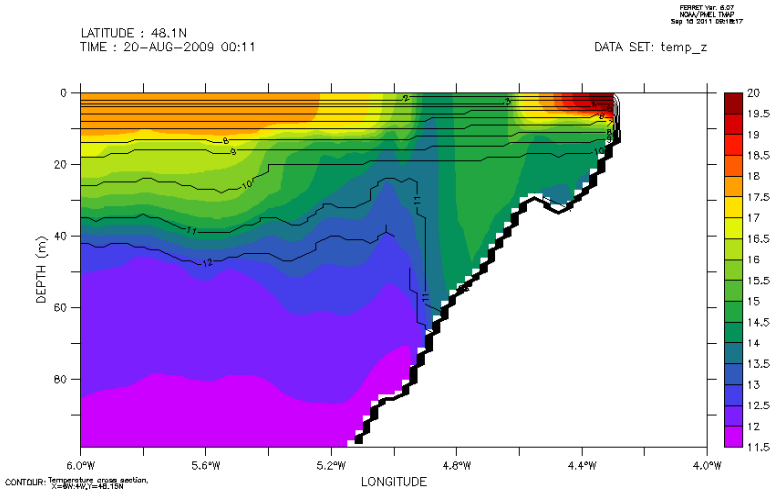


FIG. 5.29: Bathymétrie de la zone Iroise (profondeur en m) avec les sections d'analyse

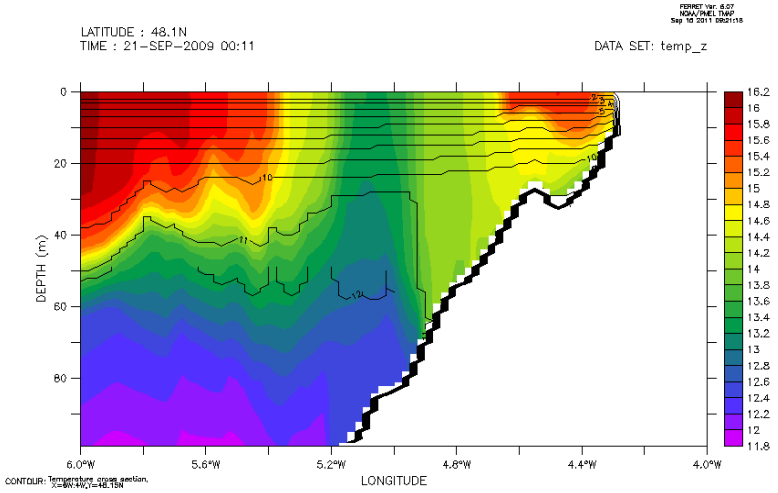
Les vitesses globales des données de vitesse ont été filtrées par la méthode de filtrage optimale décrite dans la section 5.3.3. La fenêtre temporelle du filtre est choisie à $\Delta T = 48h$ afin de filtrer les ondes principales sur la zone Iroise-Manche (M2,S2,N2,K2 et leurs



(a) 30.05.2009

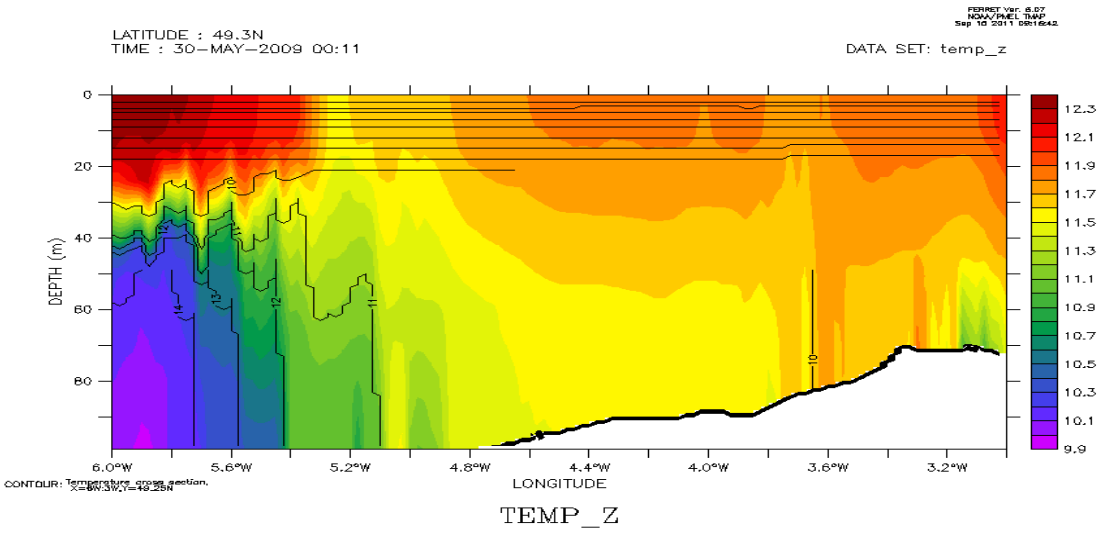


(b) 20.08.2009, Coupe Iroise

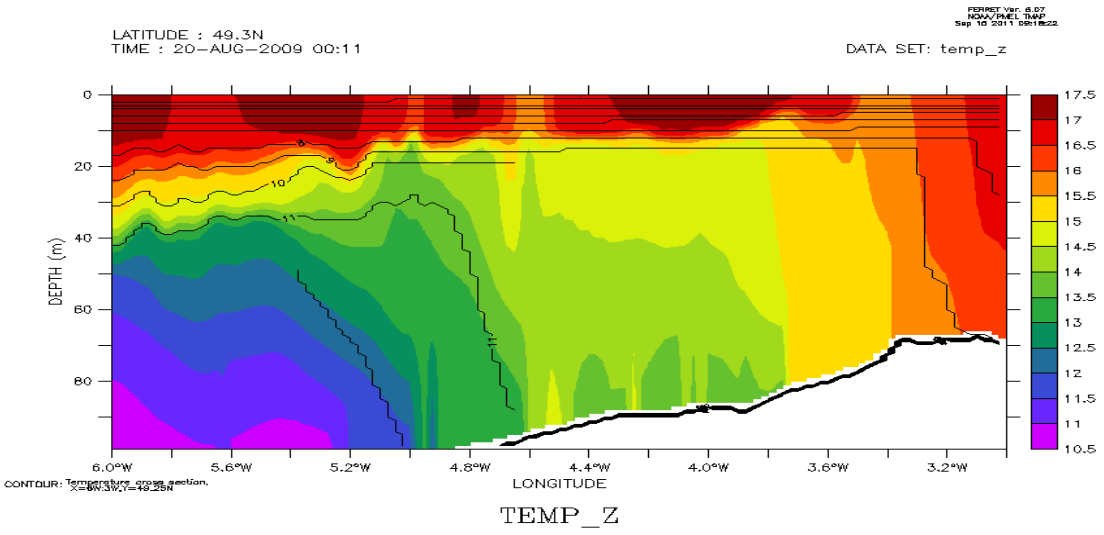


(c) 21.09.2009, Coupe Iroise

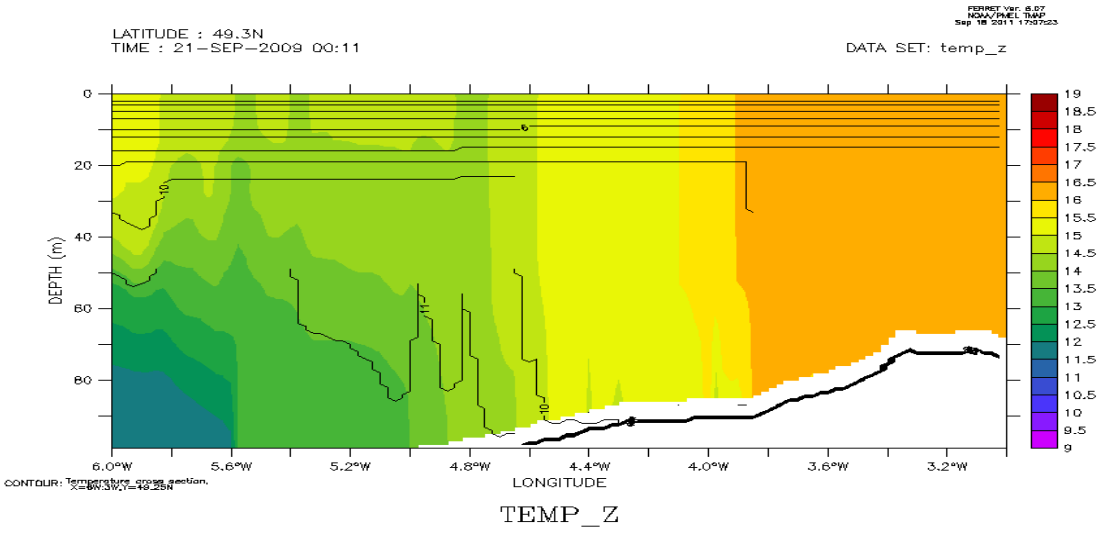
FIG. 5.30: Coupes verticales de température et de niveau de couches HYCOM pour les trois périodes (les 30.05.2009, 20.08.2009, et 21.09.2009). Coupe Iroise à (X=6W :4W,Y=48.15N)



(a) 30.05.2009

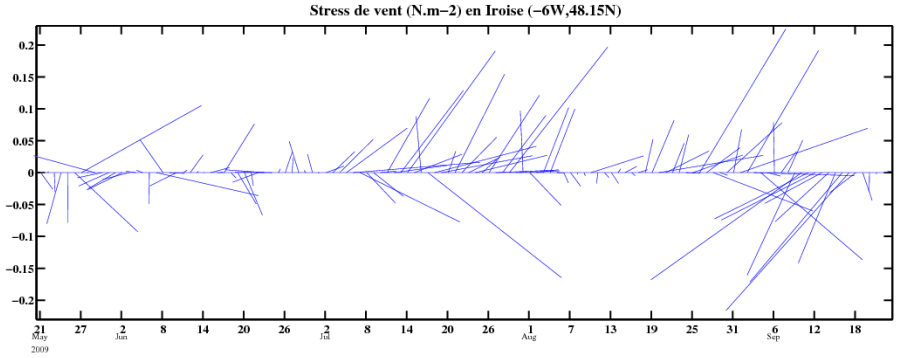


(b) 21.08.2009, Coupe Manche

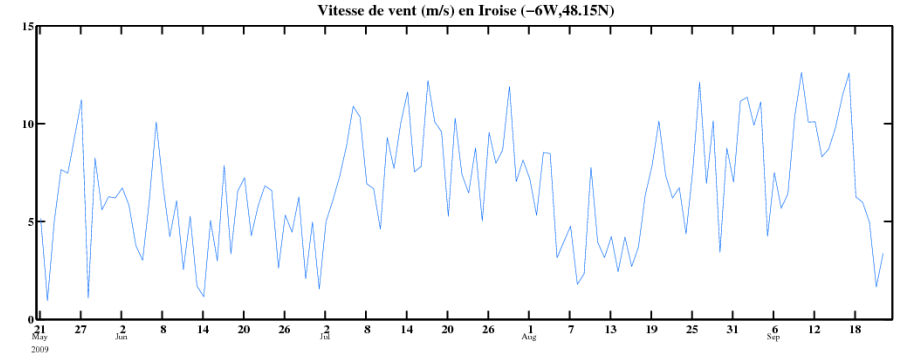


(c) 21.09.2009, Coupe Manche

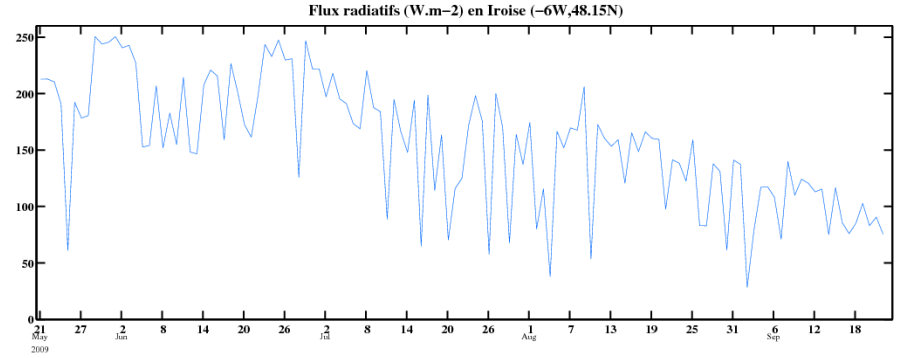
FIG. 5.31: Coupes verticales de température et de niveau de couches HYCOM pour les trois périodes (les 30.05.2009, 20.08.2009, et 21.09.2009). Coupe Manche à (X=6W :3W,Y=49.25N)



(a) Stress de vent



(b) Vitesse du vent



(c) Flux radiatifs

FIG. 5.32: Séries de stress (en $N.m^{-2}$) et de vitesse (en $m.s^{-1}$) de vent et flux radiatifs (en $W.m^{-2}$ moyennés sur un jour) du 21.05.2009 au 22.09.2009 au large de la Bretagne $(6W, 48.15N)$

harmoniques MS4 et M4 décrites dans la section 5.3.3) et de séparer la dynamique résultante entre un résiduel conservant la dynamique d'échelle inférieure à un jour (on notera cette variable $\mathbf{U}_{res}$) et une variable filtrée de la marée et des dynamiques locales ne conservant que les mécanismes d'échelle temporelle supérieure à 2 jours ($\mathbf{U}_{48h}$ par la suite). L'objectif est d'isoler les possibles influences des processus dispersifs, en particulier le transport d'Ekman sur le déplacement du front. Les courants frontaux devraient également marquer les champs de vitesse filtrés.

Les séries de stress et de vitesse de vent forcé dans le modèle et prises au large de la Bretagne apparaissent sur la Fig. 5.32. Il est nécessaire de rappeler ici que les vitesses filtrées $\mathbf{U}_{48h}$ sont obtenues sur une fenêtre temporelle de 48h et référencées ensuite par rapport au milieu de la fenêtre, ce qui peut entraîner un décalage temporel et directionnel entre les pics de vent de la Fig. 5.32 et les réactions induites sur la dynamique filtrée des Fig. 5.35 à 5.58. Rappelons également que, bien que les formules théoriques proposent un courant de surface associé au stress de vent à 45° à la droite du vent et un transport d'Ekman moyen associé à 90°, les courants observés en réalité en surface peuvent en réalité s'écarter seulement d'environ 30 à 35° de la direction du vent.

5.4.1 Période de formation

Comme vu dans les sections précédentes, en début de période le front de surface est marqué le long de la côte vers le Nord-Est puis rejoint une seconde limite frontale vers le large et marque le milieu de la Manche à partir du 27.05.2009 jusqu'à la fin de la période (Fig. 5.35 à 5.36). Il est alors co-localisé avec un gradient de température plus faible mais visible dans la couche 9. Des ondes internes sont visibles Fig. 5.31(a) dans cette couche intermédiaire, confirmant la profondeur de la neuvième couche au niveau de la thermocline. On note en revanche que la localisation des gradients de température dans la couche 9 varie peu sur toute la période (Fig. 5.37 et 5.38) . Il y a donc une évolution du panache en deux temps : un déplacement de la limite frontale en surface, tandis que sa signature un peu plus profonde est peu modifiée (période du 22.05.2009 Fig.5.35(a) et 5.37(a) au 26.05.2009, Fig.5.35(e) et 5.37(e)), puis une période ou le front de surface est stable et co-localisé avec celui de subsurface (du 27.05.2009 Fig.5.35(f) et 5.37(f) à la fin de P_{form}).

La Fig. 5.32 montre deux pics de stress de vent consécutifs atteignant $12m/s$ orientés vers le Sud-Est puis vers le Nord-Est les 26 et 27 Mai. Ce coup de vent génère un courant amplifié de l'ordre de $\mathbf{U}_{48h} \simeq 20cm/s$ orienté sud-est (donc entre 30 et 45° à la droite d'un vent globalement vers l'Est) le 27.05.2009 (cf Fig.5.35(f) et 5.36(a)). Ce courant ne pénètre pas profondément la colonne d'eau et n'engendre pas de modification de la dynamique dans la couche 9 située à environ 20 m de profondeur (cf Fig.5.37(f) et 5.38(a)). Le vent tourne ensuite de 180° et se maintient les jours suivants dans une direction Ouest-Sud-Ouest à une vitesse stable d'environ $6m/s$. Le courant subit lui aussi un changement de direction rapide et se maintient pendant six jours sur toute la zone dans une direction Nord-Ouest avec une vitesse de l'ordre de $10cm/s$. Comme précédemment décrit la dynamique de fond n'est pas impactée par ce courant de surface. On remarque néanmoins une intensification importante du courant de surface qui dépasse par endroit les $20cm/s$ dans la Manche à l'extrémité nord-est de la zone d'étude à partir du 30.05.2009. Dans cette zone, et jusqu'à la fin de cette période, la couche 9 montre une intensification similaire à la couche de surface avec des valeurs pouvant atteindre $20cm/s$ et une direction déviée de 30 ° dans le sens anti-horaire par rapport au courant de surface. Un calcul rapide de la profondeur d'Ekman selon la relation $D_E = \pi \sqrt{\frac{2\nu_{eddy}}{f}}$ la situe vers 40 m (viscosité $\nu_{eddy} = 5.10^{-3} m^2.s^{-1}$, $f = 7.10^{-5} s^{-1}$). A 20m, la dynamique engendrée par le vent est donc réduite d'environ 80% par rapport à la vitesse de surface (ce qui explique que l'effet du vent ne soit pas ou peu visible dans la couche intermédiaire en général). La spirale d'Ekman tournant de plus dans le sens horaire dans l'hémisphère nord, l'origine de ce courant et de son intensité ne semble donc pas y être associée. En revanche, comme expliqué précédemment, le vent engendre, par la présence des côtes ou

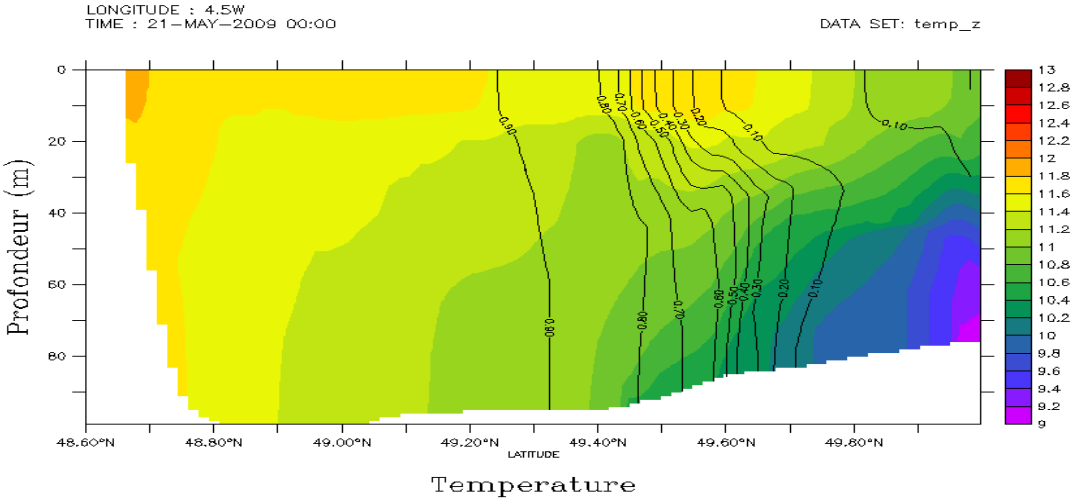
par son rotationnel, des courants en équilibre géostrophique qui peuvent atteindre des valeurs fortes si le vent est établi sur la durée, ce qui est le cas ici. La bathymétrie (cf Fig.5.29) joue également un rôle dans la mise en place de ce courant qui, une fois établi, suit les gradients de pente le long de la côte anglaise. Enfin le flux radiatif (Fig. 5.32(c)) affiche une baisse brutale le 27.05.2009 de $Q_{rad} = 220W.m^{-2}$ à $Q_{rad} = 80W.m^{-2}$ mais remonte ensuite et reste sur tout le reste de la période à une valeur $Q_{rad} = 240W.m^{-2}$ en moyenne.

Entre le 22.05.2009 et le 26.05.2009 (Fig.5.35(a) à 5.35(e)), le gradient thermique s'intensifie d'abord le long de la côte puis se déplace vers le Nord-Ouest jusqu'en milieu de Manche. Un peu plus en profondeur en revanche la limite frontale est déjà marquée en milieu de Manche dès le début de la période. Pendant cette phase, $\mathbf{U}_{48h}$ est faible en surface (excepté au niveau des zones de mélange) et en profondeur. On note néanmoins que la limite frontale en subsurface (Fig.5.37(a) à 5.37(e)) est bordée par un courant résiduel atteignant les 10 cm/s qui n'apparaît pas en surface. Cela suggère que le front thermique est déjà présent et suffisamment permanent aux profondeurs intermédiaires pour que des courants frontaux s'installent, tandis qu'en surface sa signature reste faible par rapport aux courants d'Ekman (nous verrons sur les autres périodes que les gradients de températures sont souvent visibles dans la dynamique résiduelle de la couche de surface si l'évolution du front est lente et progressive). La température de surface ne représente donc pas nécessairement l'emplacement du front dynamique de la couche de surface (rappelons ici que l'emplacement du front profond n'est pas investigué). En effet, comme expliqué dans les sections précédentes et vu dans les expériences académiques, les eaux mélangées en ZMP vont subducter et se propager par des mécanismes liés en particulier à l'instabilité barocline, sous la forme d'une langue d'eau intermédiaire froide épaississant la thermocline. En configuration réaliste, la turbulence de surface peut interagir avec cette langue d'eau froide et marquer la SST par un refroidissement au delà du front. Dans le cas de cette première phase, la variation rapide du gradient de SST semble résulter de l'intensification importante mais brève du stress de vent en surface accompagnée d'une baisse également soudaine et ponctuelle des flux radiatifs qui mènent, par interaction avec le panache de subsurface, au refroidissement de l'eau en surface.

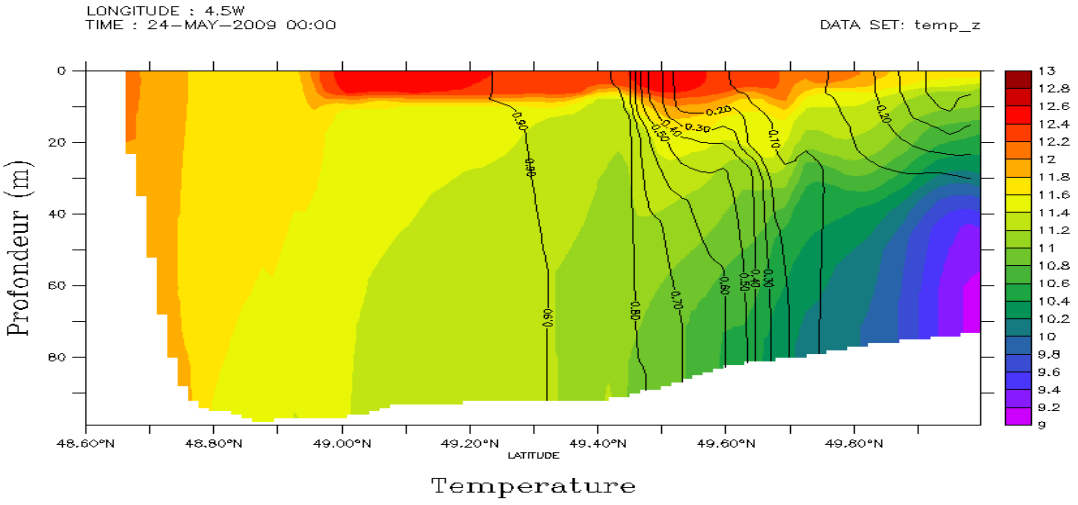
Les coupes verticales prises à la latitude X=4.5W de la Fig. 5.33 sur cette première période confirment que les premiers mètres de la colonne d'eau sont d'abord réchauffés durant les premiers jours (Q_{rad} augmente à $220W.m^{-2}$) formant une lentille d'eau chaude en surface en milieu de Manche et un fort gradient de température de surface longeant la côte. La profondeur s'accroît à l'approche de la côte, le rapport Profondeur/Vitesse souvent utilisé pour justifier la limite d'une zone d'homogénéisation (cf critère de Simpson Hunter section 5.1) n'explique pas la délimitation de cette lentille chaude. Les vitesses dans la couche 9 Fig.5.37 montrent en revanche un flux d'eau mélangée longeant la côte

sur l'intérieur de la langue d'eau froide et provenant des zones de mélange de Sein et d'Ouessant. Ce courant s'affaiblit et disparaît après que le front s'est éloigné de la côte le 28.05.2009, Fig.5.38. On remarque en outre une zone de plus fort courant résiduel au large de la Bretagne (quart sud ouest de la zone) et dans les deux couches entre le 22.05.2009 et le 27.05.2009 susceptible d'exciter davantage l'instabilité au niveau des zones de mélange. Il est ainsi possible que la localisation de cette limite frontale temporaire de surface soit en partie déterminée par un transport côtier de type onde de Kelvin comme celui observé dans les expériences académiques. Les traceurs par source $Tr_{Ouessant}$ et Tr_{Sein} de la figure Fig. 5.34 montrent néanmoins que, sur cette période, les eaux mélangées en provenance des ZMP se propagent le long de la côte sur toute la verticale, et couvrent une distance horizontale dépassant largement la bande de la cinquantaine de kilomètres identifiée précédemment. Les eaux produites dans les ZMP se dispersent en effet le long de la côte vers le Nord sous l'effet de la topographie (cf section 3). La délimitation de la zone chaude est donc difficilement explicable. Les traceurs par source de la figure Fig. 5.34 montrent, en outre, une légère dispersion plus avancée des eaux homogènes aux profondeurs intermédiaires et profondes, ainsi que l'effet d'un réchauffement en surface, qui tend à déplacer les eaux homogènes, préalablement en surface, en subsurface sous la lentille d'eau chaude. En outre, on remarque que la position du front de surface, en fin de période de formation, est déjà proche de l'extension vers le Sud du panache d'eaux mélangées provenant des Scilly. Un courant de surface qui s'établit le 27.05.2009, ainsi que la baisse brutale des flux radiatifs, et donc une interaction facilitée avec les eaux mélangées froides à tempérées intermédiaires et profondes, recule la limite frontale de surface en milieu de Manche, ce qui est visible le 28.05.2009 sur le champ de température figure Fig.5.33. Entre le 27.05.2009 et le 02.06.2009, les deux limites frontales sont co-localisées et ne se déplacent pas.

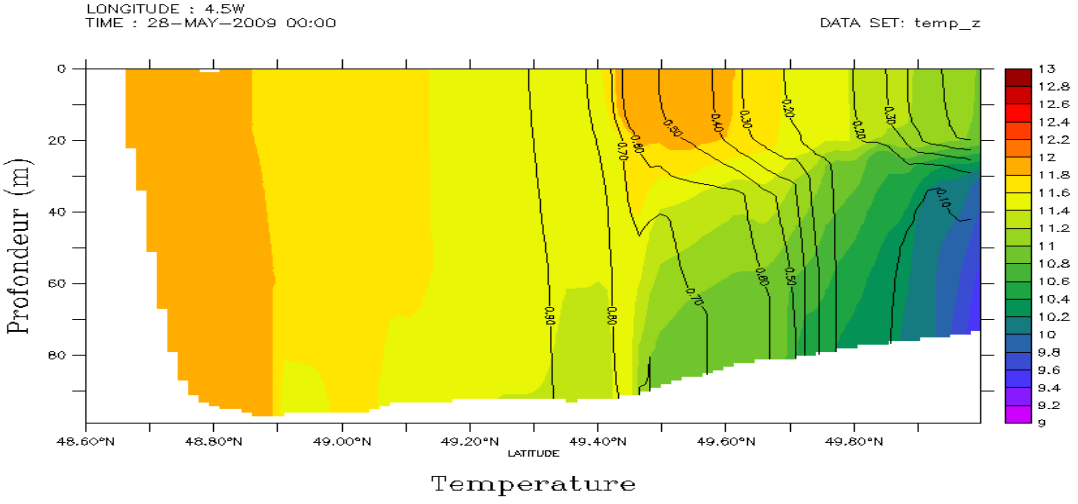
L'étude de cette phase montre que l'emplacement du front en surface est sensible aux flux atmosphériques qui modifient directement (par transport d'Ekman ou réchauffement) ou indirectement (par mélange avec les panaches homogénéisés profonds) sa position, en fait majoritairement stable sur cette période mais marquée plus en profondeur en milieu de Manche et suivant les isobathes. Les résultats suggèrent également que les panaches issus des Scilly d'une part et d'Ouessant et de Sein d'autre part, sont déjà étendus et proches en début d'existence du front d'Ouessant. Des épisodes dispersifs ponctuels assez forts pourraient, dès le début de l'été, induire une interation entre les deux panaches. Les eaux des Scilly, mélangées bien plus au Nord, peuvent avoir des propriétés qui diffèrent suffisamment des eaux mélangées en ZMP de Sein ou d'Ouessant pour en influencer la dispersion lorsque ces eaux modales se rencontrent (cf. section 5.3.4).



(a) 21.05.2009

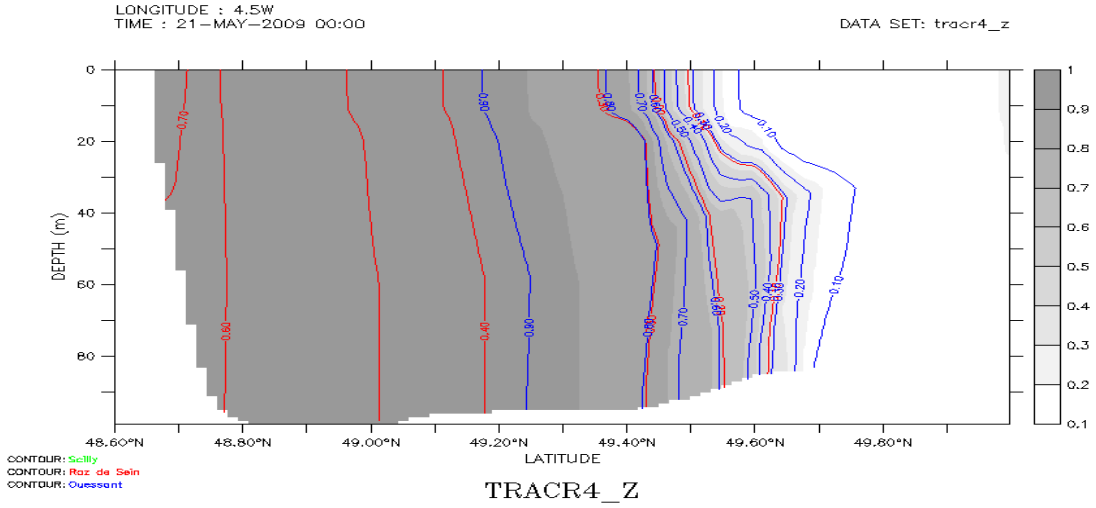


(b) 24.05.2009

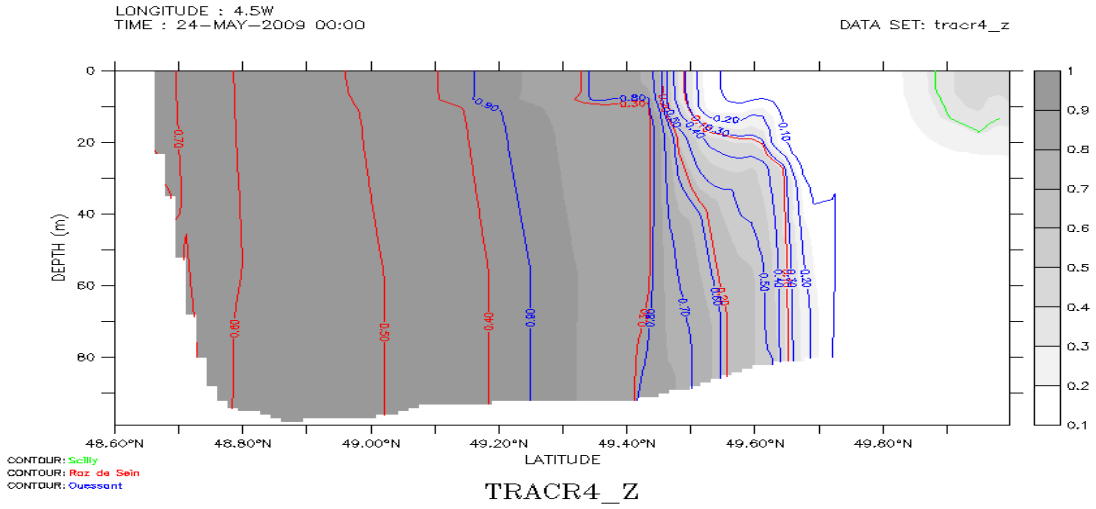


(c) 28.05.2009

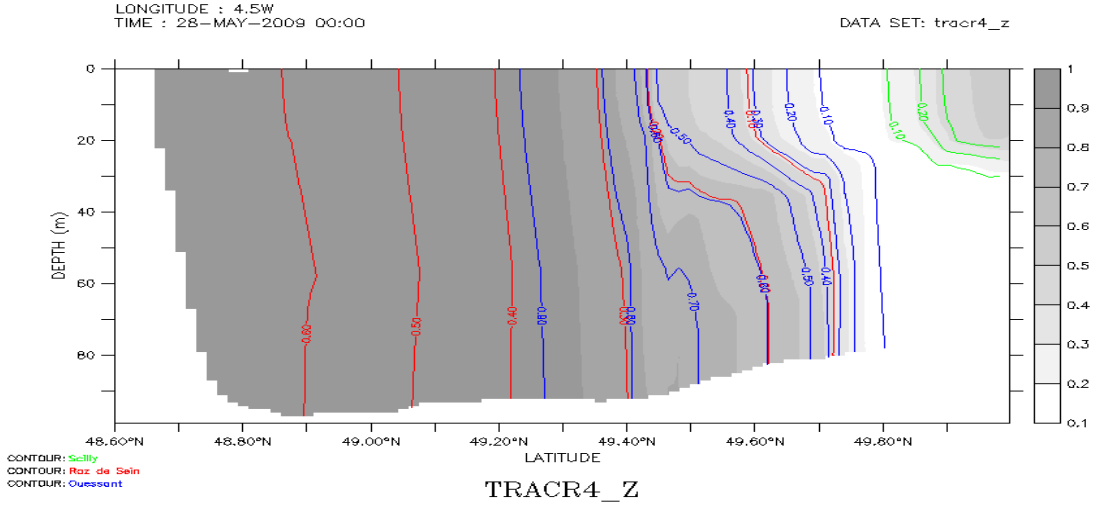
FIG. 5.33: Coupes verticales de température et de traceur global HYCOM P_{form} les 21.05.2009, 24.05.2009, et 28.05.2009. Coupe cross Manche à X=4.5W



(a) 21.05.2009

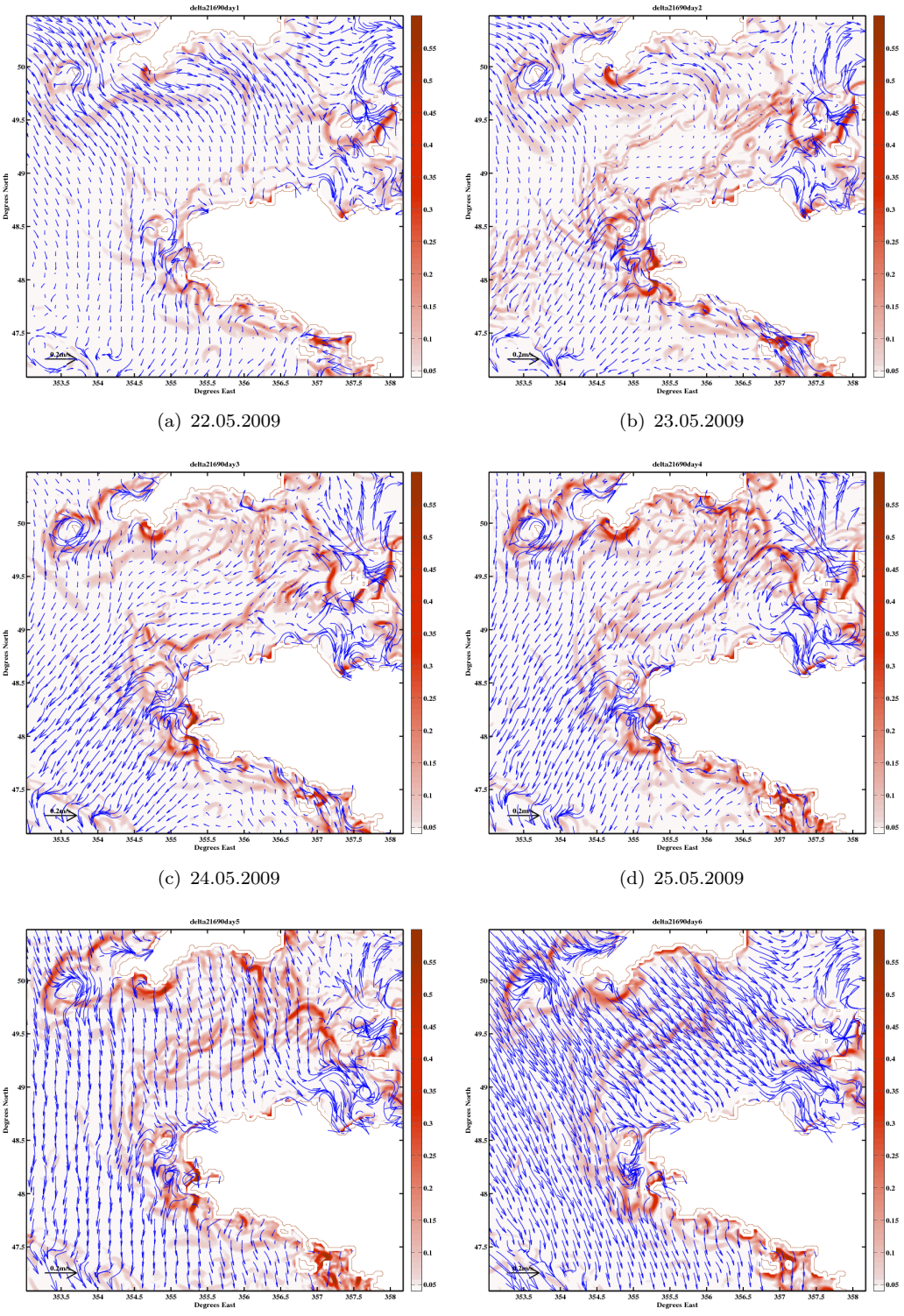


(b) 24.05.2009



(c) 28.05.2009

FIG. 5.34: Coupes verticales de traceurs global (en dégradé de gris) et par source sur P_{form} les 21.05.2009, 24.05.2009, et 28.05.2009. Coupe cross Manche à X=4.5W

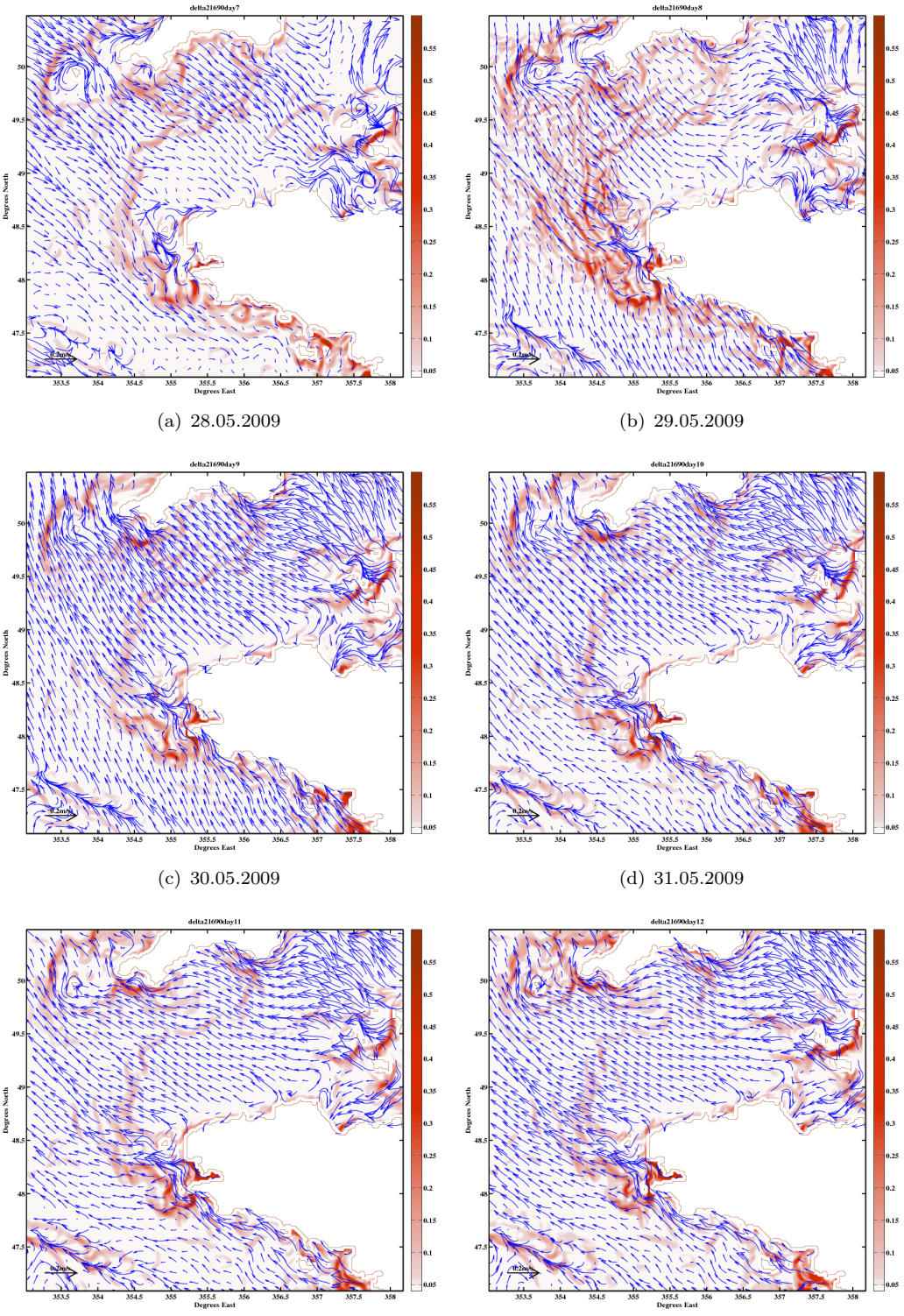


(a) 22.05.2009 (b) 23.05.2009

(c) 24.05.2009 (d) 25.05.2009

(e) 26.05.2009 (f) 27.05.2009

FIG. 5.35: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{form} du 22/05/2009 au 27/05/2009.

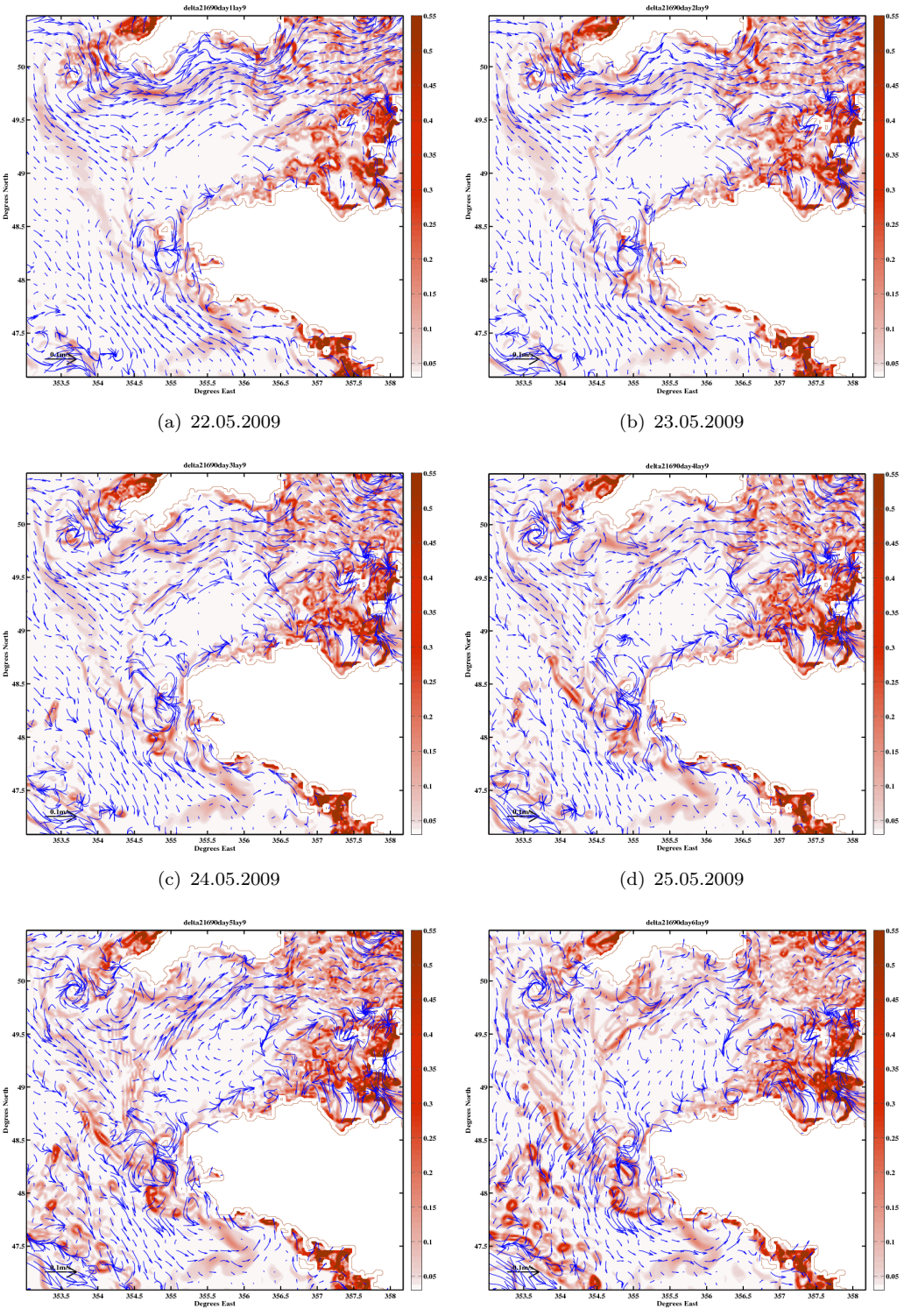


(a) 28.05.2009 (b) 29.05.2009

(c) 30.05.2009 (d) 31.05.2009

(e) 01.06.2009 (f) 02.06.2009

FIG. 5.36: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{form} du 28/05/2009 au 02/06/2009.

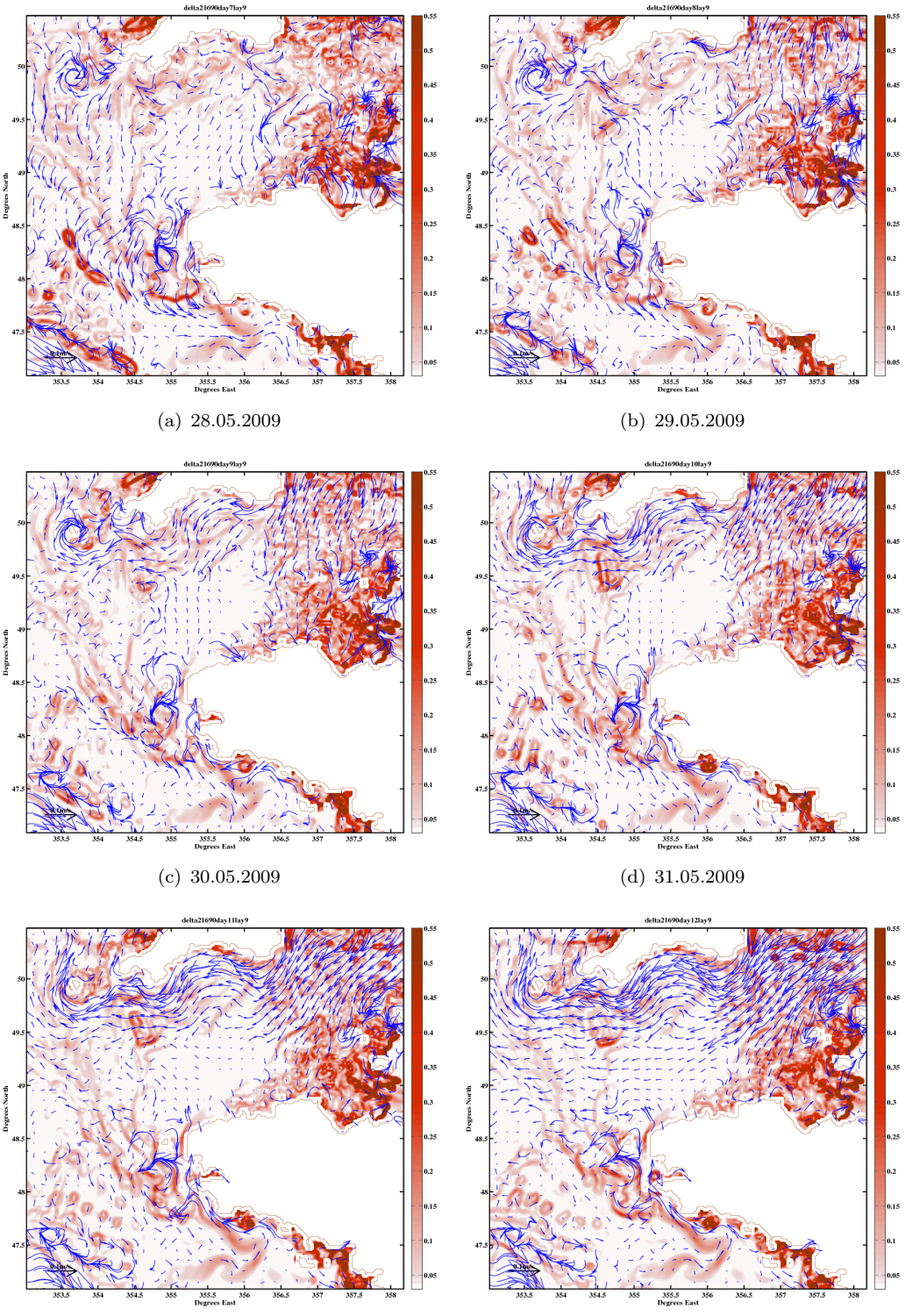


(a) 22.05.2009 (b) 23.05.2009

(c) 24.05.2009 (d) 25.05.2009

(e) 26.05.2009 (f) 27.05.2009

FIG. 5.37: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{form} du 22/05/2009 au 27/05/2009.



(a) 28.05.2009

(b) 29.05.2009

(c) 30.05.2009

(d) 31.05.2009

(e) 01.06.2009

(f) 02.06.2009

FIG. 5.38: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{form} du 28/05/2009 au 02/06/2009.

5.4.2 L'extension au Sud

L'évolution frontale se décompose en plusieurs phases dépendant de la zone observée (voir Fig. 5.43 à 5.48) et que l'on va essayer d'expliquer grâce aux données de vent, flux, vitesses résiduelles et champs de température :

- Au Nord, et sur l'ensemble de la période, les deux fronts de surface et de subsurface sont légèrement décalés avec un gradient thermique de surface s'étendant plus vers l'Ouest. Le gradient thermique de subsurface affiche une direction stable plein Nord vers les Îles Scilly sur toute la période (Fig. 5.46 à 5.48), tandis que la signature du panache en surface est globalement stable sur les deux semaines d'étude si ce n'est pour deux périodes singulières :
  - Du 08 au 11 la limite frontale de surface s'étend le long de la côte et se retire (Fig.5.43(d) à 5.44(a)).
  - Du 19 au 22 un gradient thermique de surface se forme de façon prononcée le long de la côte et s'en éloigne pour s'estomper ensuite (Fig.5.45(c) à 5.45(f)).
- Au sud des zones de mélange, le gradient thermique de surface est d'abord immobile jusqu'au 10.08 (Fig.5.43(a) à 5.43(f)). Du 10 au 16 (Fig.5.43(f) à 5.44(f)) il s'étend légèrement plus vers le sud sans former de méandre supplémentaire. Du 16.08 au 22.08 (Fig.5.44(f) à 5.45(f)) les méandres se forment et se développent vers le Sud. En subsurface des méandres sont déjà bien développés et étendus vers le sud dès le 05.08 (Fig.5.46(a)), et ils restent stables jusqu'au 13.08 (Fig.5.47(c)), date à partir de laquelle on constate un déplacement progressif de l'ensemble des structures d'instabilité vers le Sud. Les 19 et 20 (Fig.5.48(c) à 5.48(d)) la production d'instabilité s'accroît, puis le gradient commence à s'estomper légèrement les 21.08 et 22.08 (Fig.5.48(d) à 5.48(f)).

Trois épisodes brefs de vent sont visibles sur cette période (voir figure 5.32) les 04 et 05 (pic à 8m/s et dirigéi vesr le Nord-Est), le 10 Août (pic à 8m/s direction vers Est-Nord-Est sur une période de faibles vents dirigés globalement vers le Sud) et les 18, 19, 20 et 21 Août (pics à 10m/s dirigés d'abord vers le Nord puis vers l'Est). Le courant moyen en surface est modéré (inférieur ou de l'ordre de 10 cm/s) et orienté globalement vers le Sud-Est du 06.08.09 au 18.08.09 (Fig.5.43(b) à 5.45(b)). Une intensification du courant vers l'Est est visible le 10.08.09 (Fig.5.43(f)) et résulte du pic de vent le même jour. Du 19.08.09 au 22.08.09 (Fig.5.45(b) à 5.45(e)) les courants moyens de surface sont intensifiés sur toute la zone et peuvent atteindre les 20cm/s. Ils tournent progressivement d'une direction Nord-Est vers une direction Sud-Ouest. Cet événement coïncide avec le troisième pic de vent décrit précédemment qui se dirige vers le Nord puis vers l'Est, la direction du courant le 19.08 se situant dans le quart à la droite du vent. Tel qu'il est orienté et en tenant compte de son intensité, il est raisonnable de supposer que le courant

moyen sur ces trois jours (Fig.5.45(b) à 5.45(e)) intensifie l'excitation d'instabilités au niveau des zones de mélange.

Comme précédemment observé pour la période de formation en fin Mai, un gradient de température marqué apparaît le 20.08.09 (Fig.5.45(d)), longeant la côte et s'étendant loin vers le Nord-Est. L'excitation d'instabilités au niveau des zones de mélange, pourrait avoir pour effet de créer un courant côtier vers le Nord Est, mais dans ce cas-ci, ni le gradient de température ni un courant longeant la côte n'apparaissent dans la couche 9 (Fig.5.48(d)). La section Cross Manche Fig.5.40(b) comparée à la section prise dix jours plus tôt Fig.5.39(b), suggère un réchauffement de la surface. Les flux radiatifs restent élevés du 13 au 19 Août, oscillant entre $Q_{rad} = 140W.m^{-2}$ et $Q_{rad} = 180W.m^{-2}$, et chutent ensuite à moins de $Q_{rad} = 100W.m^{-2}$, ce qui corrobore l'hypothèse d'un léger réchauffement des premiers mètres de la colonne d'eau pour expliquer l'apparition brève d'un front thermique longeant la côte. Ce processus est similaire à celui observé pendant la période de formation. De même que pour cette précédente période, la figure Fig.5.40(b) montre un approfondissement du traceur global, et donc des eaux mélangées froides, sous l'effet de ce réchauffement.

L'extension des instabilités vers le sud est déjà marquée par les dynamique et gradient de température en subsurface en tout début de période (Fig.5.46(a)) tandis qu'aucun méandre n'est visible sur le gradient de surface jusqu'au 14.08.09 (Fig.5.44(d)). Les sections Sud et Cross-manche (partie Sud) montrent que les méandres sont déjà présents en subsurface sur la zone le 09.08.09 (Fig.5.39(b) et 5.39(c)), et montrent une forte variabilité des isothermes associée à des structures tourbillonnaires. Le traceur global marque bien ces instabilités, montrant qu'elles correspondent à une dispersion vers le Sud des eaux produites dans les ZMP. La figure Fig.5.41(a) montrant les traceurs par source, indique une provenance exclusivement des ZMP de Sein et d'Ouessant, avec une prédominance pour la ZMP de Sein qui est plus au Sud et une valeur de Tr_{Sein} qui atteint 0.40 au coeur du méandre en surface et subsurface. Ces traceurs marquent déjà faiblement la surface le 09.08.09, mais une couche d'eau plus chaude sur les premiers mètres de la colonne d'eau masque la signature des méandres en surface. Ces méandres sont ainsi déjà développés au début de la période d'étude, mais ils ne marquent que la température de subsurface. Dix jours plus tard, les Fig. 5.40(b) et 5.40(c) montrent une stratification plus marquée (rappelons que les flux radiatifs sont plus importants et constants à partir du 13.08.09) et des structures d'instabilité mieux marquées et dont l'amplitude, plus importante (voir Fig.5.48), permet leur signature en surface . La figure Fig.5.41(b), partie Sud, montre des valeurs de Tr_{Sein} atteignant 0.70 au coeur du méandre en surface et subsurface.

D'après nos études académiques, une augmentation de la stratification tend à favoriser la production d'instabilité et la dispersion de structures émergentes de plus grandes

tailles, mais il existe dans ce processus deux méc anismes qui s'opposent, une diminution du couplage entre couches, qui défavorise la croissance des instabilités et la vitesse de propagation des vortex, et une augmentation de la taille des structures qui augmente leur vite sse de dispersion et leurs interactions. Ainsi, une stratification plus marquée entraîne théoriquement des instabilités de plus grande échelle horizontale et verticale, augmentant ainsi d'une part l'épaisseur des couches tr ansportant les masses d'eau mélangée, et d'autre part la dispersion de ces masses d'eau loin des zones de production. Il est ainsi possible d'expliquer pourquoi, lorsque la stratification augmente à la fin de la période d'é tude, des instabilités, déjà présentes en début de période en subsurface mais non visibles en surface, semblent se développer brutalement et rapidement en surface à partir du 16.08.09. Il s'agit en fait d'instabilités déjà existantes en subsurface et masquées en surface par une couche de surface plus chaude et dont les caractéristiques (taille, amplitude) augmentent sous l'effet d'un gradient de température vertical plus important, les eaux m élangées intermédiaires marquent alors le champ SST qui présente subitement un développement de méandres vers le Sud.

Notons qu'au Nord de la pointe Bretonne, cette même section (Fig.5.41(b)) montre un approfondissemnt des traceurs sous l'effet du réchauffement. Ce cas précis illustre deux effets opposés que peut induire un renforcement de la stratification :

– Un réchauffement en surface force les eaux mélangées, plus froides, à rester en subsurface, et masque ainsi la signature du panache en surface, comme c'est le cas dans la Manche (cf. Fig.5.41(b) partie Nord)
– Une hausse de la stratification peut également favoriser la croissance et la dispersion au sein de la thermocline de structures tourbillonnaires de tailles suffisantes pour marquer la surface (cf. Fig.5.41(b) partie Sud)

Les propriétés de vorticité des couches d'eau mélangée dispersée en subsurface (notamment le détachement de pôles de vorticité distincts) semblent ainsi moduler l'effet d'une hausse de la stratification. Les mécanismes de dispersion de ces eaux depuis leur zone de production, en affectant les propriétés de vorticité des structures émergeant de l'instabilité barocline au cours de leur dispersion, peuvent ainsi indirectement favoriser ou défavoriser leur signature en surface. Les études académiques de la section 3 permettent d'émettre l'hypothèse que la partie Nord du panache, qui suit un shéma d'extension privilégié par la bathymétrie, est plus particulièrement affectée par les effets topographiques et les courants côtiers et est ainsi constituée de structures de faible amplitude et davantage érodées. La partie Sud du panache, en revanche, est développée par advection directe d'eau mélangée vers le Sud, par l'advection dipolaire et le transport d'anticyclones par effet miroir (mécanismes théoriques). Ces mécanismes permettent (voire favorisent) un transport de structures cohérentes et auto-advectives. Une hausse de la stratification aura ainsi pour effet de masquer la signature en surface du panache Nord, et de renforcer

la taille des structures formant la partie sud du panache (les méandres), et donc leur signature en surface.

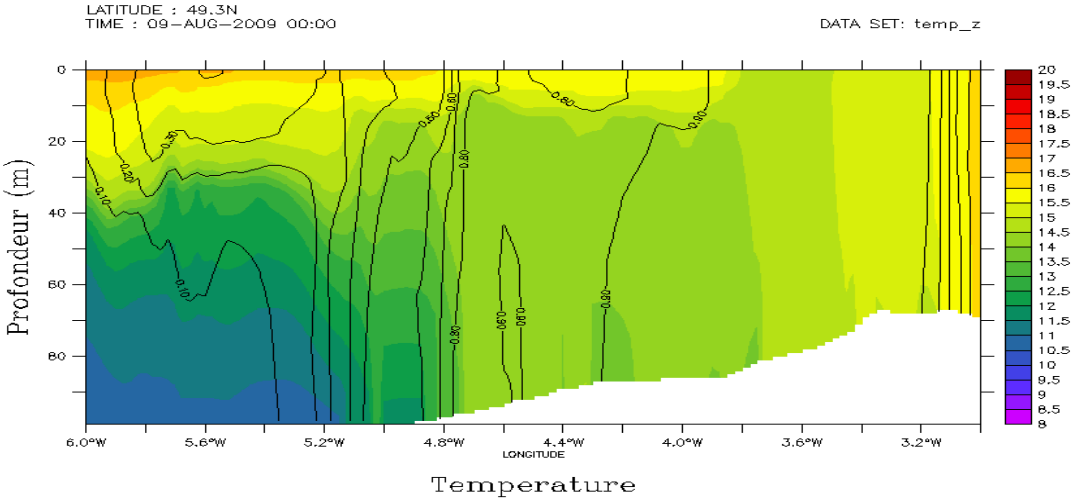
La progression réelle des méandres est visible dans la couche 9. Les instabilités, déjà très étendues en début de période, ne progressent vers le sud qu'à partir du 13.08.09 (Fig.5.47(c)). Les études académiques permettent d'associer cette progression au renforcement de la stratification qui favorise la production d'instabilité barocline et la dispersion des structures baroclines. Comme expliqué précédemment, le courant résiduel, intensifié et orienté globalement vers l'Est à la fin de la période (Fig.5.45(b) à 5.45(e)), peut aussi jouer un rôle dans ce processus en favorisant davantage la production d'instabilité au niveau des zones de mélange et en advectant les structures tourbillonnaires vers l'Est. Les tourbillons semblent en effet plus marqués et plus nombreux les 19 et 20 Août (Fig.5.48(c) à 5.48(d)).

Une explication reste à donner sur la présence des méandres dans la couche de subsurface en début de période, et leur dispersion vers le Sud. Le stress de vent et son intensité Fig. 5.32 révèlent que la zone a subi durant les trois dernières semaines de Juillet un stress de vent élevé et dont la direction est globalement vers l'Ouest (elle varie entre Nord-Ouest et Ouest). Cela induit, théoriquement, un courant d'Ekman globalement vers le Sud-Ouest, et un transport associé vers le Sud. Comme vu lors des études académiques, un courant laissant la côte à sa gauche, favorise la dispersion des eaux homogènes produites à la côte sous forme de transport de structures tourbillonnaires (ou d'une langue d'eau bordée d'instabilités selon la vitesse du courant considéré). Le champ Tr_{global} au niveau de la surface et de la thermocline, dont les contours à 0.5 figurent Fig.5.42(a) et Fig.5.42(b) les 10, 20 et 30 juillet 2009, confirme une dispersion rapide des eaux mélangées de part et d'autre de la pointe Bretonne, et notamment une coulée d'eau froide sous forme de méandres vers le Sud [4] Ces structures tourbillonnaires signent les champs de température en subsurface mais sont moins visibles en surface. La période d'étude commence lorsque cette situation est déjà établie. Les réchauffements en surface, en augmentant la stratification, favorisent la croissance des instabilités baroclines déjà en place et leur signature en surface. Un fort courant résiduel associé à un épisode de vent en fin de période maintient voire favorise la production de tourbillons au niveau des zones de mélange, tourbillons qui continuent à se propager vers le Sud (La troisième période d'étude commençant le 05.09.2009 montre toujours ces méandres bien développés au Sud).

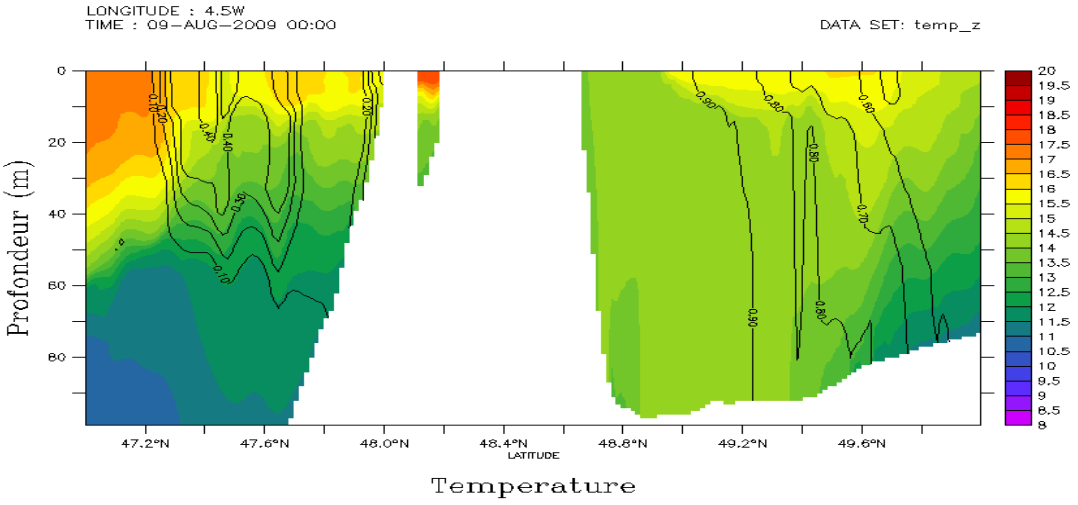
Les vents forts et constants orientés globalement vers l'Ouest du mois de Juillet, la topographie et les variations de stratification sont donc les trois facteurs responsables des

[4] On voit sur la bathymétrie Fig.5.29 que la topographie dans la partie Sud des côtes Bretonnes, et notamment la pointe de Penmarch et l'Archipel des Glénans, peut impacter les génération, force et direction des tourbillons ; la section 5.40(c) montre en effet une déformation des isopycnes autour d'un mont sous marin de l'Archipel des Glénans et un contournement de ce mont par un tourbillon.

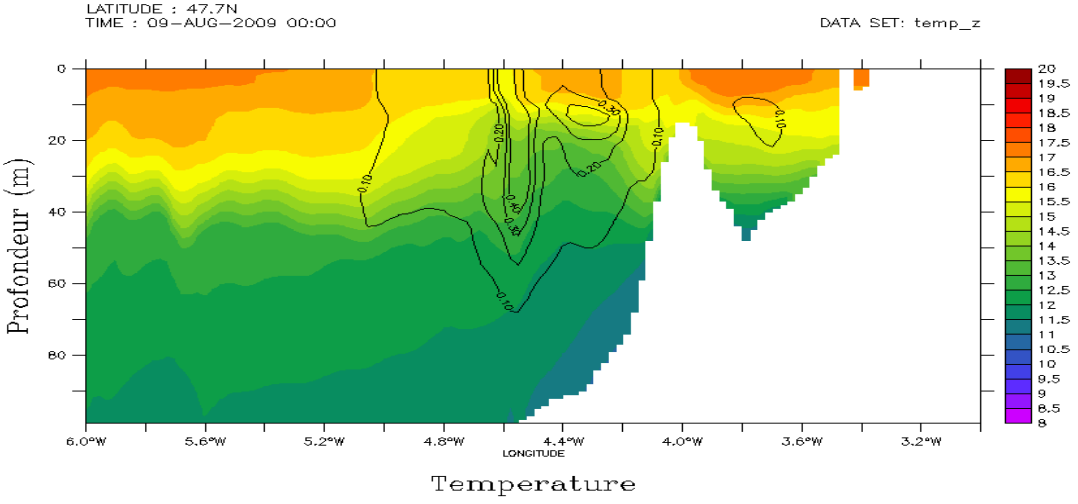
méandres visibles au Sud des zones de mélange. Il est probable que les variations de stratification soient déterminantes pour que ces méandres soient visibles en surface, ce qui pourrait expliquer qu'un épisode similaire aux sorties modèle soit visible en 2008, tandis que les images satellite sur 2009 ne montrent pas de propagation de méandres, mais juste une filamentation partant au Sud du front d'Ouessant. Comme expliqué ci-dessus, deux processus s'opposent lors d'une augmentation de stratification. En faisant l'hypothèse que les flux du modèle entraînent un trop faible réchauffement (cf section 5.3.2), la stratification y est légèrement plus faible que dans la réalité et le couplage entre les couches de densité, et notamment entre la couche chaude de surface et les couches transportant les eaux mélangées, y est plus forte. Ce phénomène pourrait expliquer pourquoi les instabilités marquent la surface dans le modèle et non dans les images satellites. Notons cependant que, comme nous l'avons vu dans les études académiques, la production et la dispersion d'instabilités est un phénomène chaotique dont l'évolution peut être totalement modifiée par une perturbation, même faible et ponctuelle. Dans un modèle, la paramétrisation du mélange en surface et au fond, le lissage de la topographie, le pas de grille, les biais sur les amplitudes et phases de marée ou encore sur les flux atmosphériques, sont autant de paramètres qui peuvent modifier le processus de production et les directions de propagation des vortex par rapport aux processus naturels observés. Il est néanmoins intéressant de remarquer que les facteurs favorisant la production d'instabilités sont malgré tout représentés dans le modèle.



(a) 09.08.2009, coupe Manche

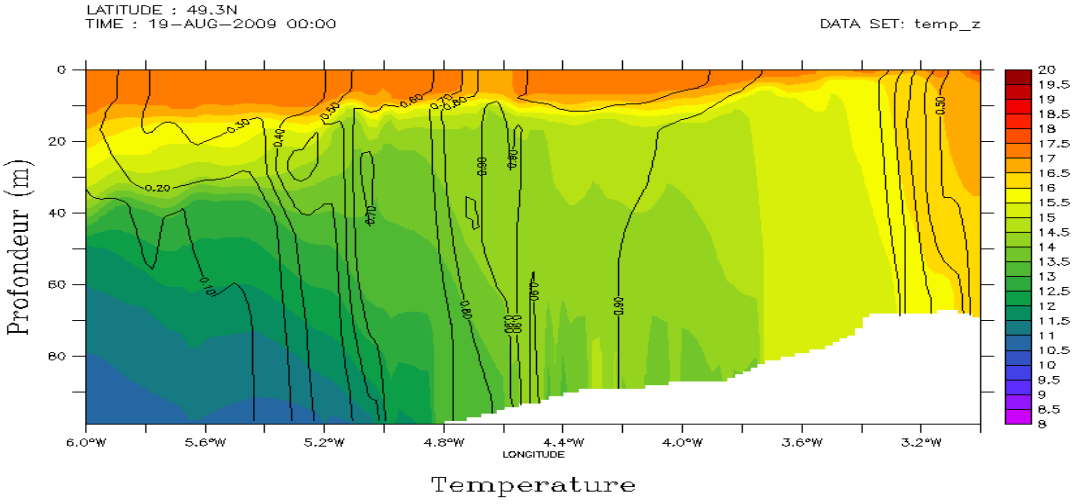


(b) 09.08.2009, coupe cross Manche

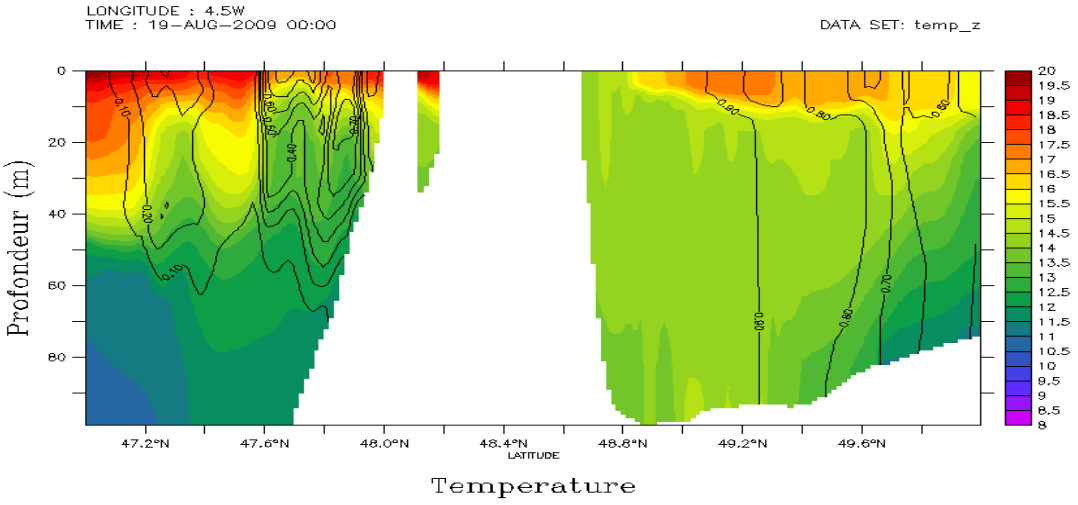


(c) 09.08.2009, coupe Sud

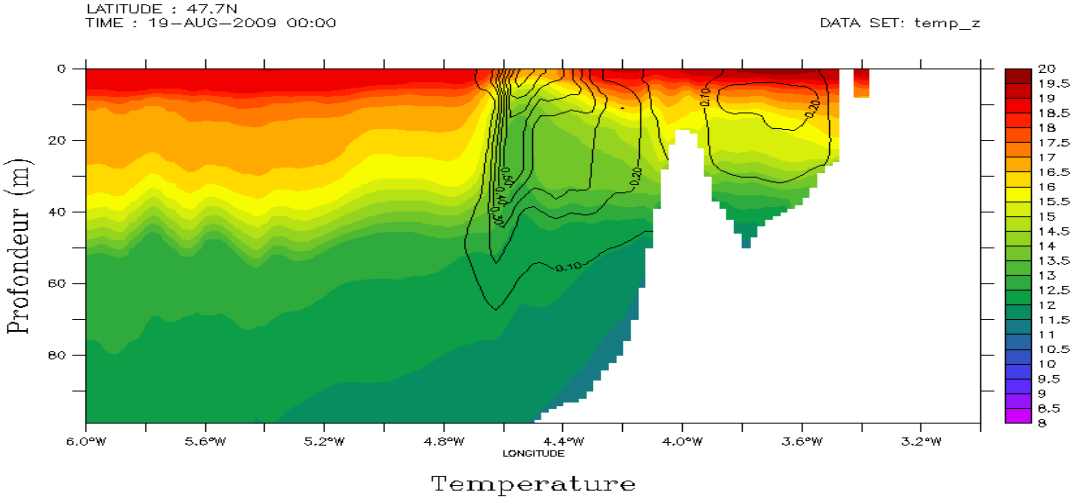
FIG. 5.39: Coupe verticale de température et contours du traceur global HYCOM le 09.08.2009



(a) 19.08.2009, coupe Manche

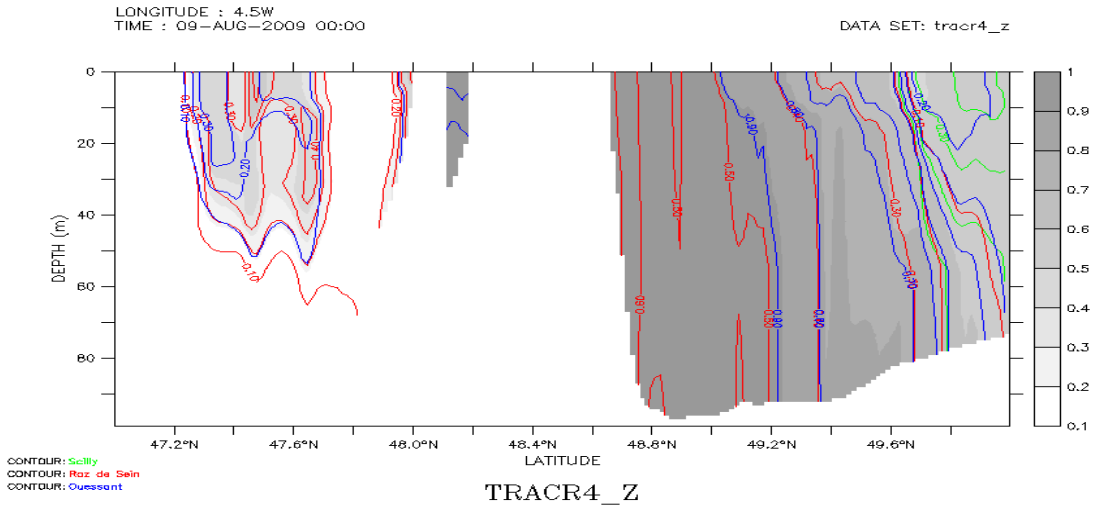


(b) 19.08.2009, coupe cross Manche

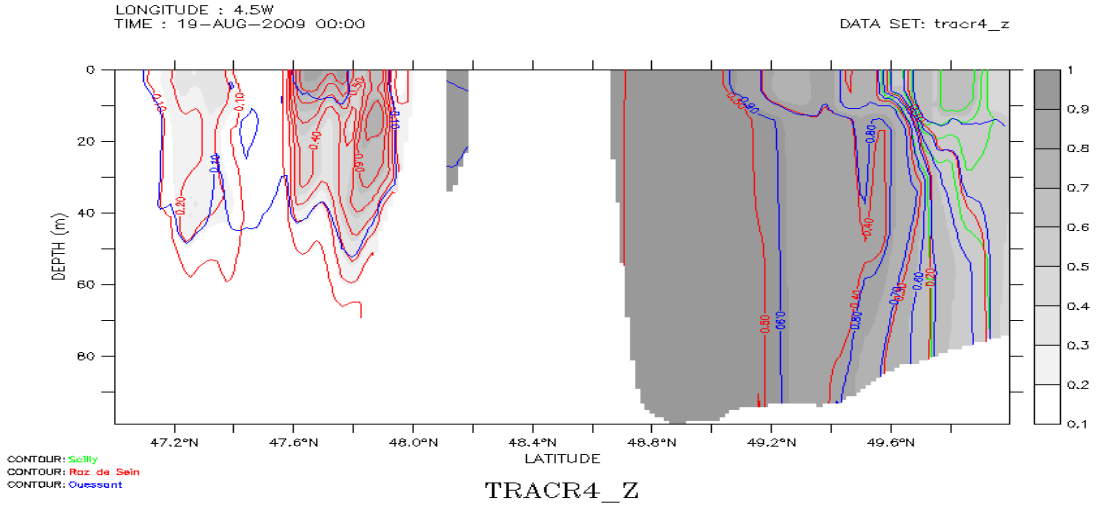


(c) 19.08.2009, coupe Sud

FIG. 5.40: Coupe verticale de température et contours du traceur global HYCOM le 19.08.2009

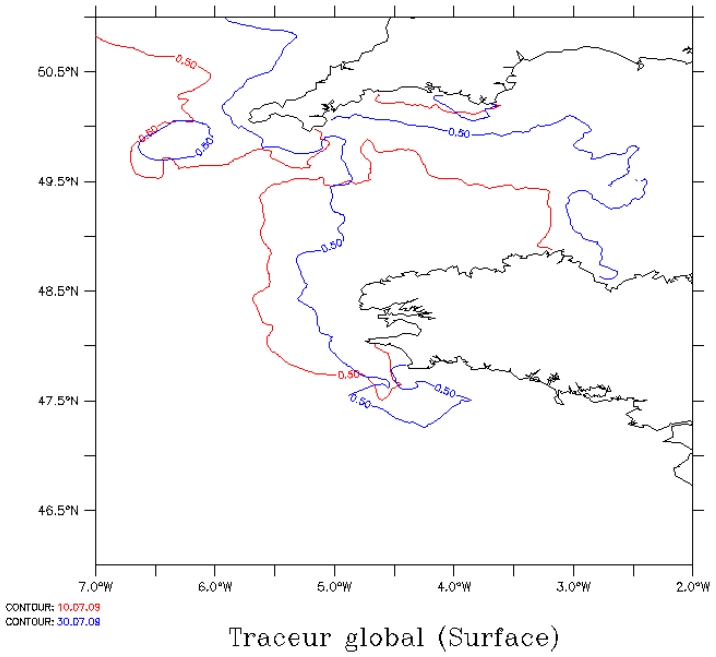


(a) 19.08.2009, coupe Iroise

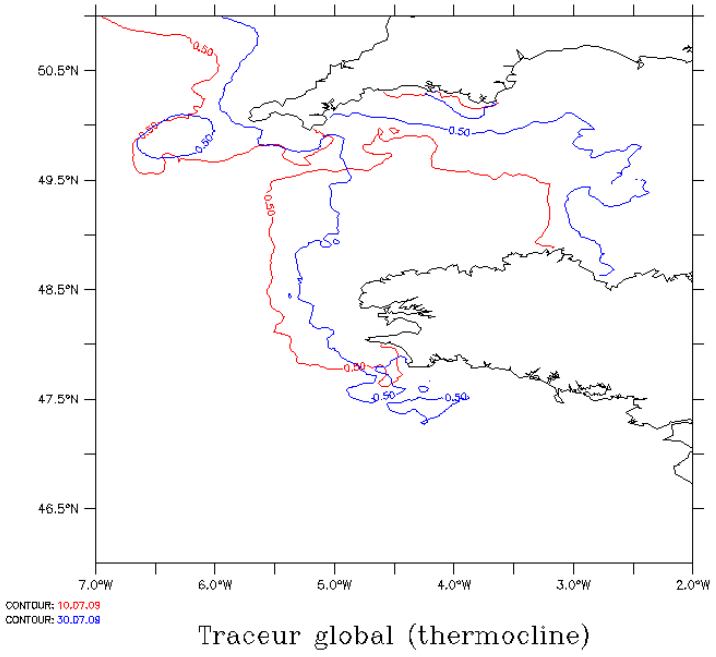


(b) 19.08.2009, coupe Manche

FIG. 5.41: Traceurs global (en dégradé de gris) et par source les 09.08.2009 et 19.08.2009

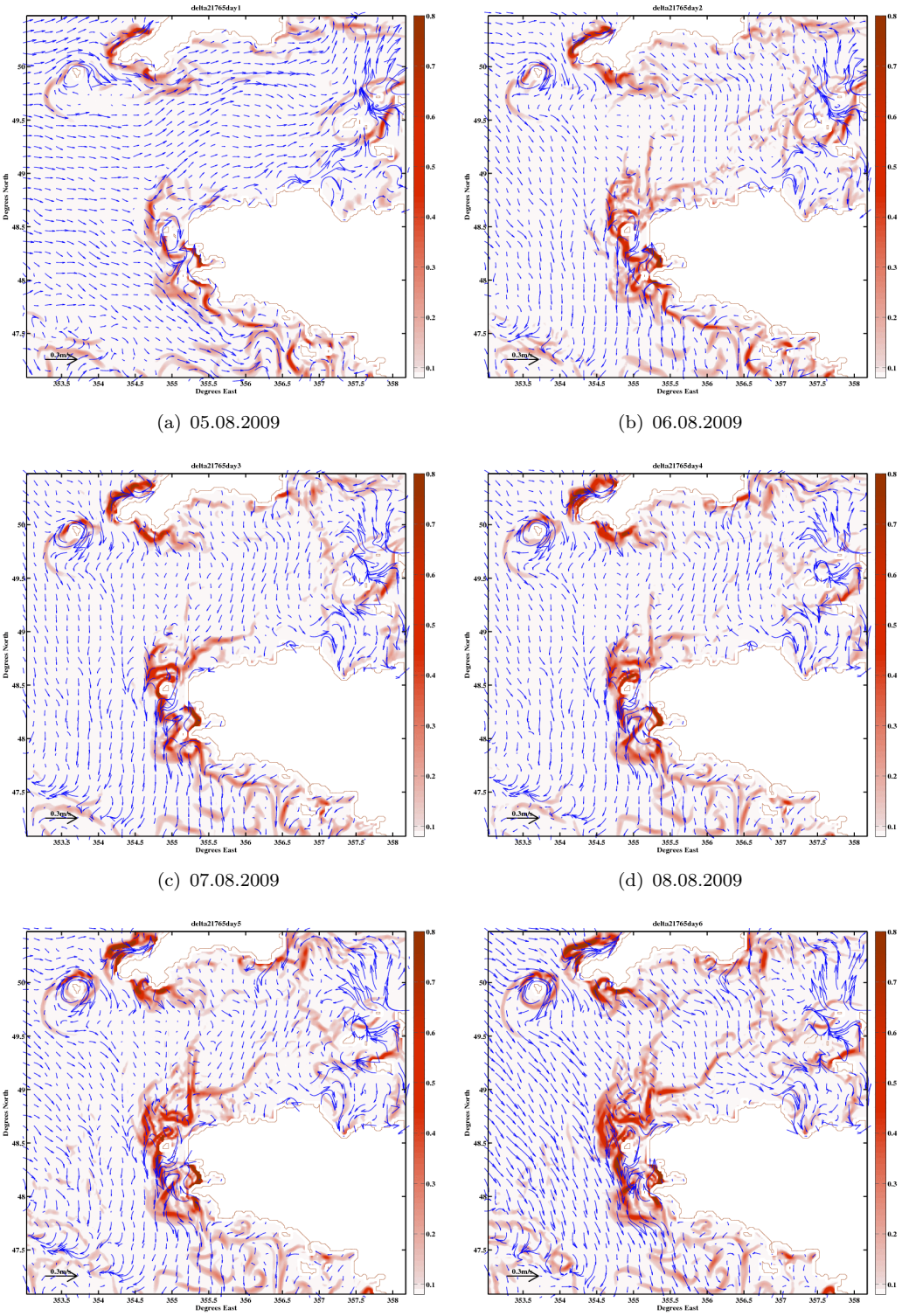


(a) Tr_{global} en surface



(b) Tr_{global} dans la thermocline

FIG. 5.42: Contour $Tr_{Global} = 0.5$ les 10 (noir), 20 (rouge) et 30 (bleu) juillet en surface et subsurface. Durant le mois de Juillet, le panache d'eau mélangée, marqué par Tr_{Global}, migre d'Ouest en Est, créant une avancée d'eau homogénéisée dans la Manche et le développement d'une langue d'eau froide vers le Sud sous plus étendue en subsurface.

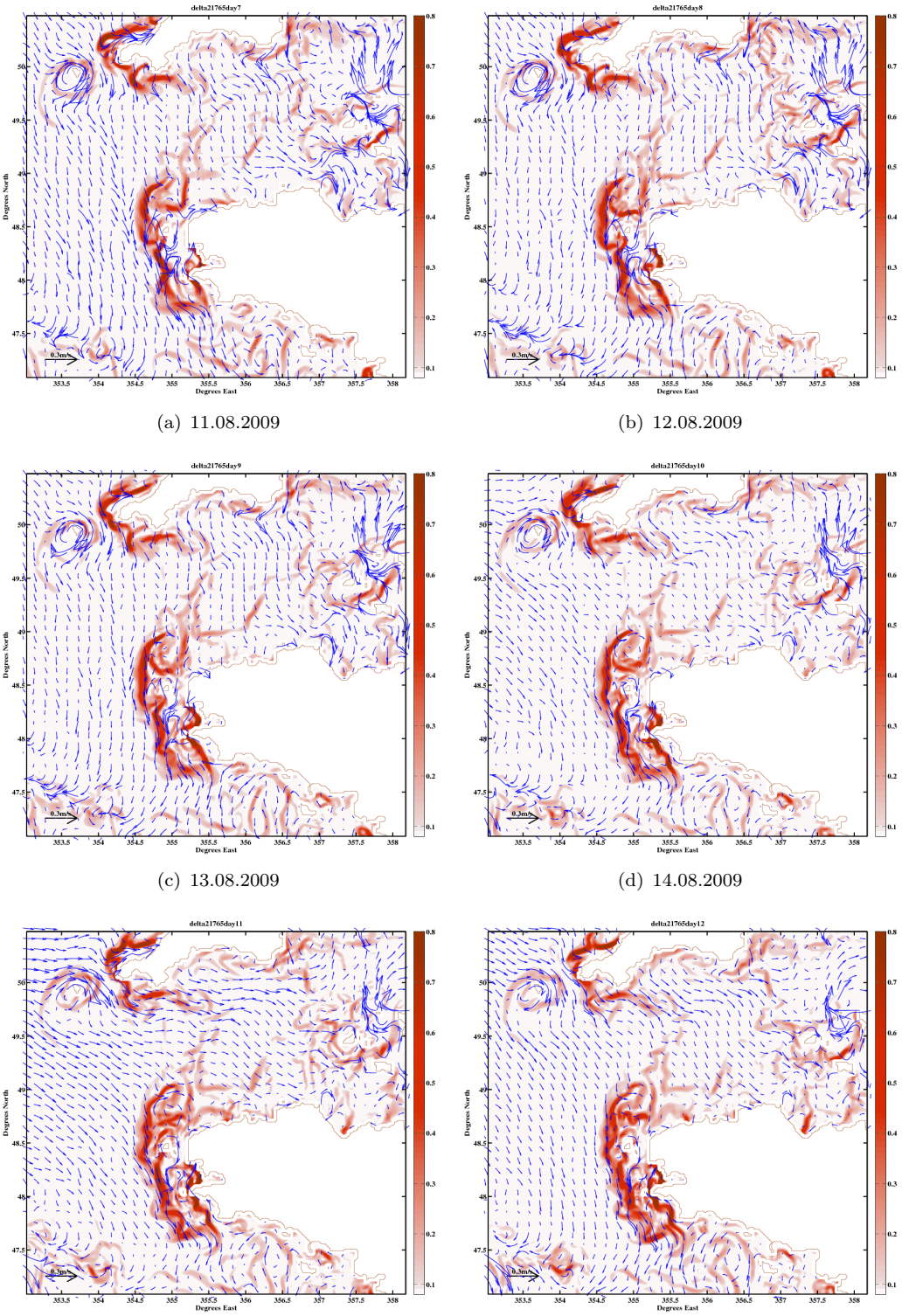


(a) 05.08.2009 (b) 06.08.2009

(c) 07.08.2009 (d) 08.08.2009

(e) 09.08.2009 (f) 10.08.2009

FIG. 5.43: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Sud} du 05/08/2009 au 10/08/2009.

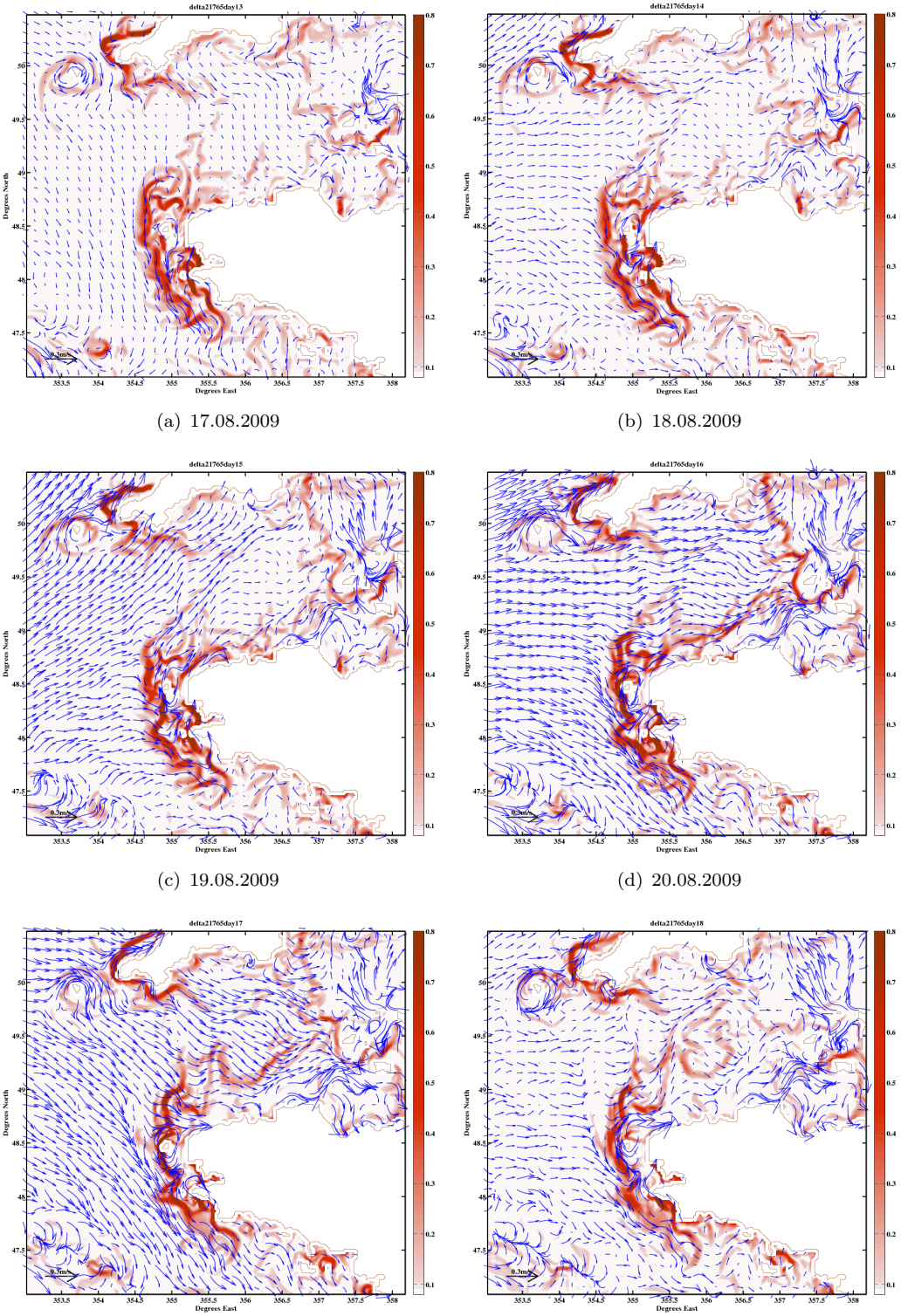


(a) 11.08.2009 (b) 12.08.2009

(c) 13.08.2009 (d) 14.08.2009

(e) 15.08.2009 (f) 16.08.2009

FIG. 5.44: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Sud} du 11/08/2009 au 16/08/2009.

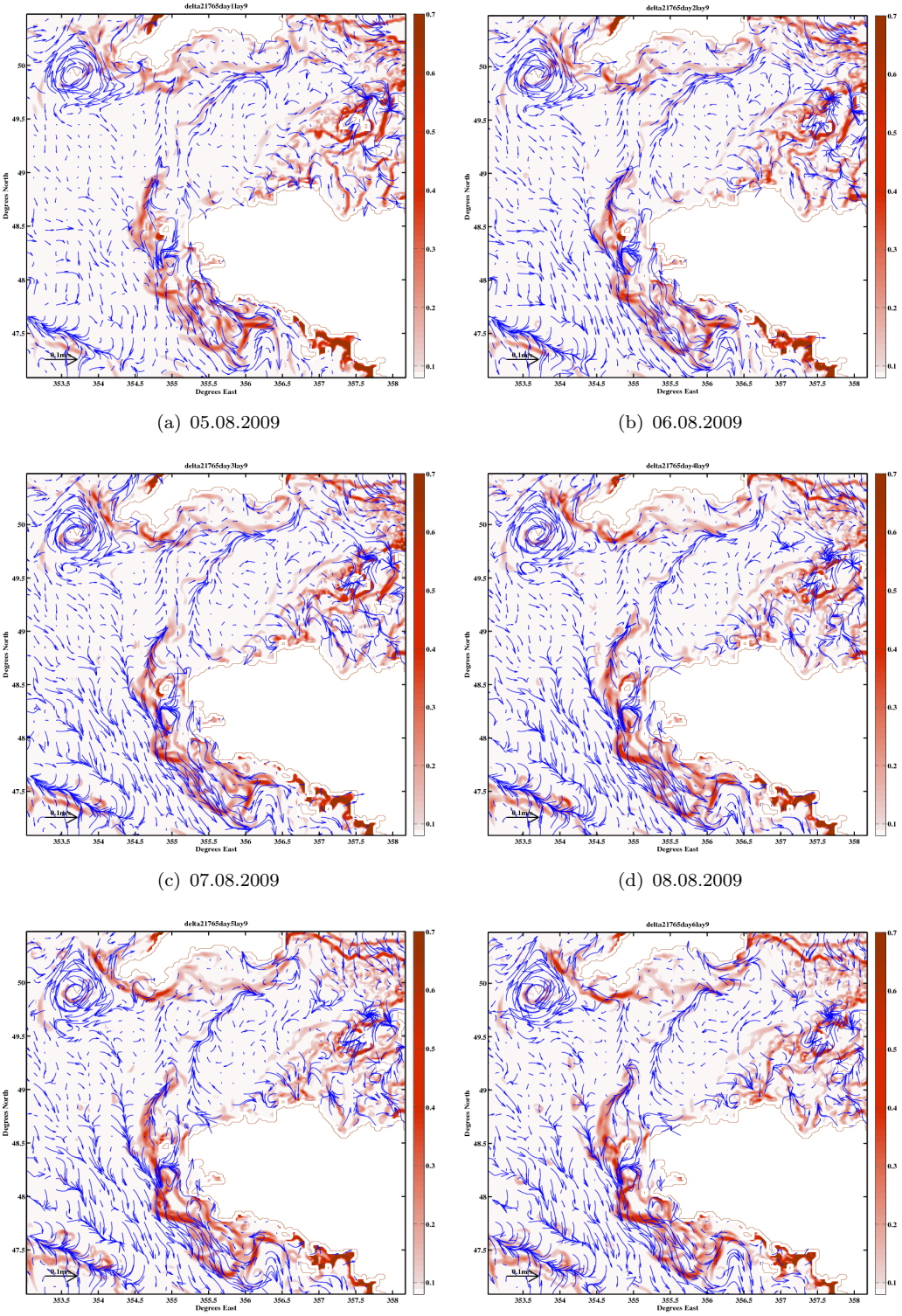


(a) 17.08.2009 (b) 18.08.2009

(c) 19.08.2009 (d) 20.08.2009

(e) 21.08.2009 (f) 22.08.2009

FIG. 5.45: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Sud} du 17/08/2009 au 22/08/2009.

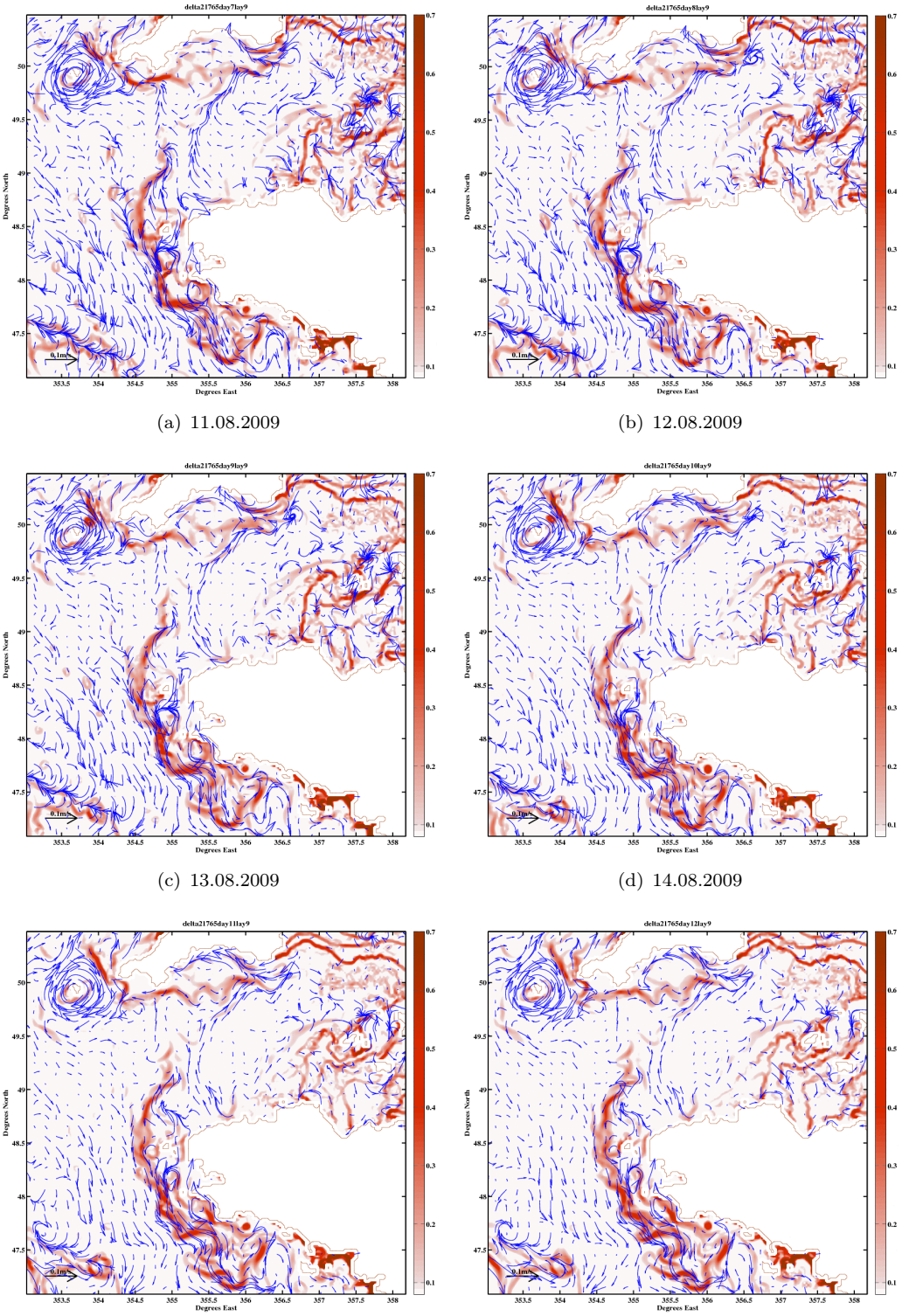


(a) 05.08.2009 (b) 06.08.2009

(c) 07.08.2009 (d) 08.08.2009

(e) 09.08.2009 (f) 10.08.2009

FIG. 5.46: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Sud} du 05/08/2009 au 10/08/2009.

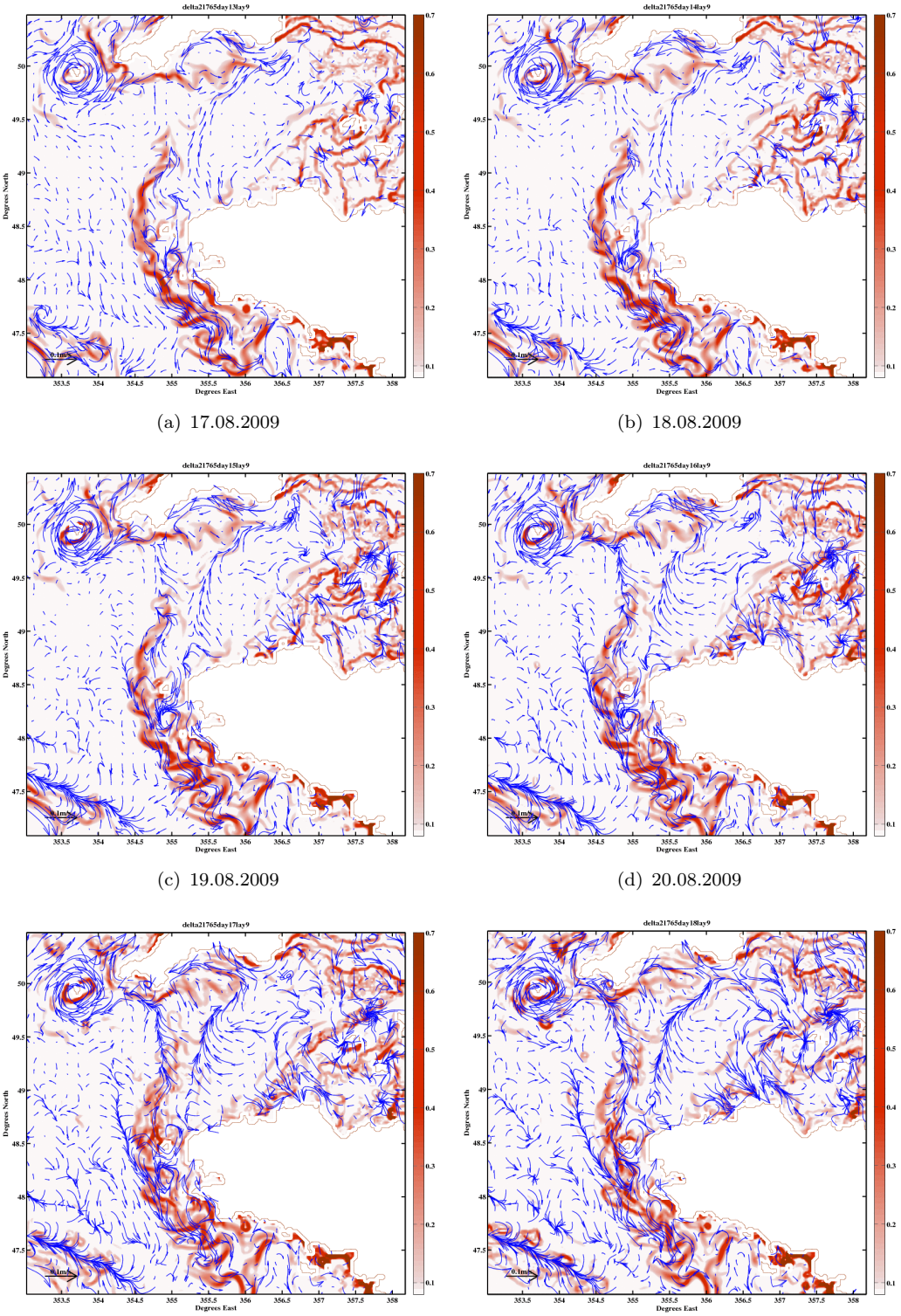


(a) 11.08.2009 (b) 12.08.2009

(c) 13.08.2009 (d) 14.08.2009

(e) 15.08.2009 (f) 16.08.2009

FIG. 5.47: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Sud} du 11/08/2009 au 16/08/2009.



(a) 17.08.2009 (b) 18.08.2009

(c) 19.08.2009 (d) 20.08.2009

(e) 21.08.2009 (f) 22.08.2009

FIG. 5.48: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Sud} du 17/08/2009 au 22/08/2009.

5.4.3 Le déplacement Est/Ouest et l'extension vers le nord

Les Fig. 5.53 à 5.58 représentent l'évolution du front du 05.09.2009 au 21.09.2009. Sur cette période deux processus d'intérêt sont visibles :

- En début de période, deux gradients thermiques situés en Manche marquent le panache, tous deux sont parallèles et sont orientés selon la direction Nord-Est / Sud-Ouest (Fig.5.53(a)). Nous nous intéressons au plus fort des deux situé à l'Ouest et marqué sur l'ensemble de la période. Ce dernier subit un déplacement progressif vers l'Ouest, et s'étend vers les Îles Scilly à la fin de la période (Fig.5.55(e)). En subsurface deux fronts sont visibles en début de période (Fig.5.56(a)), dont le plus à l'Ouest est co-localisé avec celui de surface que nous choisissons de suivre. Ces deux fronts subissent, comme en surface, un déplacement vers l'Ouest.
- Des méandres s'étendant vers le Sud et longeant les côtes Bretonnes sont visibles dans les deux couches dès le début de la période (Fig.5.53(a) et 5.56(a)). Ils s'agit des méandres étudiés sur la période P_{Sud} de la section précédente. Leur extension est réduite en fin de période (Fig.5.55(e) et 5.58(e)).

Deux épisodes longs de vent établi sont visibles sur les graphes de stress de vent et de son intensité Fig. 5.32 : jusqu'au 08.09.2009, les pics de vent sont globalement orientés Nord-Est avec une intensité en moyenne à $10m/s$ (le 05.09.2009 il tourne brièvement Sud-Est, avant de s'affaiblir et de retrouver une orientation Nord-Est). Du 08 Septembre au 18 Septembre, le vent souffle globalement vers le Sud-Ouest et peut atteindre les $12m/s$. Il s'affaiblit après le 18 Septembre. Les flux radiatifs de fin d'été ne dépassent pas les $Q_{rad} = 140W.m^{-2}$ sur toute la période. Le second épisode de vent crée un courant résiduel intense pouvant atteindre plus de $0.2m/s$ en surface dirigé vers l'Ouest et relativement permanent du 10.09.2009 jusqu'au 19.09.2009 (Fig.5.53(f) à 5.55(c)). Les pics de vent dirigés Sud-Ouest entraînent théoriquement un transport global vers le Nord-Ouest, ce qui crée une accumulation des masses d'eau au niveau des côtes anglaises. L'épisode venteux est assez permanent pour qu'un gradient de densité au travers de la Manche se forme et maintienne un courant géostrophique dirigé vers l'Ouest, voire légèrement Sud-Ouest à la sortie de la Manche. Ce courant géostrophique est barotrope et est bien notable en subsurface principalement le long de la côte britannique (Fig.5.56(d) à 5.58(c)).

Les champs horizontaux de SST sur cette période figurant Fig. 5.5(b) à 5.5(d) montrent un panache en deux parties qui se déplace d'Est en Ouest. Deux phénomènes peuvent être responsables de cette situation, conjugués ou séparément. Les flux radiatifs s'affaiblissant en fin d'été, des coups de vent se mettant en place et des grandes marées s'établissant en Septembre, une homogénéisation d'Est en Ouest, des fonds les moins profonds aux plus profonds, est envisageable et a déjà été décrite plusieurs fois dans la littérature (Le Corre

and Mariette [1985] ; Cambon [2008] ; Pingree and Griffiths [1978]). Cependant les courants résiduels de type géostrophique pénétrant profondément la colonne d'eau dans la Manche à mesure que l'on se rapproche des côtes Anglaises peuvent également redistribuer horizontalement les variations de température. Les études académiques ont en effet montré qu'un panache subissant un courant de type barotrope est, dans la majorité des cas, transporté dans sa globalité à la vitesse d'advection du courant.

Les coupes verticales de température Fig. 5.49 et de Tr_{global} sur lesquelles figurent également les contours de température Fig. 5.50 suggèrent un déplacement barotrope de toute la structure frontale qui coincide avec un déplacement similaire des masses d'eau mélangée, ce qui corrobore l'hypothèse d'un transport par un courant de type géostrophique. Les limites frontales en surface, au nombre de deux, sont visibles sur les figures Fig. 5.49(a) et Fig. 5.49(b). Le bourrelet d'eau, tempérée, entre ces deux limites frontales est ensuite homogénéisé sur la verticale entre le début et la fin de la période, si bien que le front de surface et son déplacement sont difficiles à délimiter. Le retrait du front profond vers l'Ouest est en revanche beaucoup plus net.

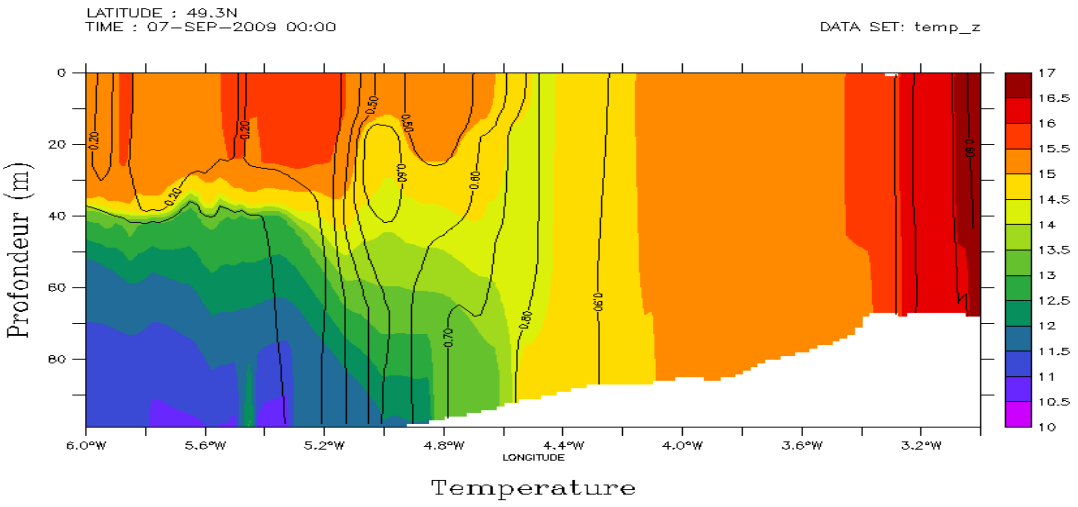
Ce déplacement d'Est en Ouest semble visible chaque année en septembre, tout comme l'extension du panache vers le Nord qui la précède, il l'était du moins en septembre de 2008 (Fig.5.6(c) et 5.6(d)), de 2009, de 2010 (Fig.5.7(c) et 5.7(d)) et de 2011 (Fig.5.59(a) et 5.59(b)). Les flux s'affaiblissant sur cette période chaque année (il est moins évident qu'un épisode de vent comme celui décrit mi septembre 2009 soit typique de cette période), le retrait du front de surface d'Est en Ouest dans la Manche est sans doute lié en partie à une homogénéisation progressive, mais dans le cas de 2009, il s'agit d'un transport du panache d'eau froide dans sa globalité d'Est en Ouest.

Les coupes verticales figure Fig.5.51 montrant les traceurs par source permet d'associer à la limite frontale la délimitation entre les eaux issues des ZMP Bretonnes à l'Est, et les eaux issues de la ZMP des Scilly, restées en surface et subsurface, à l'Ouest. Le bourrelet d'eau tempérée au dessus de la thermocline Fig. 5.49(a) correspond à une zone tampon étroite où les trois eaux modales se rencontrent. Les eaux plus légères des Scilly restent en surface et forment pendant quelques jours une lentille d'eau tempérée plus chaude que les eaux de Sein et d'Ouessant (le panache d'Ouessant se développant vers le nord, cette lentille disparait des coupes verticales Fig. 5.49(b) et Fig. 5.49(c)). L'ensemble des coupes verticales, ainsi que les résultats sans diffusion verticale sur les traceurs (cf section 5.3.4) montrent que ces eaux se mélangent peu et tendent plutôt à se superposer. La figure Fig.5.52(b) montrant le champ de température HYCOM le 07/09/09, à rapprocher de la figure Fig.5.52(a) présentant le traceur global en surface, permet d'associer cette lentille d'eau tempérée en provenance des Scilly à une séparation du panache d'Ouessant en deux bras d'eau froide, l'une à l'Ouest dans la direction Nord, et la seconde partant

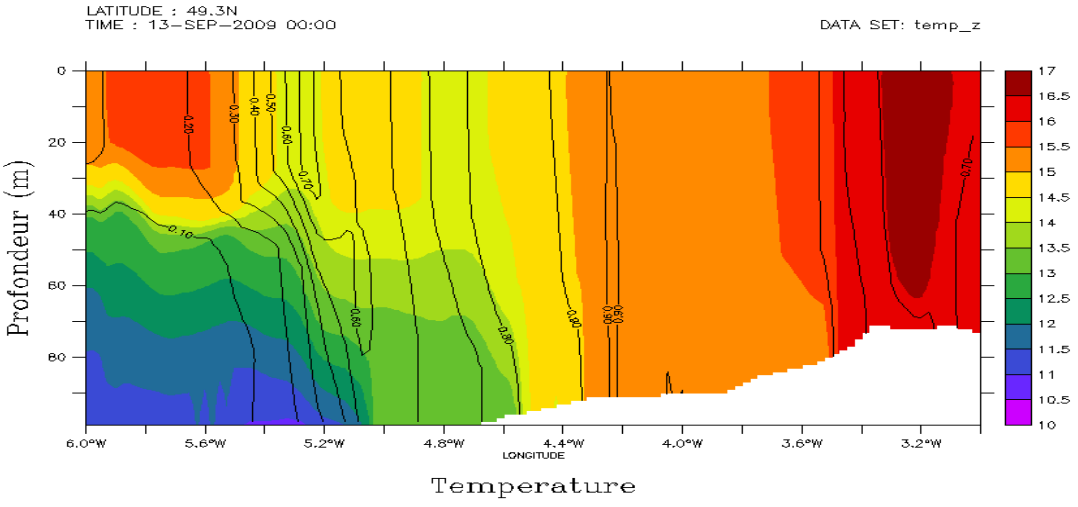
davantage vers le Nord-Est. Les coupes de la figure Fig. 5.50 suggèrent néanmoins que le panache froid n'est pas divisé ainsi aux profondeurs intermédiaires et au fond. Cet exemple précis illustre le rôle que peuvent jouer les eaux dispersées en provenance des Scilly dans l'extension du front d'Ouessant, notamment de sa forme en surface et subsurface. Il souligne également une fois de plus que les champs de SST sont peu représentatifs de la localisation des fronts dits de surface (visibles en subsurface) et de fond. Les panaches issus des ZMP Bretonnes (Sein et Ouessant) d'un côté et des Scilly d'autre part, sont donc à considérer conjointement pour expliquer l'extension du front d'Ouessant, particulièrement en fin d'été lorsque les panaches se rencontrent et interagissent. [5]

Le modèle dans ce cas-ci montre un déplacement du front différent de la progression observée par les images satellite (voir Fig. 5.12(c) et 5.12(d)). Ces dernières montrent une limite frontale encore très marquée dans la direction Nord-Est, correspondant au bras d'eau froide décrit plus haut, tandis qu'une limite frontale également marquée remonte vers le Nord (visible par bribes dans les jours suivant la fin de la période P_{Nord} et correspondant au bras d'eau froide Ouest décrit précédemment). Le biais froid inhérent au flux atmosphériques dans HYCOM pourraient expliquer une telle différence ; les eaux en surface et subsurface en provenance des Scilly sont alors moins chaudes et plus denses, ce qui, en plus de réduire la SST globalement, peut réduire leur capacité à s'infiltrer en surface au dessus des eaux du panache d'Ouessant. Cette constatation soulève également la nécessité d'une diffusion verticale réaliste.

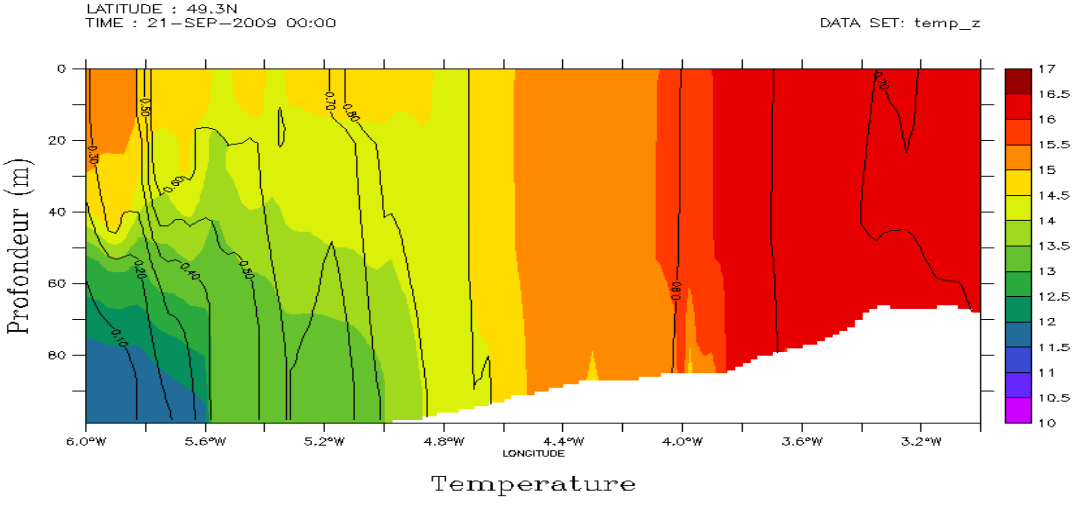
[5] La présence des eaux des Scilly en bordure Ouest et Nord du panache d'Ouessant peut en modifier le gradient de densité au niveau du front de surface. Les mécanismes d'instabilité barocline, inhérente au front de surface et dont les structures émergentes sont visibles sur les images de SST (et sur les figures Fig.5.54 et 5.55, pourraient en être affectés.



(a) 07.09.2009, coupe Manche

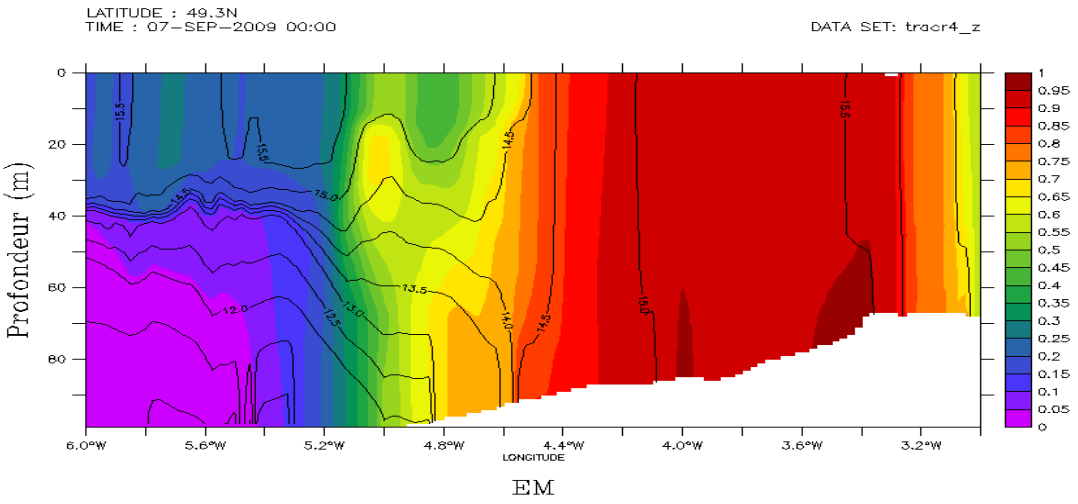


(b) 13.09.2009, coupe Manche

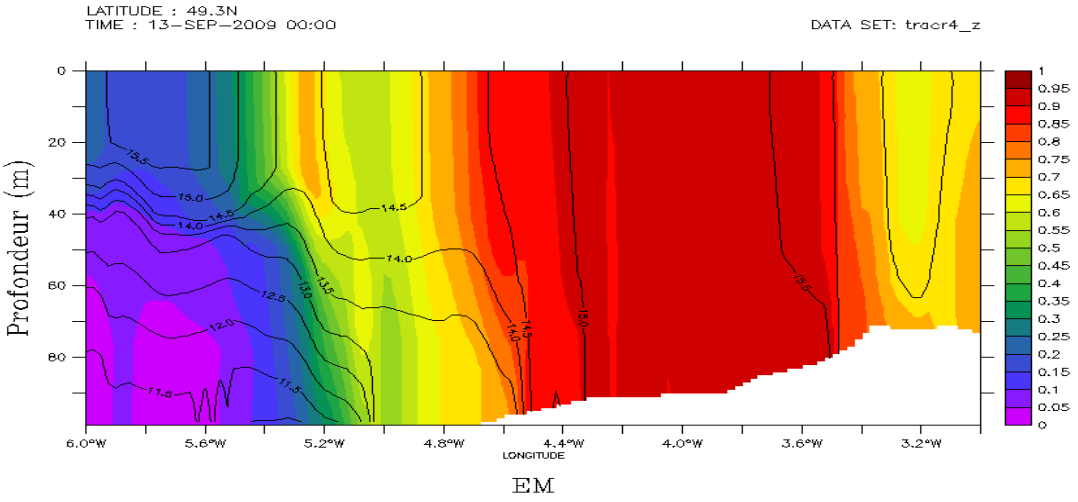


(c) 21.09.2009, coupe Manche

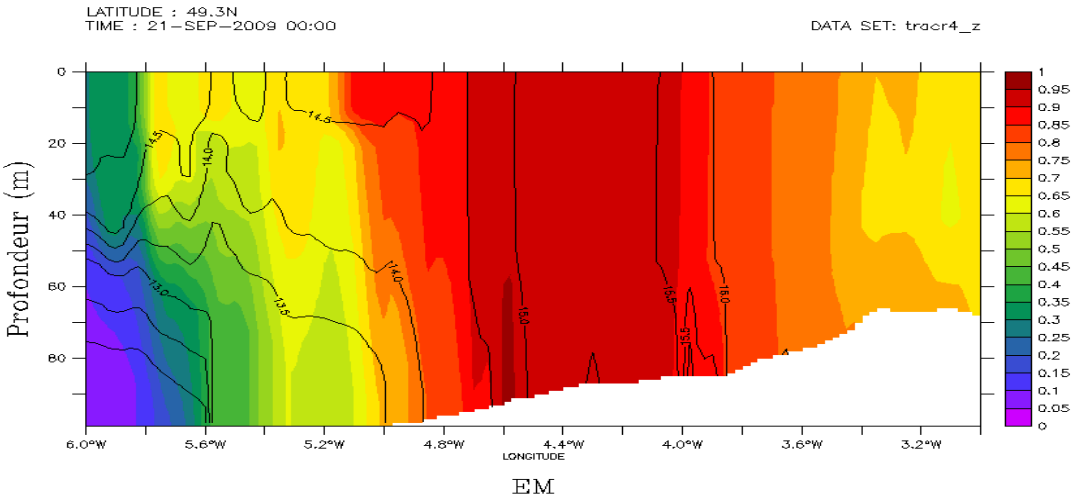
FIG. 5.49: Coupe verticale de température et contours du traceur global dans HYCOM en Manche sur la période P_{Nord}



(a) 07.09.2009, coupe Manche

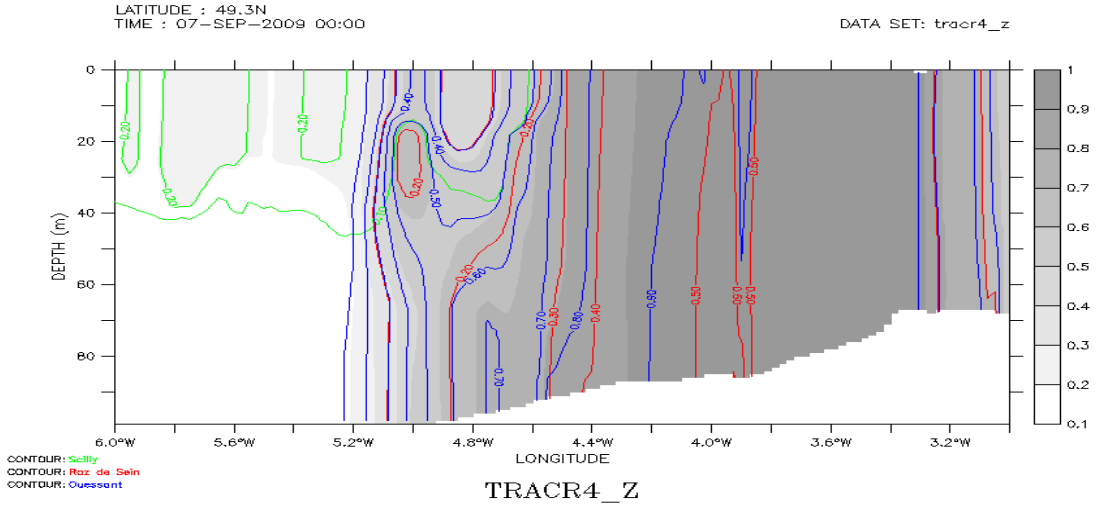


(b) 13.09.2009, coupe Manche

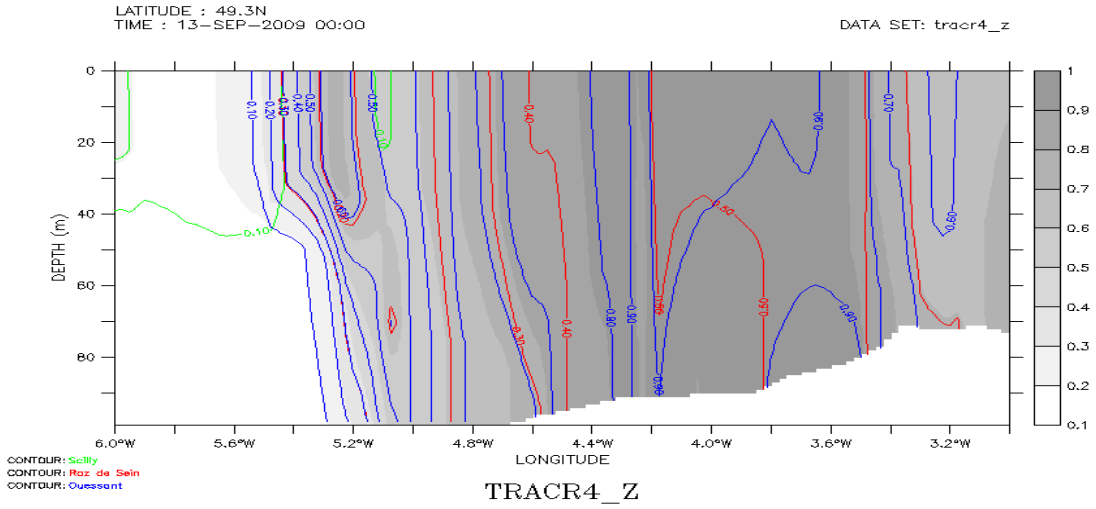


(c) 21.09.2009, coupe Manche

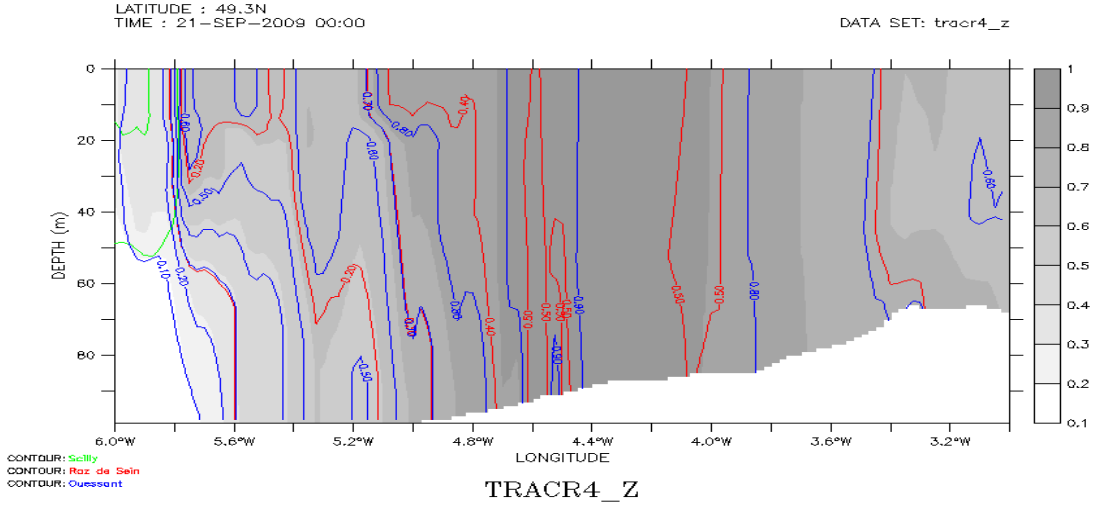
FIG. 5.50: Coupe verticale de traceur global et contours de température HYCOM en Manche sur la période P_{Nord}



(a) 07.09.2009, coupe Manche

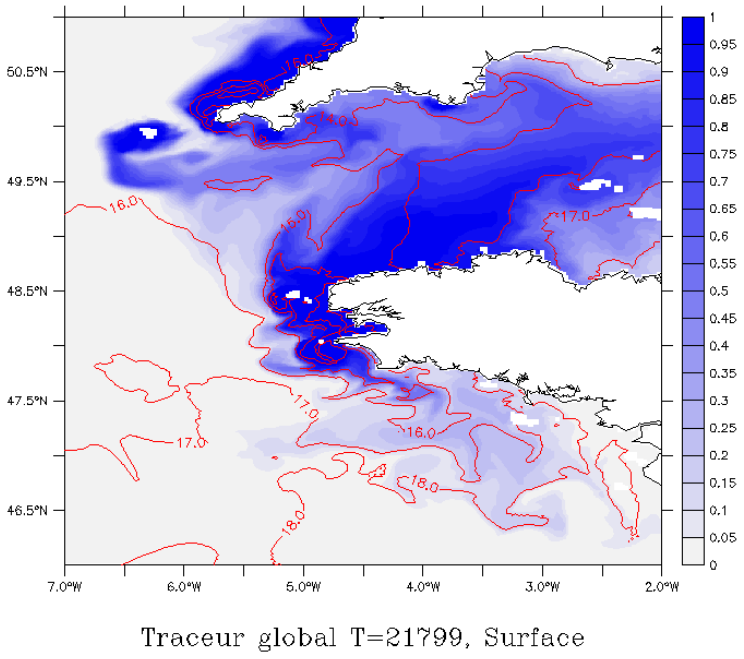


(b) 13.09.2009, coupe Manche

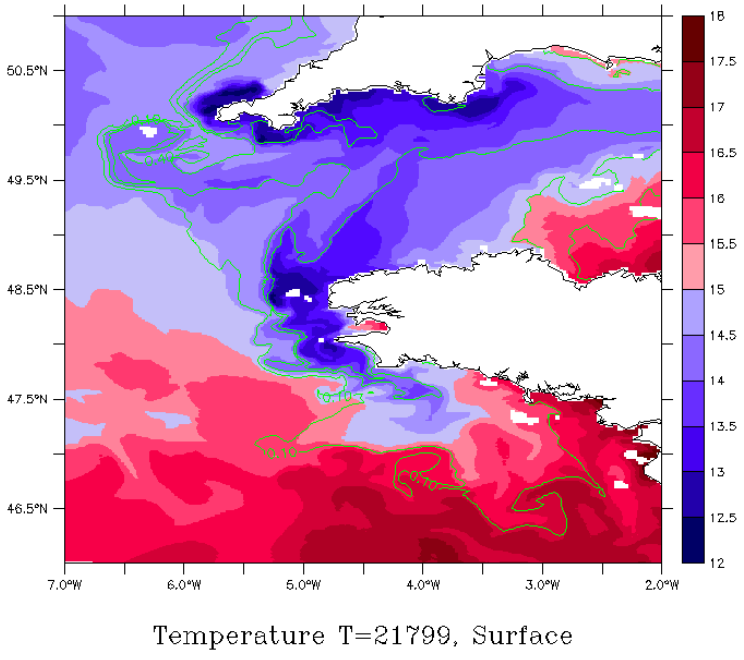


(c) 21.09.2009, coupe Manche

FIG. 5.51: Coupe verticale de traceur global (en dégradées de gris) et de traceur par source en Manche sur la période P_{Nord}

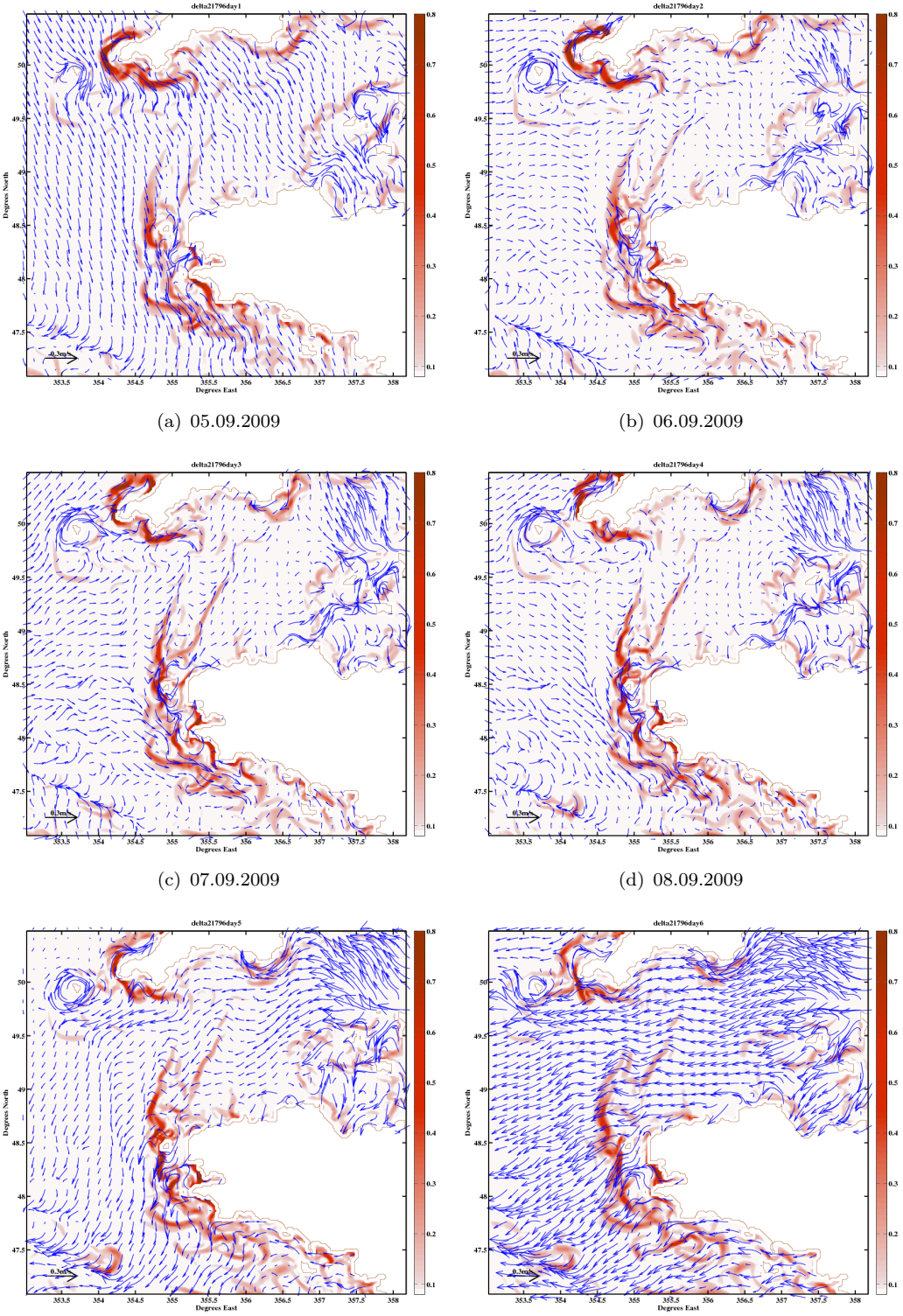


(a) 07.09.2009, Traceur global et contours de température



(b) 07.09.2009, SST HYCOM et contour Tr_{global}

FIG. 5.52: SST HYCOM et traceur global le 07/09/09

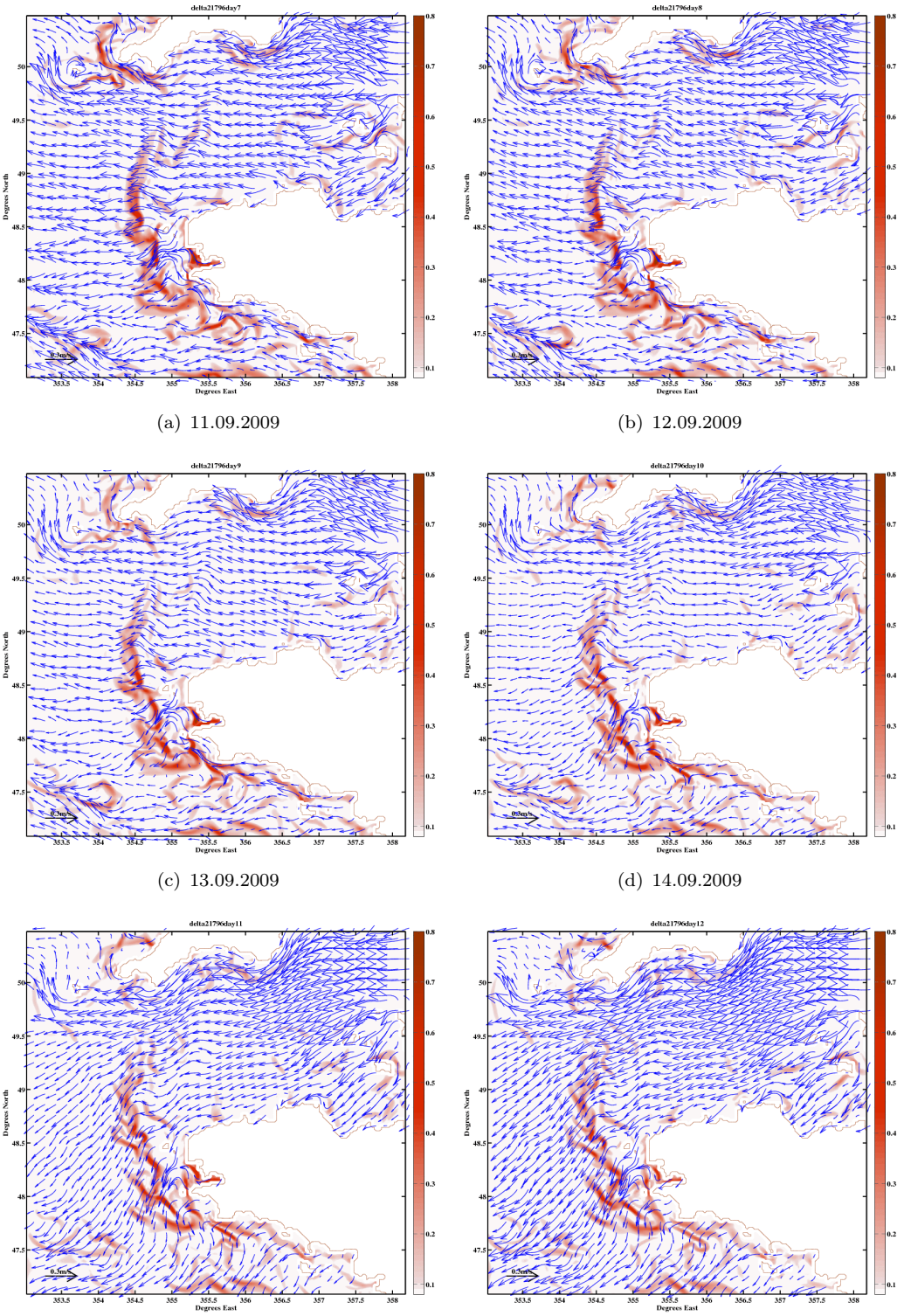


(a) 05.09.2009 (b) 06.09.2009

(c) 07.09.2009 (d) 08.09.2009

(e) 09.09.2009 (f) 10.09.2009

FIG. 5.53: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} dans la couche de surface en rouge sur la période P_{Nord} du 05/09/2009 au 10/09/2009.

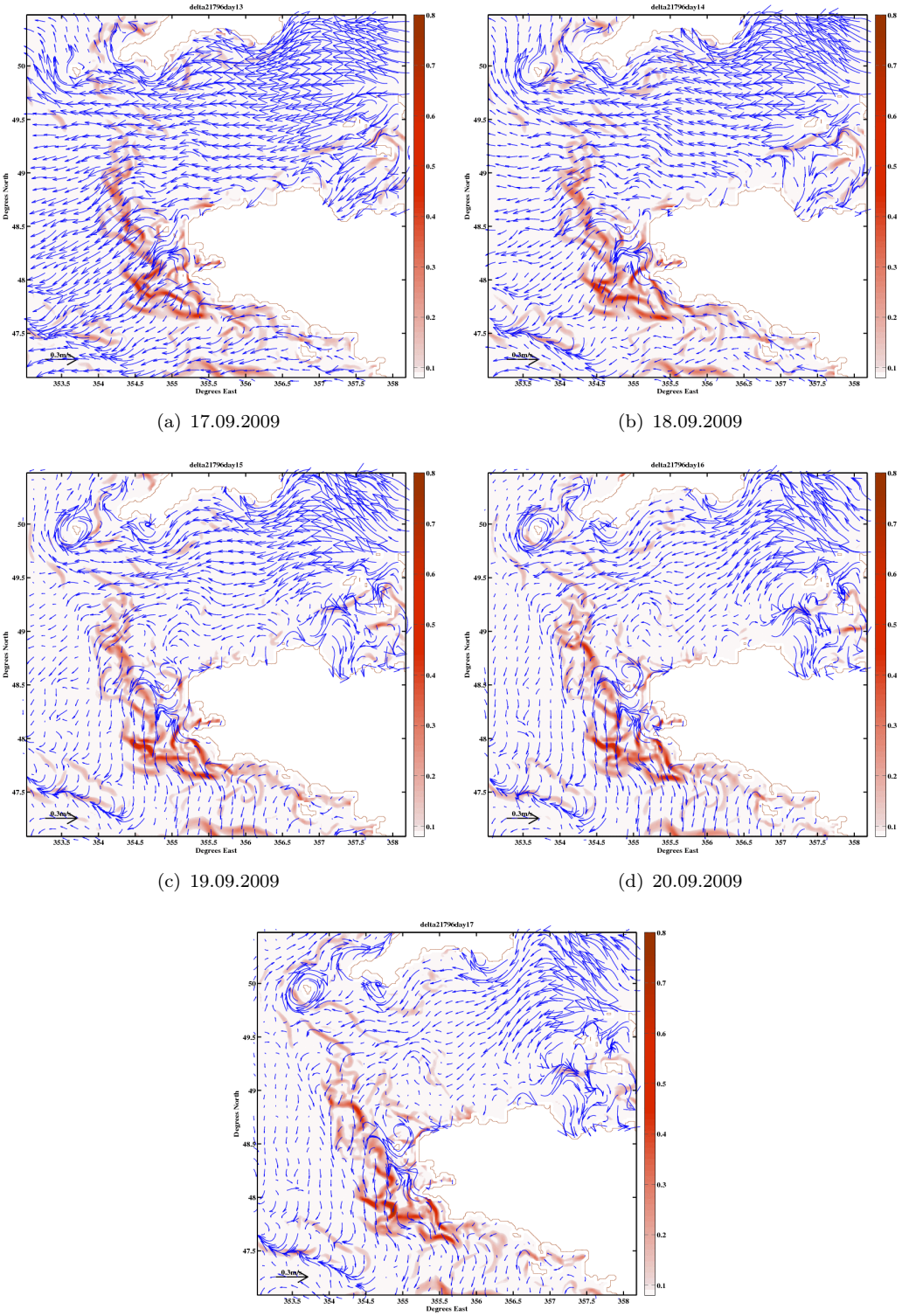


(a) 11.09.2009 (b) 12.09.2009

(c) 13.09.2009 (d) 14.09.2009

(e) 15.09.2009 (f) 16.09.2009

FIG. 5.54: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Nord} du 11/09/2009 au 16/09/2009.



(a) 17.09.2009

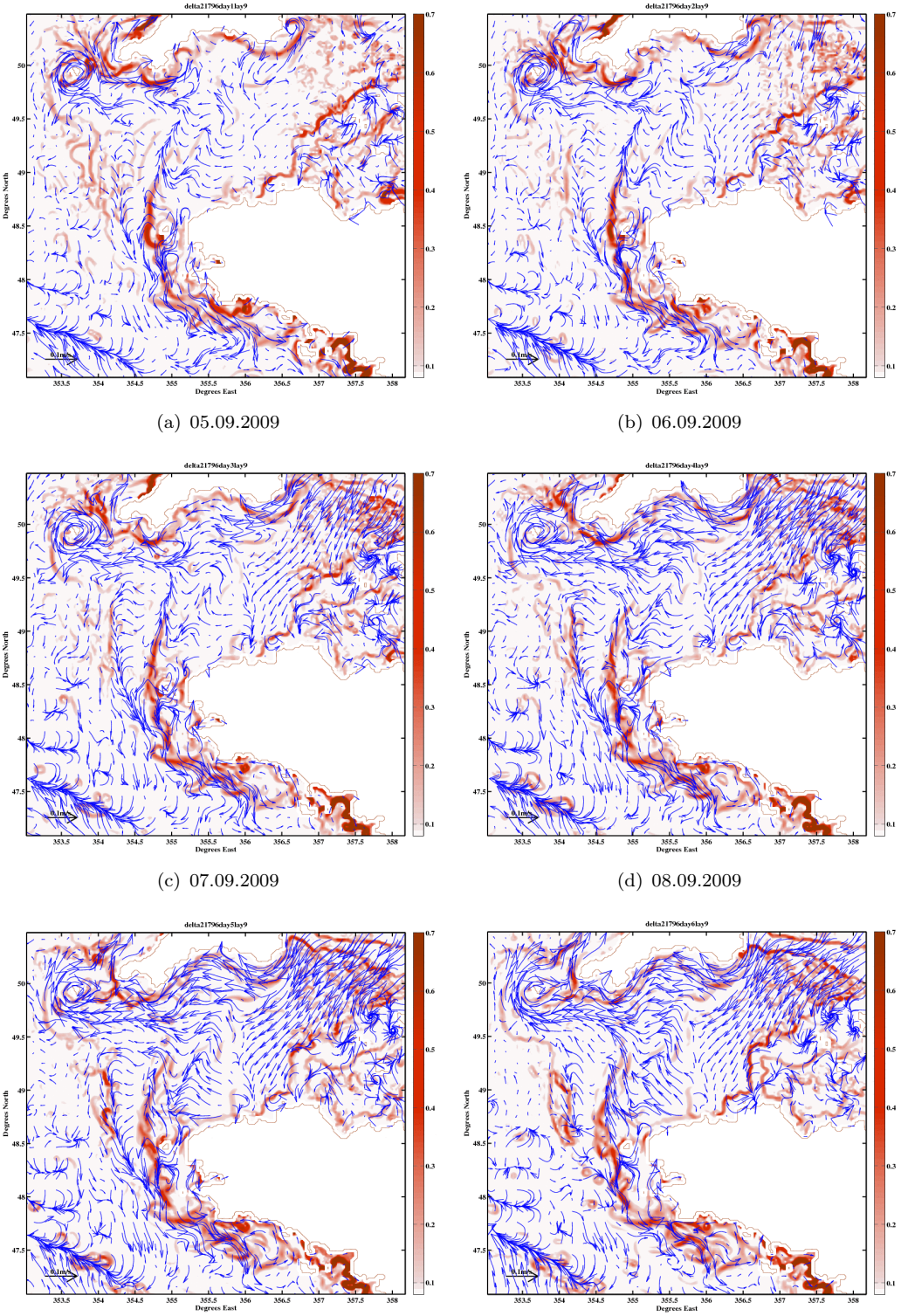
(b) 18.09.2009

(c) 19.09.2009

(d) 20.09.2009

(e) 21.09.2009

FIG. 5.55: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche de surface sur la période P_{Nord} du 17/09/2009 au 21/09/2009.

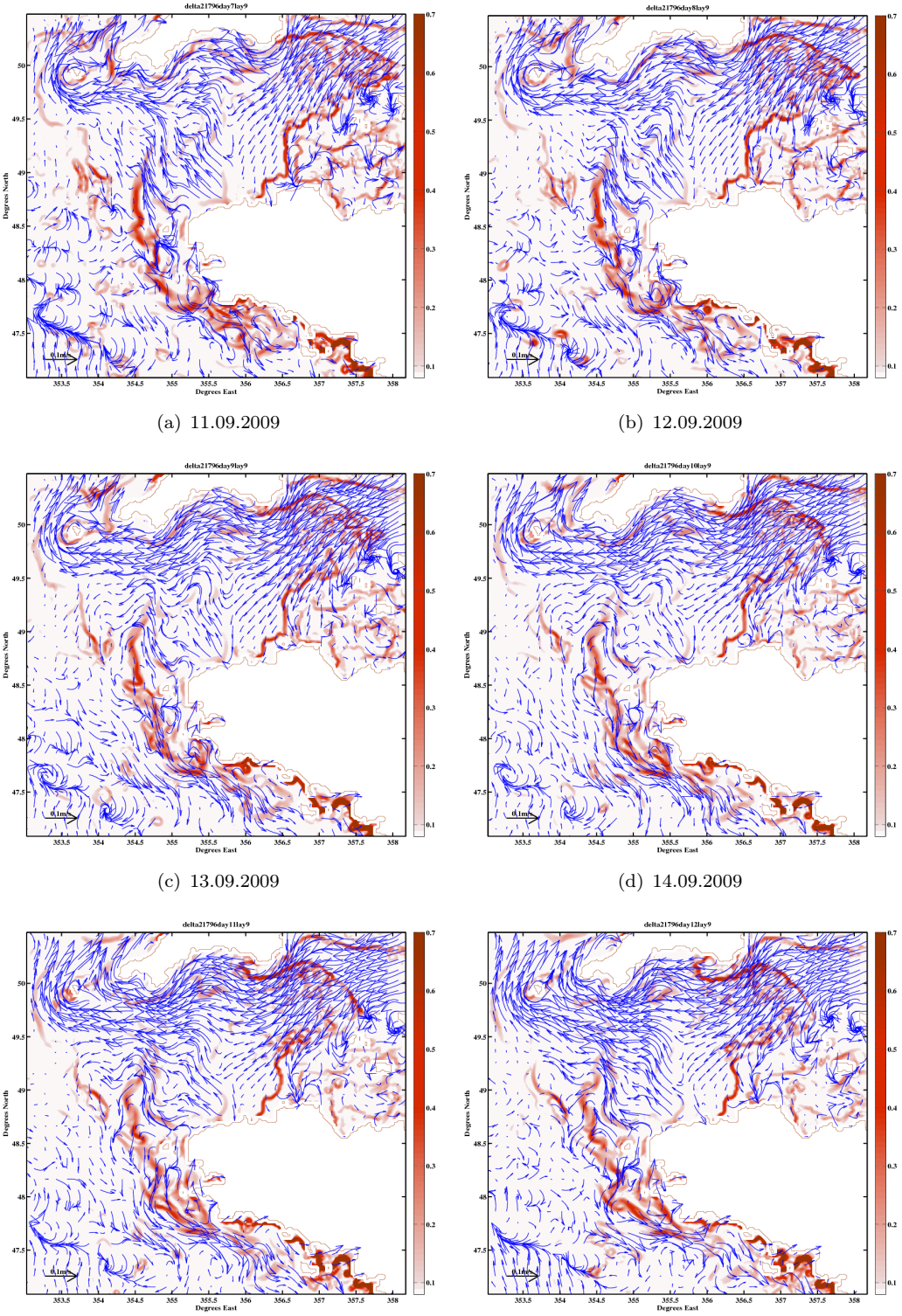


(a) 05.09.2009 (b) 06.09.2009

(c) 07.09.2009 (d) 08.09.2009

(e) 09.09.2009 (f) 10.09.2009

FIG. 5.56: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} dans la couche 9 sur la période P_{Nord} du 05/09/2009 au 10/09/2009.

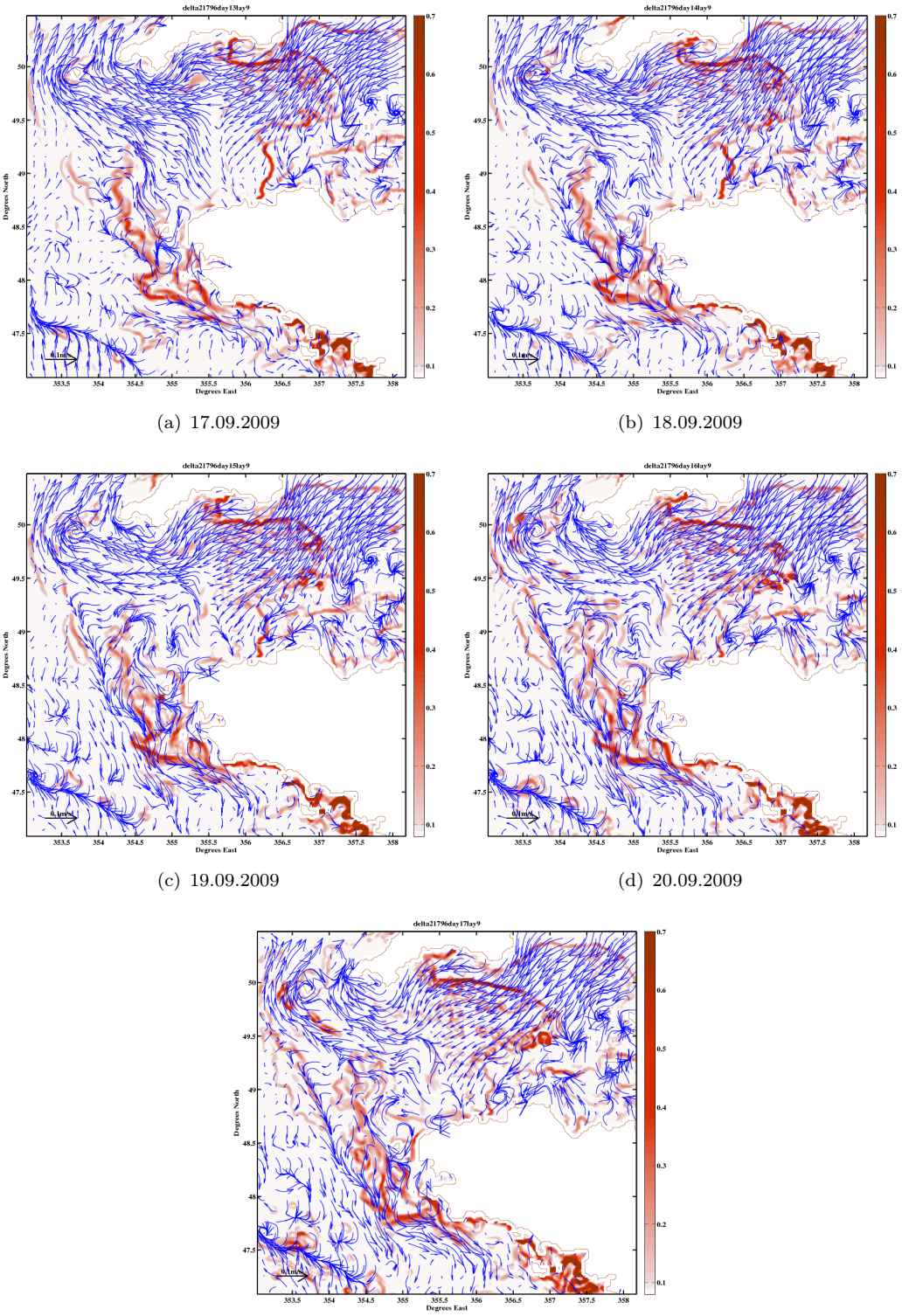


(a) 11.09.2009 (b) 12.09.2009

(c) 13.09.2009 (d) 14.09.2009

(e) 15.09.2009 (f) 16.09.2009

FIG. 5.57: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Nord} du 11/09/2009 au 16/09/2009.



(a) 17.09.2009

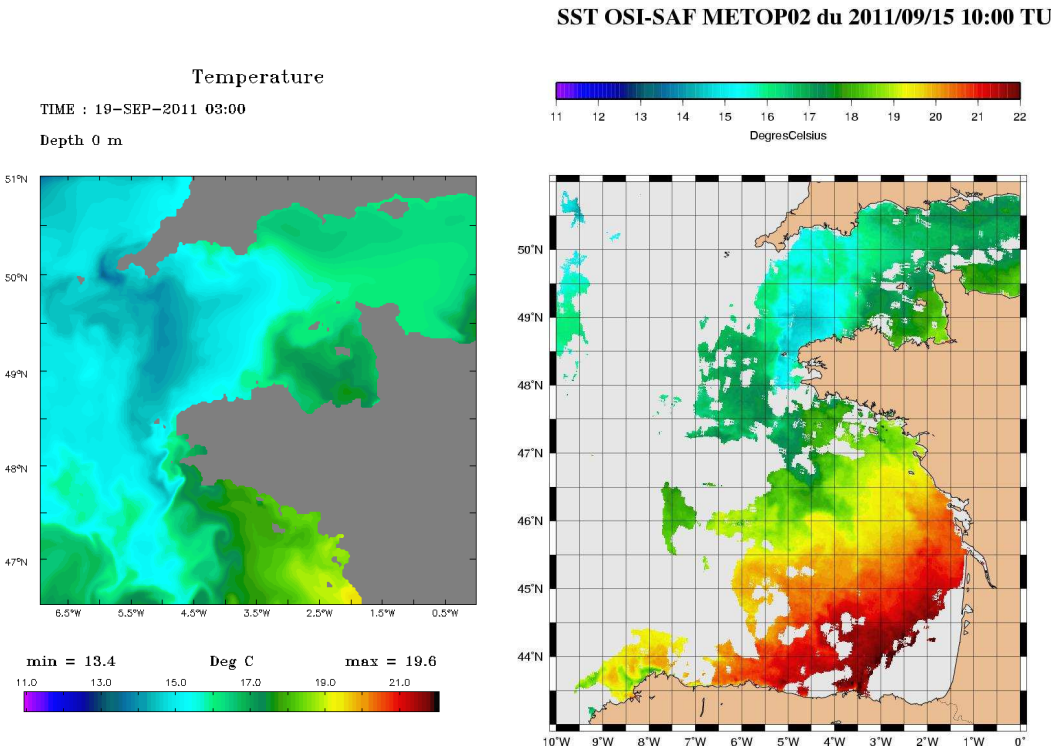
(b) 18.09.2009

(c) 19.09.2009

(d) 20.09.2009

(e) 21.09.2009

FIG. 5.58: $\mathbf{U}_{48h}$ (en bleu) et gradient de température Δ_{Temp} en rouge dans la couche 9 sur la période P_{Nord} du 17/09/2009 au 21/09/2009.



(a) SST Hycom (Flux Arpège) (en ° C) le 19.09.2011 (b) NOAA-NARR SST (en ° C) le 15.09.2011

FIG. 5.59: Champ de température de surface dans Hycom (flux Arpège) et image satellite OSI-SAF correspondante le 15/09/2011

5.4.4 Bilan des processus identifiés

Les études des sections 5.4.1, 5.4.2 et 5.4.3 permettent de mettre en évidence plusieurs effets différents des flux atmosphériques sur le front.

Les épisodes de vent ont différents impacts selon leur caractéristique ; les épisodes de vent fort ponctuels semblent avoir peu d'effet sur la dynamique frontale en général. En revanche un épisode long va induire un courant résiduel pouvant atteindre 20cm/s en surface et dont la direction dépend de la direction du vent, de la durée de l'épisode venteux et de la surface soumise au stress de vent principalement. Ainsi un vent fort mais variable induira un courant d'Ekman associé à un transport à la droite du vent. Le courant, variable en direction, aura pour effets principaux de contribuer au mélange des premiers mètres de la colonne d'eau, ce qui facilite une signature en surface des eaux froides de subsurface, et de maintenir la production d'eaux mélangées dans les ZMP et, par dispersion, dans la thermocline. Les épisodes de vent fort longs et de direction plus constante peuvent également entraîner un courant et un transport d'Ekman global des eaux mélangées de part et d'autre de la pointe Bretonne, comme observé pendant les semaines précédent la période P_{Sud}. Si la stratification est suffisamment élevée lors de ces processus advectifs, et l'excitation des ZMP suffisante pour maintenir la production d'eau homogène, les anticyclones qui se forment en subsurface dans les ZMP se détachent et sont guidés vers le sud sous l'effet du courant, de la côte et de la bathymétrie particulière, et développent des méandres en subsurface. Ces instabilités de subsurface peuvent alors interagir avec la couche de surface plus chaude et apparaître en surface, ou ne pas signer sur les images altimétriques. Une faible variation de la stratification positive ou négative peut, d'après les expériences théoriques, jouer un rôle décisif dans les caractéristiques de ces instabilités de subsurface.

Les épisodes de vent fort longs et de direction globalement constante sur la Manche tendent à créer un gradient de surface libre et à induire un courant fort touchant la majeure partie de la colonne d'eau. Dans le cas observé d'un vent soufflant vers le Sud-Ouest, le courant d'Ekman accumule les eaux le long des côtes Britanniques, et engendre ainsi un courant géostrophique d'Est en Ouest en Manche pouvant dépasser les $20cm/s$ et qui se superpose aux courants d'Ekman (réduits de plus de 80% à 20m de profondeur). Ces courants géostrophiques ont la particularité d'entraîner la colonne d'eau sur une grande profondeur. Lorsqu'un tel courant est établi et qu'il est permanent sur plusieurs jours, il peut théoriquement (d'après les études académiques réalisées) advecter en bloc les structures frontales, type d'advection observée en fin d'été 2009 (période P_{Nord}).

Ces études ont montré que l'évolution d'un front n'est pas uniquement liée aux phénomènes de mélange et de friction qui dictent la localisation des fronts profonds et de surface, mais également au déplacement d'eaux homogènes en subsurface provenant de zones de mélange privilégié et pouvant interagir avec les couches supérieures ou inférieures. La dispersion de ces eaux homogènes, capturées dans des structures tourbillonnaires issues des instabilités baroclines, est soumise à des paramètres locaux ou environnementaux tels que la stratification, la topographie ou la présence de la côte, et peut expliquer certains phénomènes tel que le développement de méandres au Sud du Front d'Ouessant en milieu d'été, ou encore les apparitions brèves d'une langue froide montant le long des côtes Bretonnes. Ces études ont également montré que le gradient thermique de surface n'est pas toujours co-localisé avec le gradient thermique de subsurface. L'hypothèse défendue ici selon laquelle des eaux froides de subsurface provenant des ZMP peuvent interagir avec la turbulence de la couche de surface (ou de fond) et ainsi signer en SST renforce la nécessité pour les modèles réalistes de prescrire des flux atmosphériques précis et haute fréquence et d'optimiser les schémas de mélange pour représenter correctement les phénomènes frontaux.

Chapitre 6

Résultats principaux et perspectives

6.1 Résultats principaux des études académiques et réalistes

Les études académiques de la section 3 ont mis en évidence le rôle prédominant de l'instabilité barocline dans la production et la dispersion des eaux localement homogénéisées dans un milieu stratifié. La forme du panache d'eaux mélangées et le taux de production de ces eaux dépend de la capacité des processus dispersifs à renouveler les eaux stratifiées dans la zone de mélange et par là même à permettre l'homogénéisation de nouvelles masses d'eaux. L'instabilité barocline étant le processus le plus efficace à disperser les masses d'eaux mélangées, tout processus dispersif réduisant ou favorisant la production d'instabilité barocline, ou la dispersion des structures baroclines qui en émergent, a une influence significative sur le taux de dispersion. Des paramètres locaux et environnementaux tels que la topographie, la présence d'une côte, la stratification ou un courant ambiant modifient les processus dispersifs et ont a leur tour un impact non négligeable sur la dispersion en terme de vitesse de dispersion mais également en terme de direction prise par le panache. La friction de fond et l'intensité du mélange local ont des effets également significatifs mais plus difficiles à prévoir. Ces effets sont, de plus, rapidement limités par la capacité des processus dispersifs à renouveler les eaux stratifiées dans la zone de mélange.

Ces études en configuration simplifiée sont à rapprocher de l'étude de la délimitation du panache du front d'Ouessant. La théorie et les résultats de modèle simplifié montrent en effet que les eaux mélangées localement se dispersent sous l'effet de l'instabilité barocline et sont transportées loin de la zone de mélange dans une couche intermédiaire en subsurface. Cette couche contient ainsi une eau aux propriétés en température, salinité et densité différentes des couches avoisinantes de surface et de fond. Des observations en

mer à la hauteur du front ont montré une telle pénétration d'eaux homogènes dans la thermocline depuis leur zone de production, suggérant alors que ce mécanisme de dispersion observé en configuration académique peut être retrouvé en réalité. L'analyse des limites frontales en surface et subsurface dans le modèle réaliste a montré que le maximum de gradient thermique visible en surface n'était pas toujours localisé au dessus de celui de subsurface, qui marque la position du front de surface. Ces différences, souvent attribuées à une pénétration plus ou moins forte des flux atmosphériques dans la colonne d'eau et à un équilibre variable entre flux de flottabilité et énergie de mélange, peuvent alors également être expliquées par la présence d'eaux mélangées dans la couche intermédiaire. Ces structures, anticycloniques, épaississent la couche qui les contient et facilitent ainsi la création d'eaux mélangées froides à tempérées en surface. Elles peuvent interagir avec le champ de vorticité ambiant (notamment associé à des courants baroclines), ou avec des pôles de vorticité au dessus ou en dessous de la thermocline et ainsi développer des méandres en subsurface.

Une topographie en pente et la présence d'une côte combinés ont un double effet, restrictif sur la taille des instabilités (et consécutivement sur le taux de production), et directif sur le panache, qui longe alors la côte vers le Nord. La côte tend également à favoriser le transport de vortex anticycloniques vers le Sud par effet miroir. L'advection de structures baroclines par un courant côtier de Kelvin a été mis en évidence dans une étude connexe. Ce processus tend le plus souvent à propager des eaux homogènes le long de la côte vers le Nord. Dans l'océan, le panache du front d'Ouessant longe souvent la côte vers le Nord-Est en suivant les isobathes. Plus spécifiquement, des renforcements du gradient de température parallèlement et proche à la côte suite à une turbulence accrue au niveau des zones de mélange, et associé à un courant côtier visible en surface et subsurface vers le Nord, suggèrent l'existence de courants côtiers de type Kelvin similaires à ceux mis en exergue dans les études académiques. Néanmoins, le suivi d'eaux mélangées depuis les zones de mélange de Sein et d'Ouessant n'ont pas permis de mettre en évidence un tel mécanisme, ni d'expliquer la formation ponctuelle de ce gradient le long de la côte. Un développement de méandres vers le Sud est souvent observé au mois d'Août. Les structures émergeant d'instabilités produites au niveau des zones de mélange étant principalement anticycloniques, leur advection vers le Sud due à l'effet miroir a été envisagée puisque ce processus a été au préalable vérifié dans les études académiques. Néanmoins, un fort épisode de vent constant, qui a engendré un courant de grande échelle orienté vers le Sud et le Sud-Est, est probablement à l'origine de ce développement typique du front pour l'année 2009. Une forte stratification, typique de cette période, semble être un second facteur nécessaire à l'amplification de ces instabilités et à leur développement. Les études académiques ont en effet montré qu'une hausse de la stratification entraîne

une augmentation de la taille des vortex, ce qui favorise la production d'instabilité barocline et la dispersion des eaux homogènes transportées au coeur des structures baroclines émergentes. En parallèle, l'affaiblissement du couplage entre les couches contraint la production d'instabilité, mais cet effet reste faible par rapport au précédent.

En configuration simplifiée, un courant ambiant favorise le renouvellement des eaux stratifiées dans la zone de mélange, si bien que son effet principal est d'accroître la dispersion. Le taux de production augmente alors linéairement avec la vitesse du courant. Lorsque la zone de mélange est proche d'une côte Est en revanche, l'effet miroir (et la pente si elle est significative) tend à créer un effet cinématique contraignant l'advection des masses d'eaux par un courant orienté vers le Nord. Dans ce cas là, les eaux homogènes sont libérées de la zone de mélange de façon périodique et la dispersion est fortement réduite. Ces résultats suggèrent que, dans l'océan, un panache tel que celui du front d'Ouessant pourrait être davantage influencé par un courant orienté vers le Sud que vers le Nord. Le développement des instabilités au Sud du front au mois d'Août survient sur une période où les vents engendrent un courant constant vers le Sud, ce qui pourrait être une autre origine, ou un facteur déclenchant supplémentaire, de ce développement particulier. En revanche aucune advection directe d'eaux homogènes vers le Nord n'a pu être reliée à un courant ambiant dans cette même direction. Le panache prend néanmoins une direction plein Nord en Septembre 2009, mais cette configuration survient suite à un déplacement d'Est en Ouest de toute la colonne d'eau. Sur cette période, un courant géostrophique intense sur toute la colonne d'eau s'installe dans la Manche d'Est en Ouest suite à un épisode de vent fort et constant. Un rapprochement peut raisonnablement être fait entre ce courant quasiment barotrope et un déplacement "en bloc" de la limite Ouest du panache. L'affaiblissement des flux radiatifs typiques de fin d'été peuvent également expliquer en partie un retrait vers l'Ouest du front thermique, au moins en surface.

Les études académiques ont montré qu'augmenter l'intensité du mélange local augmente également le taux de production d'eaux mélangées, jusqu'à une intensité de mélange seuil au delà de laquelle les processus dispersifs sont insuffisants à disperser l'eau homogénéisée produite et ainsi à renouveler les eaux stratifiées dans la zone de mélange. Il apparaît également que la présence d'une côte et d'une topographie en pente, qui réduisent l'efficacité des processus dispersifs, baissent la valeur du seuil au delà duquel le mélange n'a plus d'effet favorisant sur la production d'eaux homogènes. Dans la réalité, cela suggère que toute excitation de la dynamique sur les zones de mélange de Sein et d'Ouessant, qu'elle provienne de vents forts et inconstants en direction, ou des marées de vives eaux [1], pourrait avoir un impact sur la production d'eaux homogènes, tant que les processus dispersifs sur la zone suffisent à advecter les masses d'eaux mélangées produites loin des zones de mélange. Des épisodes de vents inconstants et forts sont visibles sur l'été 2009,

[1] Leur influence a déjà été étudiée dans la littérature et ne semble pas significative

et ne semblent pas influencer le panache de façon significative (si ce n'est pour l'apparition d'une langue d'eau froide le long de la côte lorsque l'épisode venteux se superpose à un réchauffement des couches de surface. Les processus régissant la délimitation de cette langue d'eau froide ne sont pas expliqués à ce stade). Cela suggère que les conditions d'été (stratification élevée) et la configuration du site (topographie, côte) créent un potentiel dispersif, sur la zone et sur cette période, trop faible pour que les événements d'intensification de mélange dûs à des vents ponctuels n'aient une influence significative sur le panache. En revanche, un suivi des masses d'eaux mélangées, produites entre Mars et Octobre, a permis de mettre en évidence une influence non négligeable du cycle vives-eaux / mortes-eaux, d'une part, et des événements de vent fort et constant sur plus d'une semaine (et les courants de grande échelle associés) d'autre part, sur la production des eaux homogénéisée dans les ZMP de Sein , d'Ouessant et des Scilly.

6.2 Perspectives

Des hypothèses simplificatrices aidant à dissocier les effets des paramètres environnementaux et locaux sur la dispersion ont été faites dans les expériences académiques et posent des limites aux résultats obtenus. Il était néanmoins nécessaire de ne représenter qu'une zone de mélange locale, et de proscrire de l'étude toute autre source de mélange, afin de ne garder que les processus dispersifs dus à l'instabilité barocline (ou à la propagation dipolaire) et à la configuration (topographie, côte, paramètres influençant la dispersion des structures baroclines) et de pouvoir suivre les masses d'eaux mélangées par leur anomalie de vorticité potentielle.

Le choix de mener les études en configuration simplifiée sur le plan f, notamment, ne permet pas de prendre en compte les effets dispersifs β planétaires qui jouent directement, et de façon similaire à la topographie, sur la propagation dipolaire. Ainsi, si des structures tourbillonnaires se forment au dessus d'une topographie plate ou très faiblement pentue, on peut s'attendre à ce que le panache observé ne soit pas entièrement chaotique comme montré dans les simulations académiques par fond plat, mais dirigé selon une direction Est-Ouest, de même qu'une faible pente aura tendance à diriger les eaux mélangées vers le Nord (notons cependant que l'effet β planétaire devient négligeable devant l'effet β topographique pour des pentes relativement faibles et réalistes). De même la topographie est, dans les zones comme la mer d'Iroise, marquée par de nombreux monts et canyons sous-marins, qui engendrent des processus advectifs et d'érosion non reproduits dans nos configurations idéalisées. L'instabilité barocline étant le principal moteur de la dispersion, ces mécanismes dispersifs, qui tendent à en modifier les caractéristiques, vont, dans la réalité, avoir un effet non négligeable sur les panaches d'eaux mélangées.

Les variations de mélange dues au cycle de marée de vives et mortes eaux, ainsi que les sources de mélange que représentent le stress de vent et la dissipation des ondes internes ne sont pas non plus représentées. Or, si la dispersion d'eaux homogénéisées dans les couches intermédiaires peut être étudiée par l'analyse du taux de production d'eaux mélangées dans nos études académiques, la variabilité de l'extension d'un panache dans l'océan ne peut être associée à une seule source de mélange. Les études en configuration réaliste permettent ainsi d'ajouter au système fermé des expériences académiques les effets d'une stratification variable, ainsi que ceux dus au mélange induit par le stress de vent et les marées, sur le panache de subsurface et sa signature en surface. L'interprétation de des résultats restent cependant tributaire des erreurs inhérentes à la modélisation, erreurs qui peuvent être difficiles à quantifier, notamment en raison du manque de données observationelles. Les effets des variations saisonnières de la stratification sur le panache, notamment, si elles sont prévisibles par la théorie et les résultats académiques, sont difficiles à vérifier dans l'océan car cela requiert de nombreuses données in situ.

Les études en configuration réaliste ont néanmoins montré que l'étude du front par la modélisation permet d'obtenir de précieuses informations sur l'influence des processus basse fréquence sur les limites frontales. Par ailleurs, elles ont permis de mettre en pratique un outils de filtrage optimisé. Son efficacité à extraire de la dynamique générale les processus à basse fréquence de mésoéchelle a permis de mettre en exergue les courants d'Ekman, les courants géostrophiques, les courants de rectification de marée, ou encore la dynamique frontale. Cet outils, employé sur une plus grande fenêtre temporelle et sur plusieurs niveaux verticaux, devraient fournir des informations plus précises sur l'influence des cycles de marée et des flux atmosphériques sur l'évolution du panache en surface mais aussi en profondeur. Cet outils de filtrage reste néanmoins coûteux, car il requiert, pour une précision optimale, des sorties de modèle au moins horaires, voire d'un échantillonnage plus important.

En parallèle, un suivi des masses d'eaux mélangées de leur zone de production vers la mer d'Iroise et la Manche à l'aide de traceurs a permis de valider l'existence d'un transport des eaux homogénéisées dans une couche de subsurface depuis des zones de mélange privilégiées. Il a ainsi été possible de distinguer, d'une part, les effets des mécanismes de réchauffement et de mélange, et, d'autre part, les effets des processus advectifs, sur la localisation des fronts de surface, de subsurface, mais aussi de fond. Les résultats ont également souligné la nécessité de prendre en compte la dispersion des eaux mélangées plus au Nord au niveau des Iles Scilly pour affiner la compréhension de la variabilité de l'extension du Front d'Ouessant. Une étude similaire du panache des Scilly, ainsi que son interaction avec le panache d'Ouessant, est donc une perspective logique de cette étude, tant au niveau de la validation des résultats des études académiques portant

sur les configurations en océan ouvert que pour approfondir notre comprehension de la variabilité du front d'Ouessant.

Les études en configuration académique montrent que la friction de fond réduit de façon radicale la production et la propagation de structures baroclines. La dynamique de la couche de fond est inhibée, et la dynamique globale s'apparente alors à une dynamique de gravité réduite. Bien que l'effet global soit une réduction drastique du taux de dispersion, certains processus dispersifs dépendant de la structure verticale des courants et vortex peuvent être amplifiés et alors modifier la forme du panache. La friction quadratique paramétrisée dans HYCOM reste fixe dans les études réalistes faites, ce qui ne permet pas d'étudier les effets de ce paramètre sur le panache. La réaction radicale de la dynamique en réponse à une augmentation du coefficient de friction de fond, même faible, dans les expériences académiques, encourage à analyser les effets de différentes paramétrisations de la friction de fond sur le panache (linéaire, quadratique, schéma de fermeture KPP bottom, friction spatialement adaptée...). Il apparaît notamment nécessaire de paramétrer la friction de fond en fonction des différentes fréquences associées à la dynamique. Dans le cas des fronts tidaux, cela permettrait de dissocier les paramétrisations de la friction due aux courants géostrophique de celle due à la marée, et ainsi de représenter de façon indépendante le panache et le signal de marée (Bell [1975], Arbic and Flierl [2004]). Les outils de filtrage et de traçage du mélange décrit précédemment permettraient alors une analyse couplée des évolutions des fronts de surface et de fond. Un décalage entre ces deux fronts est en effet observé dans la nature, et les études académiques ont montré qu'il était favorisé, et en partie dû, à la friction de fond.

D'autre part, le modèle ne représente pas de façon précise la dynamique dans les zones de faible profondeur. Dans ces zones, la paramétrisation de la friction de fond est critique : l'interaction entre la circulation générale et la friction pourrait modifier le signal de marée. En outre, les composantes de marée prescrites dans le modèle HYCOM sont issues de l'atlas global Mog2D de faible résolution aux côtes. Des modèles, également basés sur une grille non structurée et dont le pas dépend de l'échelle horizontale associée au signal de marée, mais de plus haute résolution (de 20km en eaux profondes à moins d'1km à la côte) voient le jour (cf modèle T-UGOm du POC) et pourraient être utilisés afin d'obtenir des signaux de marées barotrope et baroclines plus précis sur notre zone d'étude. La résolution au 1.7 km est également une limite dans nos études, puisque comme vu sur les images satellites, elle ne permet pas de résoudre les instabilités de très faible échelle bordant le front. Le rayon de déformation interne (et donc la taille typique des instabilités) sur la zone du front d'Ouessant peut, selon la zone et la stratification, être inférieure à 5km. Dans ces zones, une résolution à 1.7km devient trop faible et ne permet pas de représenter correctement les processus d'instabilité à ces échelles.

Enfin une étude en configuration académique a traité des propriétés advectives d'un courant côtier de type Kelvin (de gradient de vorticité potentiel nul), et motive une étude plus poussée de l'effet des courants cisaillés horizontalement sur des vortex monopolaires. Des processus de déformation dus à la côte et le signe en PVA des vortex semblent responsables d'une dissymétrie d'évolution et de stabilité entre vortex cycloniques et anticycloniques dans le courant. Ce processus est visible dans les études de sensibilité à la friction de fond en configuration académique.

Annexe A

Le critère d'Okubo-Weiss

Le critère d'Okubo-Weiss (COW) (Okubo [1970] ; Weiss [1991] ; Herbette [2003]) permet de différencier, pour un traceur donné Q, conservé dans l'écoulement de façon lagrangienne, les zones de production ou de destruction de gradient de Q. En prenant comme traceur la vorticité potentielle, le COW permet de distinguer les zones de filamentation (production de gradient de Q), des zones d'homogénéisation (destruction de gradient de Q). Ce critère, appliqué à un vortex dans un écoulement ambiant, permet ainsi d'étudier les mécanismes de filamentation et d'érosion engendrés par le champ de vitesse ambiant sur le vortex (voir Herbette [2003] pour une démonstration du critère et son application à des études d'érosion cinématique de vortex.)

Les équations de conservation du traceur et de l'évolution de son gradient s'écrivent comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{DQ}{Dt} &= 0 \\ \frac{D\left(\nabla Q\right)}{Dt} &= -\underline{\underline{\nabla \mathbf{U}}}^T.\nabla Q \end{aligned} \tag{A.1}$$

La transposée du gradient de vitesse peut se développer en un tenseur de déformation, un tenseur de vorticité (antisymétrique) et un tenseur de divergence (symétrique) selon la formule :

$$\underline{\underline{\nabla \mathbf{U}}}^T = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} \sigma_n & \sigma_s \\ \sigma_s & -\sigma_n \end{bmatrix} + \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 0 & \zeta \\ -\zeta & 0 \end{bmatrix} + \frac{1}{2}\begin{bmatrix} \delta & 0 \\ 0 & \delta \end{bmatrix} \tag{A.2}$$

où :

$$\sigma^2 = \sigma_n^2 + \sigma_s^2 = (\partial_x u - \partial_y v)^2 + (\partial_x v + \partial_y u)^2 \quad \text{est le tenseur de déformation}$$
$$\zeta = \partial_x v - \partial_y u \quad \text{est la vorticité relative}$$
$$\delta = \partial_x u + \partial_y v \quad \text{est le terme de divergence}$$

L'hypothèse des fluides incompressibles permet d'annuler les termes de divergence.

En reprenant l'hypothèse de conservation lagrangienne de Q, l'équation de dérivée partielle Eq.A.1 admet une solution de la forme $|\Delta Q| = |\Delta Q_0| exp \pm \alpha t$ avec $\pm\alpha$ les valeurs propres de l'Eq. A.2 et définies par $\alpha = \frac{1}{2}\sqrt{\sigma^2 - \zeta^2}$. On définit alors le critère d'Okubo-Weiss $COW = \sigma^2 - \zeta^2$.

Ainsi, pour un COW positif, les valeurs propres α sont réelles, et le gradient de vorticité potentielle augmente, montrant une zone de filamentation. Pour un COW négatif, les valeurs propres α sont imaginaires et les effets rotationnels de vorticité l'emporte sur la déformation.

Annexe B

Advection d'un tourbillon par un courant côtier de Kelvin (rapport de Guillaume Frelin)







Rapport de Projet Personnel en Laboratoire
Date de soutenance : 2 septembre 2010

Étude du transport de structures tourbillonnaires par les courants côtiers de Kelvin

Guillaume Frelin

Encadrement au SHOM : Yves Morel et Audrey Pasquet
Encadrement à l'ENSTA : Karine Béranger

Projet réalisé au Centre militaire d'Océanographie (CMO)
du Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM)

Étude du transport de structures tourbillonnaires par les courants côtiers de Kelvin

Guillaume Frelin

RÉSUMÉ

Ce rapport présente les résultats d'une étude sur le transport de structures tourbillonaires par les courants côtiers de Kelvin. Effectuées à l'aide du modèle numérique MICOM du SHOM utilisé en configuration adiabatique et simplifiée avec deux couches, les simulations ont permis de révéler des interactions courant-tourbillon de deux natures : l'advection des tourbillons cycloniques et anticycloniques, et la déformation des cyclones de faible rayon.

Dans un premier temps, nous voyons que les tourbillons placés dans un courant de Kelvin se déplacent parallèlement à la côte, dans le sens du courant. La vitesse de déplacement du tourbillon diffère de la vitesse du courant en raison de la proximité de la côte. Cette proximité se traduit par une modification de la vitesse de déplacement d'une part en raison de l'effet miroir, et d'autre part en raison de la déformation subie par le tourbillon.

Puis dans un second temps, nous observons l'étirement de tourbillons cycloniques de faible rayon, provoqué par le cisaillement horizontal du courant de Kelvin.

MOTS CLÉS : Modélisation numérique de la dynamique océanique ; Vortex ; Vorticité potentielle ; Courant de Kelvin

ABSTRACT

This paper presents the results of a study on transport of vortices by coastal Kelvin currents. Using the numerical model MICOM in adiabatic and simplified configuration with two layers, the simulaitons have revealed two different types of interactions between the vortices and the current : the advection of both cyclonic and anticyclonic vortices, and the distortion of small radius cyclones.

First, it is shown that vortices situated in a Kelvin current move parallel to the coast, in the same direction as the current. The travelling speed of the vortex differ from the current speed because of the coast's closeness. This proximity causes a speed change because on one hand of the mirror effect, and on the other hand of the vortex reshaping.

Secondly, distortion of small radius cyclonic vortices caused by the current's horizontal shearing is studied.

KEY WORDS : Numerical Modeling of ocean dynamics ; Vortices ; Potential vorticity ; Kelvin current

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à Yves Morel, pour son accueil chaleureux, bien sûr, mais surtout pour le plaisir évident qu'il prend à transmettre son savoir.

Son travail d'encadrement a été brillament relayé par Audrey Pasquet, qui n'a pas économisé le temps qu'elle m'accordait, et qui n'a pas faibli devant son "jeune" stagiaire. Merci chef !

D'une manière plus générale, merci au reste de l'équipe (Stéphanie Corréard, Rémy Baraille, Son Hoang, Julien Lourdin et Flavien Gouillon) pour votre bon accueil. La variété culinaire de nos bons petits plats et la constance de votre bonne humeur font de la vie quotidienne dans la coursive du SHOM une vraie partie de plaisir. À cette ambiance générale s'ajoutent les petites attentions qui m'ont largement facilité la vie à Toulouse : Merci Rémy pour le véhicule d'occasion et merci Julien pour les outils qui m'ont permis d'en faire une Rolls-Royce. Merci Flavien pour ta compagnie en heures ouvrables et non-ouvrables, et pour tes analyses inégalables en matière de composition d'équipe.

Je remercie également le capitaine de corvette Philippe Guyvarc'h, mon tuteur "marine nationale" pour m'avoir suivi et épaulé dans ma recherche de stage, et pour continuer à le faire dans mon projet professionnel.

Table des matières

RÉSUMÉ **3**

REMERCIEMENTS **5**

1 Introduction **9**
1.1 Introduction . . . 9
1.2 Remarque : intérêt théorique de l'étude . . . 11

2 Advection d'un tourbillon par un courant côtier de Kelvin **13**
2.1 Les outils . . . 13
2.1.1 Le modèle numérique . . . 13
2.1.2 La vorticité potentielle . . . 14
2.2 Initialisation du modèle . . . 15
2.2.1 Initialisation du courant de Kelvin . . . 15
2.2.2 Initialisation du tourbillon . . . 16
2.3 Simulation d'un tourbillon dans un courant de Kelvin . . . 19
2.3.1 Dimensions et paramètres de la simulation . . . 19
2.3.2 Simulation de référence - premières observations . . . 19
2.3.3 Vitesse d'advection - effet mirroir . . . 20
2.3.4 Déformation des tourbillons cycloniques . . . 25

3 Conclusion et perspectives **29**

A Des équations primitives à MICOM **31**

B Calcul du profil du courant de Kelvin **35**

Table des matières

Chapitre 1

Introduction

1.1 Introduction

Jusqu'à la fin du XX$^{\text{ème}}$ siècle, la plupart des recherches sur la dynamique de l'océan se sont concentrées sur l'océan profond et les processus basses fréquences (ex : climat). La zone côtière bordant la Manche et le Golfe de Gascogne, et les intérêts économiques touristiques et militaires qu'elle représente ont conduit à la volonté de mettre en place un outil opérationnel d'informations environnementales maritimes. Dans ce cadre, le SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine) participe activement au projet inter-organisme EPIGRAM (Etudes Physiques Intégrées en Gascogne et Région Atlantique-Manche), dont le but est de mieux comprendre et modéliser les différents processus dynamiques principaux de la plate-forme continentale et des marges dans les régions "Manche" et "Golfe de Gascogne".

Un de ces processus physiques, la dynamique du "front d'Ouessant", fait actuellement l'objet d'une thèse menée par Audrey Pasquet [10] dont le sujet est la validation et/ou l'amélioration des modèles numériques déjà existants en utilisant les observations en mer sur la base d' études de processus océaniques identifiés.

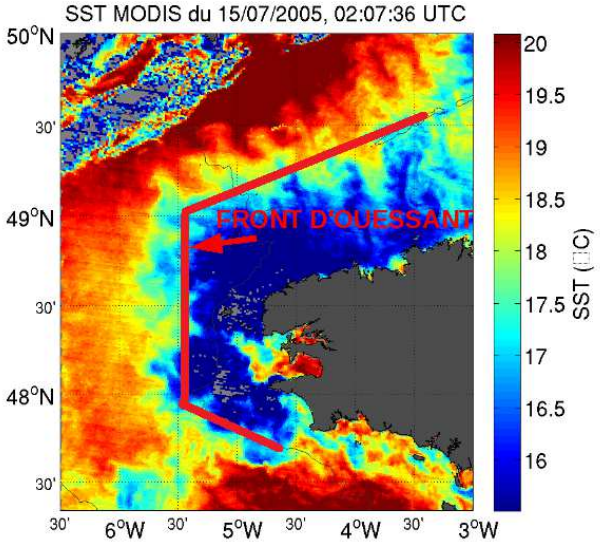


FIGURE 1.1 – Observation spatiale de la température de surface en Mer d'Iroise en été

Le front d'ouessant apparaît entre mai et octobre, lorsque le soleil chauffe les couches super-

ficielles de l'Atlantique nord. Il constitue la limite entre les eaux stratifiées en température du Golfe de Gascogne et une masse d'eau homogène située en Mer d'Iroise. La présence de cette masse d'eau homogène est due au mélange induit par l'action combinée des forts courants de marée et du vent au large de la pointe bretonne. La conséquence observable de ce mélange est la diminution de la température de surface, comme le montre la figure 1.1.

La première partie de cette thèse consiste à réaliser des études académiques afin d'affiner la compréhension du processus et de dégager les axes de recherche pour la seconde phase, qui est la validation et/ou l'amélioration du modèle.

Ces études académiques, effectuées à l'aide du modèle MICOM (Miami Isopycnal COordinate Model) du SHOM visent la compréhension des processus de dispersion d'eaux mélangées. Pour cela, on étudie la dispersion d'une masse d'eau mélangée soumise aux effets de différents paramètres de configuration initiale tels que la topographie (pente, côte), la stratification, l'intensification du mélange initial, l'application d'un courant barotrope et la friction de fond.

Dans ces simulations numériques, des paramètres tels que la friction au fond ou la topographie jouent un rôle majeur puisqu'elles influent sur la circulation dans la couche de fond. Ces phénomènes impliquent des modifications importantes des transports des structures tourbillonnaires par les processus de dispersion.

La figure 1.2 présente un exemple de ces simulations : on y voit la dispersion d'une masse d'eau mélangée initialement située contre la côte (à l'est) après 60 jours. L'onde de Rossby dûe à la topographie concentre le mélange contre la côte et dirige les structures d'instabilité vers le nord. On remarque dans les deux cas la formation d'une onde de Kelvin le long de la côte est, accompagnée dans le cas sans pente (à gauche) d'un transport de structures d'instabilité. Des études complémentaires (études de sensibilité au frottement de fond) ont montré que l'advection de ces structures est probablement dûe au courant de Kelvin induit par l'onde de Kelvin.

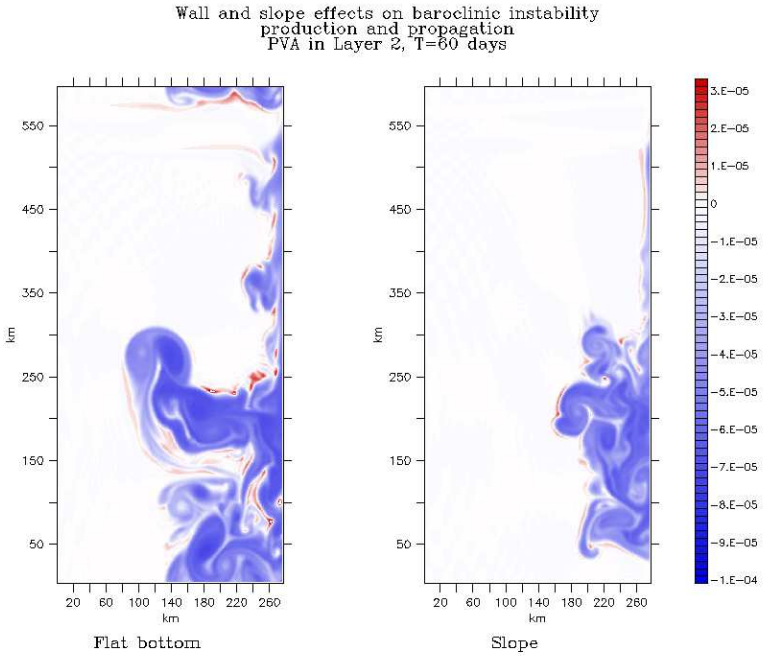


FIGURE 1.2 – Mise en évidence du transport vers le nord des eaux mélangées (en bleu)

L'objectif de cette étude est d'évaluer le comportement d'un tourbillon placé dans un courant de Kelvin. Dans un premier temps, nous étudions le phénomène de transport du tourbillon par le courant et mettons en évidence l'effet mirroir causé par la proximité de la côte. Puis, dans un second temps, nous portons notre attention sur la stabilité des tourbillons qui se trouvent dans un courant cisaillé horizontalement.

1.2 Remarque : intérêt théorique de l'étude

La présente étude revêt aussi un intérêt théorique. En effet, l'effet advectif d'un courant sur un tourbillon n'est pas un processus trivial. Si une particule inerte se fait simplement advecter par le courant à sa position, les tourbillons sont eux-mêmes associés à des courants circulaires qui interagissent avec les courants ambiants. L'étude de Vandermeirsch et al (2001) [14] a montré que, en océan ouvert, pour des tourbillons cohérents (c'est à dire capables de résister et de maintenir leur signature dans le flot ambiant) seul la partie barotrope du courant avait un effet sur le déplacement, des mécanismes de compensation annihilant l'effet de déplacement du courant. Ces mécanismes de compensation sont dûs à la capacité du vortex de déformer et d'homogénéiser le champ de vorticité potentielle du courant barocline, ce qui a pour effet d'annuler le courant ambiant localement au voisinage du tourbillon.

Les courants de Kelvin ont toutefois une particularité : ils sont intensifiés à la côte et n'ont pas de signature en vorticité potentielle, de telle sorte que l'effet homogénéisant du vortex sur la vorticité potentielle ambiante ne peut pas jouer ici et qu'on peut donc s'attendre à un maintient de l'effet advectif de la partie barocline du courant. C'est ce que notre étude va aussi tenter de vérifier.

Ces mécanismes et théories sont relativement complexes et pour résumer les choses de façon plus parlante on peut, dire que : les tourbillons sont capables d'agir sur le milieu ambiant et en particulier les courants ambiants, de les déformer et d'annihiler leurs effets ; ceci se traduit par un effet inattendu sur le déplacement de particules ; si deux groupes de particules sont insérées dans un courant ambiant, l'un dans un vortex et l'autre en dehors, le dernier va être transporté par le courant et celui piégé dans le vortex ne va pas bouger.

Dans le cas d'un courant côtier de type Kelvin, l'effet annihilant du vortex ne peut pas jouer et les particules situées dans le vortex devraient être elles aussi transportées par le courant ambiant.

Chapitre 2

Advection d'un tourbillon par un courant côtier de Kelvin

2.1 Les outils

2.1.1 Le modèle numérique

Le modèle numérique MICOM est un modèle en coordonnées isopycnales, c'est à dire que l'océan est représenté par un empilement de couches non miscibles, de masses volumiques constantes Bleck et Boudra 1981, Bleck et Boudra 1986, Bleck et smith 1990, Bleck et al. 1992 [1, 2, 3, 6]. Les différentes couches interagissent entre elles par le biais de la pression hydrostatique qui intervient dans l'expression du potentiel de Montgomery. Nous travaillons avec une version adiabatique du modèle MICOM : les équations de transfert de température et salinité sont négligées.

Dans notre cas, pour un modèle à 2 couches et sans topographie, les équations résolues sont les suivantes :

$$\partial_t u_k + \left(\vec{u}_k \cdot \vec{\nabla}\right) u_k - f\ v_k = -\frac{1}{\rho_0}\partial_x \mathcal{M}_k \tag{2.1}$$

$$\partial_t v_k + \left(\vec{u}_k . \vec{\nabla}\right) v_k + f\ u_k = -\frac{1}{\rho_0}\partial_y \mathcal{M}_k \tag{2.2}$$

$$\partial_t h_k + div\left(h_k \vec{u}_k\right) = 0 \tag{2.3}$$

$$\mathcal{M}_1 = \rho_0 g h_1 + \rho_0 g h_2 \tag{2.4}$$

$$\mathcal{M}_2 = \rho_0 g h_1 + \rho_0 g h_2 + \Delta\rho g h_1 \tag{2.5}$$

avec :
- $\vec{u} = (u, v)$ le vecteur vitesse,
- $\nabla = \partial_x + \partial_y$ le gradient horizontal,
- f le paramètre de Coriolis,
- h_k, h_1 et h_2 l'épaisseur des couches,
- $\mathcal{M}$ le potentiel de Montgomery,
- $k = 1, 2$ l'indice de couche,
- ρ_0 la masse volumique dans la couche de surface et $\rho_0 + \Delta\rho$ la masse volumique dans la deuxième couche,
- η l'élévation de la surface libre.

Ces équations s'obtiennent en réécrivant les équations primitives en coordonnées isopycnales (annexe A).

En pratique, on utilise un modèle à 2 couches sans topographie (avec une épaisseur $H = h_1 = h_2 = 500\ m$ au repos). On se place dans le plan f (le paramètre de Coriolis est constant) à la latitude moyenne du front d'ouessant (48°N), ce qui implique que $f = 7.10^{-5}\ s^{-1}$. Enfin, on prend $\rho_0 = 1000 kg\ m^{-3}$ et $\Delta\rho = 1 kg\ m^{-3}$.

2.1.2 La vorticité potentielle

La vorticité potentielle (PV) est une grandeur qui s'obtient à partir des équations primitives (annexe A). En prenant le rotationnel des équations du moment et en utilisant l'équation de continuité, on obtient :

$$PV = \frac{\zeta + f}{h} \tag{2.6}$$

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{\zeta + f}{h}\right) = \frac{1}{h}\vec{\nabla} \times \vec{F} \tag{2.7}$$

avec :

- $\zeta = \partial_x v - \partial_y u$ la vorticité relative,
- $\vec{F}$ les processus non adiabatiques (ex : Dissipation, diffusion).

La dynamique d'un fluide géophysique étant gouvernée, en première approximation, par l'équilibre géostrophique (i.e. la force de Coriolis compense le gradient de pression), la distribution de vorticité potentielle détermine de manière unique le champ de vitesse d'un fluide en équilibre géostrophique (Hoskins et al. 1985 [7]).

En l'absence de processus non adiabatiques ($\vec{F} = \vec{0}$), on déduit de l'équation 2.7 que la vorticité potentielle se conserve de manière lagrangienne. Cette particularité fait de la vorticité potentielle un traceur dynamique lagrangien particulièrement adapté à l'étude des tourbillons.

En effet, un tourbillon transporte une masse d'eau aux caractéristiques de salinité et de température différentes de celles du milieu environnant, et dont les particules fluides sont en rotation. La voticité potentielle est une quantité physique qui permet de distinguer l'eau appartenant à une structure tourbillonaire de son milieu ambiant.

L'anomalie de vorticité potentielle

On définit également l'anomalie de vorticité potentielle (PVA) :

$$PVA = H\left[\frac{\zeta + f}{h} - \frac{f}{H}\right] \tag{2.8}$$

$$= \frac{H}{h}\left[\zeta - \frac{f\Delta h}{H}\right] \tag{2.9}$$

avec $\Delta h = h - H$ la variation d'épaisseur d'une couche avec son épaisseur H au repos.

En filtrant ainsi la partie "planétaire" de la vorticité potentielle ($\frac{f}{H}$), on obtient une grandeur qui caractérise la "force" d'un tourbillon, et renseigne sur le sens de circulation géostrophique. Ainsi, dans l'hémisphère nord, un tourbillon associé à une anomalie de vorticité potentielle négative (respectivement positive) est un anticyclone (respectivement cyclone).

En faisant apparaître la vorticité potentielle ($PV = (\zeta + f)/H$), on constate que la PVA est une fonction affine de la PV, à condition que H et f soient constants (ce qui est vrai dans notre cas : $f = 7.10^{-5}\ s^{-1}$ et $H = 500\ m$). On peut en conclure qu'en l'absence de topographie et d'effet β (f varie linéairement avec la latitude y : $f = f_0 + \beta y$), l'anomalie de vorticité potentielle

se conserve de la même manière que la vorticité potentielle, ce qui en fait un traceur dynamique lagrangien.

2.2 Initialisation du modèle

2.2.1 Initialisation du courant de Kelvin

Une particularité du courant de Kelvin est d'avoir une PVA nulle, ce qui ce traduit dans l'équation 2.8 par :

$$\partial_x v_1 = f\frac{\Delta h_1}{H} \tag{2.10}$$

$$\partial_x v_2 = f\frac{\Delta h_2}{H} \tag{2.11}$$

L'utilisation des équations du moment :

$$\begin{aligned} fv_1 &= g\partial_x\left(h_1+h_2\right) \\ fv_2 &= g\partial_x\left(h_1+h_2\right)+g\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\partial_x h_1 \end{aligned} \tag{2.12}$$

nous mène au système

$$\begin{aligned} v_1 &= \frac{gH}{f^2}\partial_x^2\left(v_1+v_2\right) \\ v_2 &= \frac{gH}{f^2}\partial_x^2\left(\left(1+\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)v_1+v_2\right) \end{aligned} \tag{2.13}$$

La résolution de ce système (cf. annexe B) fait apparaître deux modes propres : le mode barotrope (constant sur toute la hauteur d'eau) et le mode barocline.

Le courant barotrope est de la forme :

$$V_{barotrope}\left(x\right) = \frac{V^0_{barocline}}{2}e^{-\frac{x}{R_{de}}} \text{ dans chaque couche} \tag{2.14}$$

avec $R_{de} = \dfrac{\sqrt{g2H}}{f}$ le rayon de déformation externe de Rossby.

et le courant barocline est de la forme :

$$V^1_{barocline}\left(x\right) = -\frac{V^0_{barocline}}{2}e^{-\frac{x}{R_{di}}} \text{ dans la couche de surface} \tag{2.15}$$

$$V^2_{barocline}\left(x\right) = \frac{V^0_{barocline}}{2}e^{-\frac{x}{R_{di}}} \text{ dans la couche de fond} \tag{2.16}$$

avec $R_{di} = \dfrac{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_0}gH/2}}{f}$ le rayon de déformation interne de Rossby.

L'application numérique pour les valeurs utilisées dans nos simulations ($g = 9.806\ ms^{-1}$, $H = 500\ m$, $f = 7.10^{-5}\ s^{-1}$ et $\Delta\rho/\rho_0 = 10^{-3}$) donnent :

- $R_{de} = 1414\ km$;
- $R_{di} = 22\ km$.

Nous verrons par la suite que les dimensions du tourbillon modélisé, ainsi que les distances mises en jeu sont de l'ordre du rayon de déformation interne. Le rayon de déformation externe étant très supérieur à ces valeurs, on peut considérer que le courant barotrope est uniforme sur toute la zone de simulation, son influence sur la dynamique ne présente donc pas d'intérêt.

Le courant de Kelvin utilisé ne sera donc constitué que du courant barocline vu ci-dessus (équations 2.15 et 2.16) avec une valeur du courant au bord égale à $v^0_{barocline} = 0,4\ ms^{-1}$.

Le profil de ce courant est représenté sur la figure 2.1

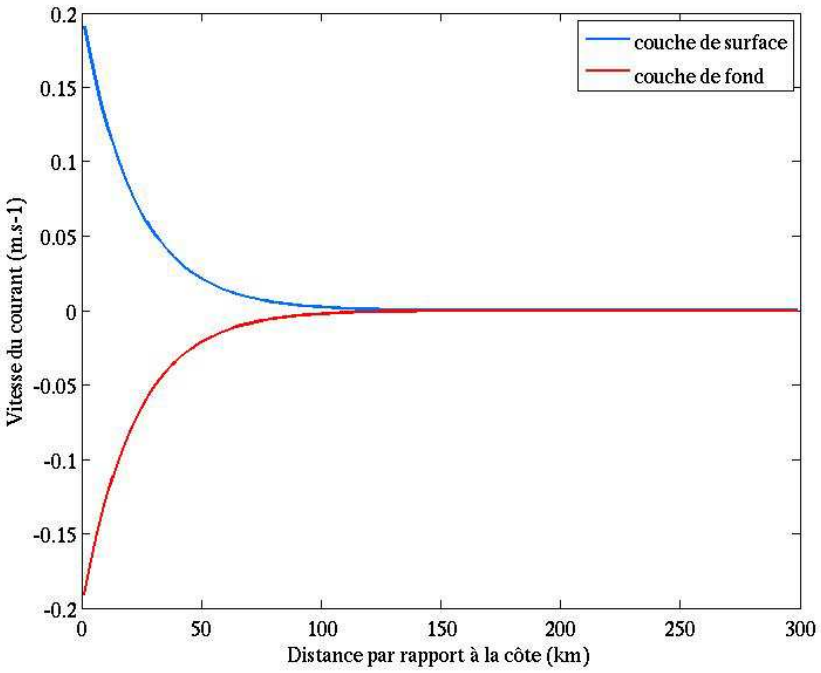


FIGURE 2.1 – Profil longitudinal de vitesse du courant de Kelvin

2.2.2 Initialisation du tourbillon

Dans cette étude, les tourbillons sont simulés par des noyaux d'anomalie de vorticité potentielle axisymétriques situés dans la couche de surface. On peut ainsi exploiter le caractère de traceur dynamique de la vorticité potentielle évoquée dans la section 2.1.2.

Profil de PVA

Ce profil, illustré par la figure 2.2, est de la forme suivante :

$$PVA \;=\; \Delta Q^0 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{R_v^2}\right) \tag{2.17}$$

avec :

- PVA l'anomalie de vorticité potentielle,
- ΔQ^0 le maximum d' anomalie de vorticité potentielle au centre du vortex,
- r la distance au centre du vortex,
- R_v le rayon caractéristique du vortex. Le profil de vitesse en cloche du tourbillon, visible sur la figure 2.2, s'étend à l'infini. Le rayon R_v permet de définir une taille caractéristique du tourbillon.

Inversion du profil

Une fois le profil de PVA établi, on obtient les champs de vitesse et d'épaisseur de couche nécessaires à l'initialisation du modèle en inversant l'équation de l'anomalie de vorticité potentielle. En coordonnées polaires, le systèmes d'équations à résoudre devient :

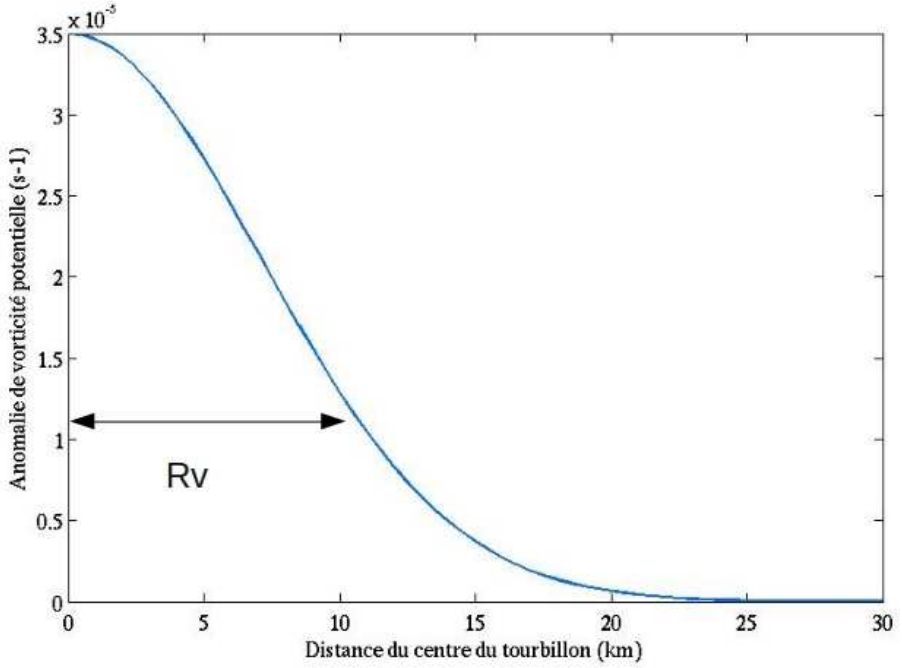


FIGURE 2.2 – Profil radial d'anomalie de vorticité potentielle dans la couche de surface

$$\frac{v_{\theta_k}^2}{r} + f v_{\theta_k} = \partial_r \mathcal{M}_k \tag{2.18}$$

$$\mathcal{M}_1 = \rho_0 g h_1 + \rho_0 g h_2 \tag{2.19}$$

$$\mathcal{M}_2 = \rho_0 g h_1 + \rho_0 g h_2 + \Delta\rho g h_1 \tag{2.20}$$

$$\zeta_k - f\frac{\Delta h_k}{H_k} = \Delta Q_k \left(1 + \frac{\Delta h_k}{H_k}\right) \tag{2.21}$$

avec :
- $\zeta_k = \frac{1}{r}\partial_r\left(r v_{\theta_k}\right)$ la vorticité relative dans la couche k ;
- v_{θ_k} la vitesse azimutale dans la couche k ;
- $\Delta h_k = h_k - H_k$ la variation d'épaisseur de la couche k.

Ce système n'est pas linéaire en raison de la présence du terme quadratique $v_{\theta_k}^2/r$. On utilise alors une méthode itérative qui approche la valeur de $v_{\theta_k}^2/r$ par sa valeur à l'itération précédente $v_{\theta_{k-1}}^2/r$.

En posant $F_k = \Delta Q_k\left(1 + \Delta h_k/H_k\right)$ nous obtenons un système itératif (pour l' étape n de calcul) :

$$\left(\underline{\underline{M}}\nabla^2\underline{\Delta h}^n\right)_k - f^2\frac{\Delta h_k^n}{H_k} = F_k + \frac{1}{r}\partial_r\left(v_{\theta_k}^2\right)^{n-1} \tag{2.22}$$

$$v_{\theta_k}^n = \frac{1}{f}\left(\underline{\underline{M}}\cdot\partial_r\underline{\Delta h}\right)_k - \frac{\left(v_{\theta_k}^2\right)^{n-1}}{fr} \tag{2.23}$$

avec $\underline{\underline{M}}$ la matrice reliant les potentiels de Montgomery aux épaisseurs de couche Δh_k.

Les équations 2.22 et2.23 forment donc un système linéaire d'équations aux dérivées partielles. Sa résolution s'effectue par le calcul des valeurs et vecteurs propres de $\underline{\underline{M}}$. Les itérations du calcul s'exécutent jusqu'à ce que l'écart ϵ entre deux valeurs successives de $\overline{\Delta h}$ soit suffisament petit : $max\left(|\Delta h_n - \Delta h_{n-1}|\right) \leq \epsilon$.

On prendra en pratique $\epsilon = 1mm$.

Les profils radiaux de vitesse azimutale et d'épaisseur de couche (dans la couche de surface) ainsi obtenus sont représentés sur la figure 2.3.

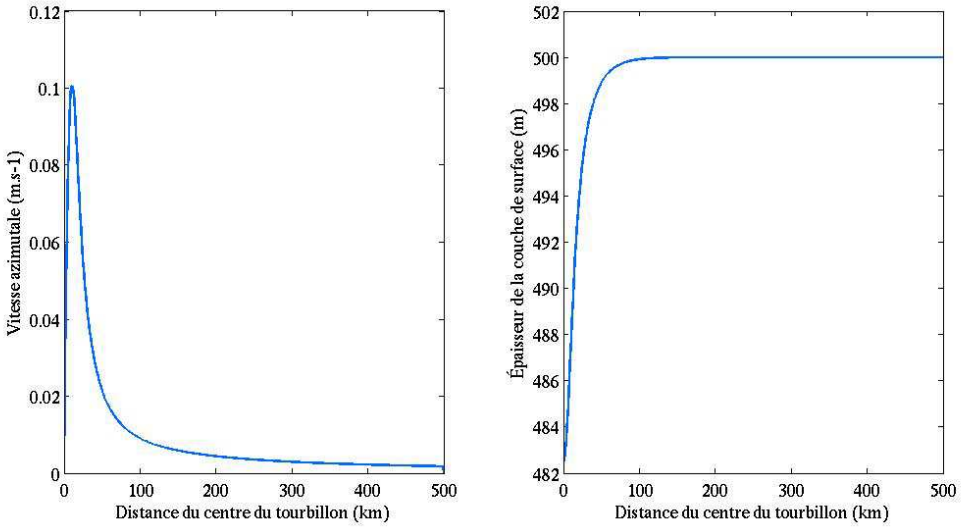


FIGURE 2.3 – Profils radiaux de vitesse azimutale et d'épaisseur de couche dans la couche de surface

2.3 Simulation d'un tourbillon dans un courant de Kelvin

Le but des simulations à venir est d'observer l'évolution d'un tourbillon situé dans un courant de Kelvin, c'est à dire à une distance de la côte de l'ordre du rayon de déformation interne ($R_{di} = 22\ km$). Pour cette raison, nous placerons un tourbillon à une distance variant entre 2 et 30 km de la côte, comme schématisé sur le schéma 2.4.

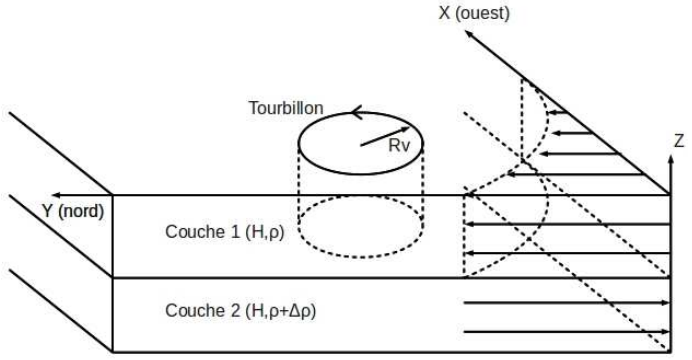


FIGURE 2.4 – schématisation des conditions initiales de simulation

Chaque simulation se fait pour deux tourbillons différents : un cyclone (PVA positive) et un anticyclone (PVA négative) au profil décrit par l'équation 2.17. Les deux tourbillons ont les caractéristiques suivantes :

- $\Delta Q^0 = \pm 0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$,
- $R_v = 10\ km$ ce qui correspond au profil présenté précédemment en figure 2.2.

2.3.1 Dimensions et paramètres de la simulation

La simulation se fait dans une région rectangulaire longue de 300 km en latitude et large de 150 km en longitude, et la grille a un pas de 2 km en longitude et latitude. Le modèle est périodique aux frontières nord et sud, afin de ne pas imposer de limite au courant qui s'écoule le long de la côte est, sur un axe sud-nord.

La durée de simulation est de 30 jours.

2.3.2 Simulation de référence - premières observations

La simulation de référence correspond à :

- distance à la côte de $r = 20\ km$,
- PVA au centre du tourbillon de $\Delta Q^0 = \pm 0,5 \times f = 3,5.10^{-5}\ s^{-1}$,
- rayon caractéristique du tourbillon de $R_v = 15\ km$.

Le résultat des simulations est représenté sur les figures 2.5 et 2.6 sur lesquelles on observe la position initiale (à gauche) et la position finale (à droite) du tourbillon. La vitesse d'advection du tourbillon est mesurée en suivant les positions de l'extremum de PVA (centre des tourbillons).

L'observation des résultats de cette simulation de référence donne deux informations intéressantes :

- les tourbillons se déplacent dans le sens du courant à une vitesse de l'ordre de grandeur de la vitesse du courant de Kelvin à cette même distance($7,9\ cm.s^{-1}$ vers le nord à cette distance de la côte),
- la vitesse de déplacement est différente selon le signe de la PVA dans le tourbillon.

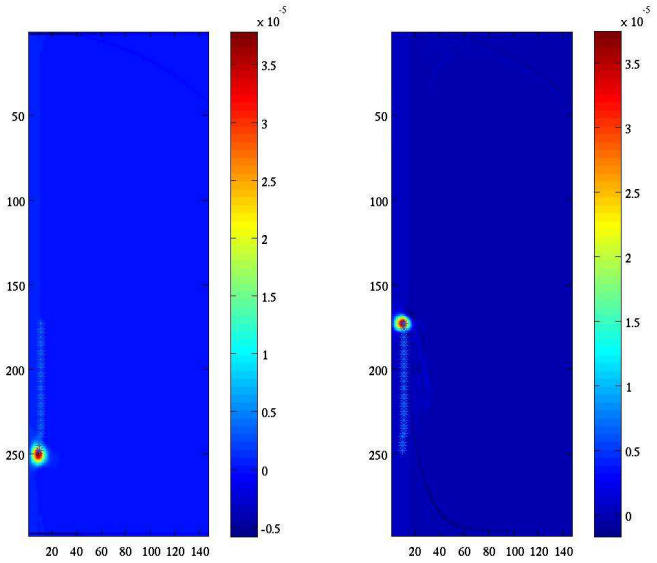


FIGURE 2.5 – vitesse d'advection du cyclone : $5,6\ cm.s^{-1}$

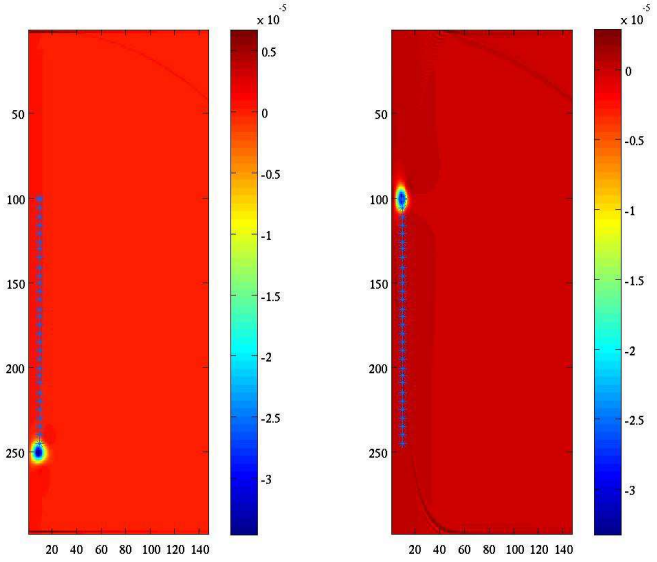


FIGURE 2.6 – vitesse d'advection de l'anticyclone : $10,8\ cm.s^{-1}$

2.3.3 Vitesse d'advection - effet mirroir

La simulation précédente a été renouvelée pour une distance vortex-côte variant entre 2 et 30 km. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 2.1.

TABLE 2.1 – Comparaison entre la vitesse du tourbillon et la vitesse du courant en fonction de la distance centre du tourbillon-côte

distance de la côte (en km)	2	4	10	14	20	30
vitesse du courant de Kelvin (en $cm.s^{-1}$)	17,7	16,1	13,9	10,6	7,9	5,1
vitesse d'advection du cyclone (en $cm.s^{-1}$)	10,1	9,2	7,2	6,5	5,6	3,9
vitesse d'advection de l'anticyclone (en $cm.s^{-1}$)	18,4	18,4	16,1	13,9	10,8	6,9

Ces résultats sont égalements représentés sur la figure 2.7.

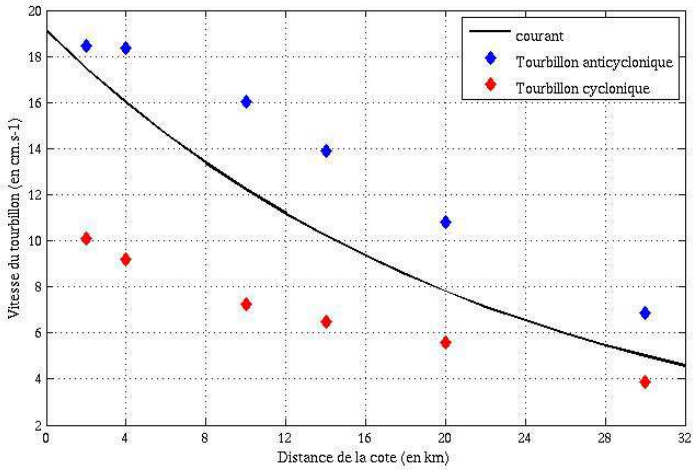
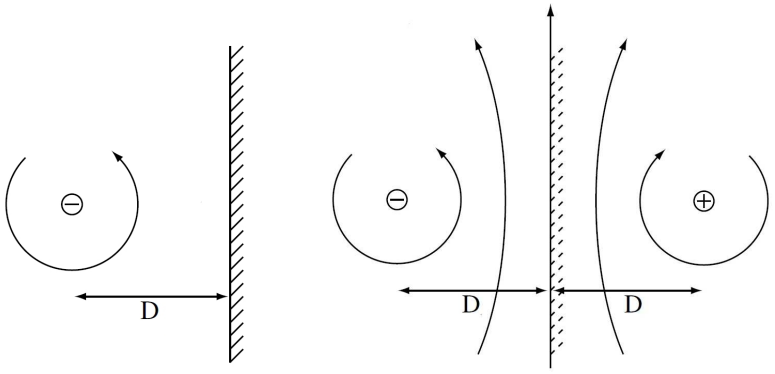


FIGURE 2.7 – vitesse d'advection des tourbillons en fonction de leur distance à la côte

On observe des écarts de vitesses comparables à ceux de la simulation de référence tant que la distance vortex-côte est supérieure à 4 km, on s'apperçoit ensuite que la vitesse d'advection du tourbillon anticyclonique ne dépasse pas 18,4 $cm.s^{-1}$.

Effet miroir

L'explication de ces écarts de vitesse fait appel à un phénomène courant dans de nombreux domaines de la physique (électromagnétisme, optique...) : l'effet miroir. Ce phénomène peut s'expliquer de la manière suivante : un tourbillon situé à proximité d'une paroi se comporte comme s'il était associé à son symétrique dans un dipôle contrarotatif (schématisé par la figure 2.3.3). L'interaction entre ces deux tourbillons induit un mouvement de translation de l'ensemble parallèle à la paroi.



(a) tourbillon près d'une côte (b) dipôle de tourbillons contrarotatifs

FIGURE 2.8 – Un tourbillon initial près d'une côte 2.8(a), auquel on rajoute un compagnon virtuel image, se comporte comme un dipôle de tourbillons contrarotatifs 2.8(b)

Advection d'un tourbillon en l'absence de courant

Afin de vérifier l'importance de l'effet miroir sur l'advection des tourbillons, toutes les simulations précédentes ont été renouvelées, mais sans courant. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 2.2 et sur la figure 2.9.

TABLE 2.2 – vitesse du tourbillon en fonction de la distance centre du tourbillon-côte

distance de la côte (en km)	2	4	10	14	20	30
vitesse d'advection du cyclone (en $cm.s^{-1}$)	-3,3	-4,1	-4,0	-2,9	-2,0	-1,05
vitesse d'advection de l'anticyclone (en $cm.s^{-1}$)	3,7	4,1	4,3	3,7	2,4	1,3

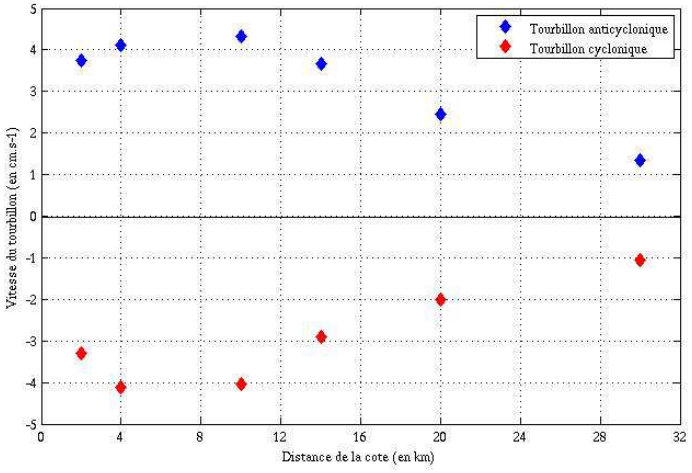


FIGURE 2.9 – Vitesse d'advection des tourbillons en fonction de leur distance à la côte

Ces résultats ont été comparés (qualitativement seulement dans le cadre de cette étude) à la vitesse théorique de translation d'un dipôle de tourbillons contrarotatifs telle qu'on peut la trouver dans le cours de Xavier Carton [4].

Cette vitesse est donnée (pour un dipôle de tourbillons ponctuels) par la formule :

$$V(d) = \frac{H\Gamma}{2\pi}\left[\frac{1}{2d} - \frac{1}{R_{di}}K_1\left(\frac{2d}{Rdi}\right)\right] \tag{2.24}$$

avec :

- $H = 500\ m$ l'épaisseur de la couche d'eau,
- $\Gamma = \iint qdS$ la circulation du tourbillon où q est la charge ponctuelle de vorticité potentielle quasi-géostrophique,
- $2d$ la distance entre les deux tourbillons du dipôle,
- $R_{di} = 22\ km$ le rayon de déformation interne,
- K_1 la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce et d'ordre 1.

Les hypothèses d'application de cette formule sont très restrictives puisqu'elle est basée sur une théorie quasi géostrophique bicouche appliquée à des points vortex (représentation théorique d'un vortex). On peut néanmoins penser pouvoir étendre cette théorie à notre configuration shallow-water isopycnale associée à des vortex réels. Ainsi, en ajustant de manière arbitraire les paramètres de cette équation , on arrive à approcher la courbe que forme la figure 2.9. On observe ainsi sur la figure 2.10 des similitudes entre les vitesses de nos tourbillons et celle du dipôle théorique.

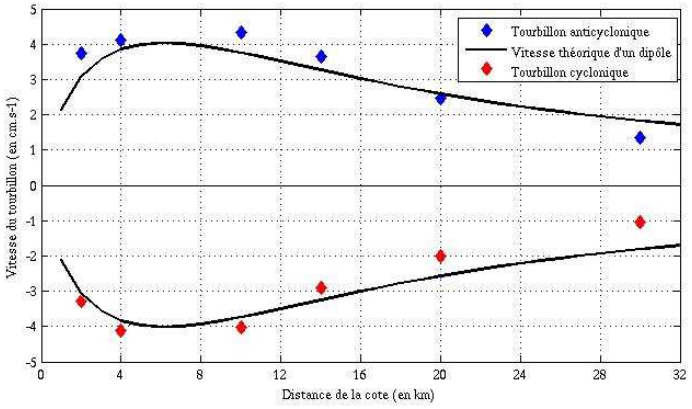


FIGURE 2.10 – Vitesse de translation d'un dipôle de tourbillons contrarotatifs

Cette comparaison a permis d'identifier la tendance propre des tourbillons à l'effet miroir sans toutefois entrer dans les détails théoriques. On peut désormais se demander si le courant et l'effet miroir sont les seules causes d'advection des tourbillons. En filtrant les différences entre la vitesse des vortex avec courant et la vitesse du courant, et en les comparant aux valeurs obtenues avec celles des simulations sans courant, on peut vérifier si seul l'effet miroir est responsable des écarts entre les deux. C'est le but de la figure 2.11 qui représente, pour les cyclones et anticyclones, la différence entre l'écart vitesse du tourbillon-vitesse du courant de la figure 2.7 et la vitesse du tourbillon en l'absence de courant de la figure 2.9. On y distingue deux cas :

- à plus de 10 km de la côte, l'écart entre la vitesse du tourbillon et la vitesse du courant correspond à la vitesse du tourbillon mesurée sans courant,
- à 10 km de la côte et moins, les valeurs ne correspondent plus.

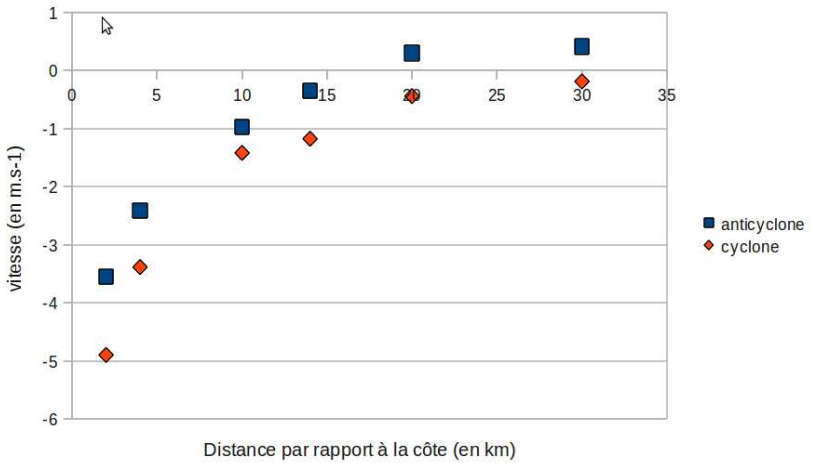


FIGURE 2.11 – Comparaison entre l'advection avec effet miroir seul et l'advection avec courant

L'écart entre les valeurs observé à proximité de la côte peut trouver son origine dans les déformations subies par le tourbillon. En effet, la côte provoque une déformation de la géométrie et de la circulation de ce tourbillon, qui devient alors cause de son propre déplacement.

Conclusion

Ces séries de simulations (avec et sans courant) confirment l'hypothèse faite en introduction de ce rapport (1.2). Après avoir identifié l'effet miroir induit par la proximité de la côte, nous avons mis en évidence un déplacement des tourbillons à la vitesse du courant. C'est un signe que le courant de Kelvin (dont on n'a conservé que la composante barocline) a un effet advectif sur les tourbillons, contrairement à d'autres courants baroclines dont la vorticité potentielle est non nulle.

2.3.4 Déformation des tourbillons cycloniques

Les simulations qui ont permis de mettre en évidence l'effet advectif du courant de Kelvin sur les tourbillons ont mis en jeu des tourbillons cohérents, c'est à dire capables de résister et de maintenir leur signature dans le flot ambiant. Qu'en est-il pour des tourbillons plus "faibles" ? L'objectif de cette partie de notre étude est d'observer, de manière qualitative, la stabilité de tourbillons de tailles différentes placés dans un courant de Kelvin.

Stabilité des anticyclones

Les simulations de tourbillons anticycloniques ont montré qu'ils étaient stables quelles que soient leurs tailles, et que le seul effet du courant de Kelvin est leur advection.

Influence de la taille des cyclones sur leur stabilité

Contrairement aux anticyclones, les cyclones ont un comportement variant selon leur taille. Une série de simulations mettant en jeu des tourbillons de trois rayons différents (10, 5 et 3 km) effectuées pour des distances vortex-côte variant entre 14 et 30 km ont révélé des résultats semblables, que l'on peut observer sur les figures 2.12, 2.13 et 2.14.

Sur la figure 2.12, le cyclone dont le rayon est le plus important (10 km) est advecté sans déformation, tandis que les deux plus petits (5 et 3 km de rayon) subissent une déformation (étirement) causée par le cisaillement horizontal du courant. On constate en comparant ces deux dernières simulations, que pour une distance donnée par rapport à la côte, la déformation du tourbillon est d'autant plus importante que le tourbillon est petit.

La comparaison des déformations subies par un même tourbillon (5 km de rayon) après 30 jours de simulation (figure 2.15) et à des distances différentes de la côte nous montre l'influence du cisaillement horizontal du courant. En effet, le profil exponentiel de vitesse du courant côtier de Kelvin (figure 2.1) implique que le cisaillement est plus important à proximité de la côte. C'est pour cette raison que le tourbillon le plus proche de la côte est le plus étiré.

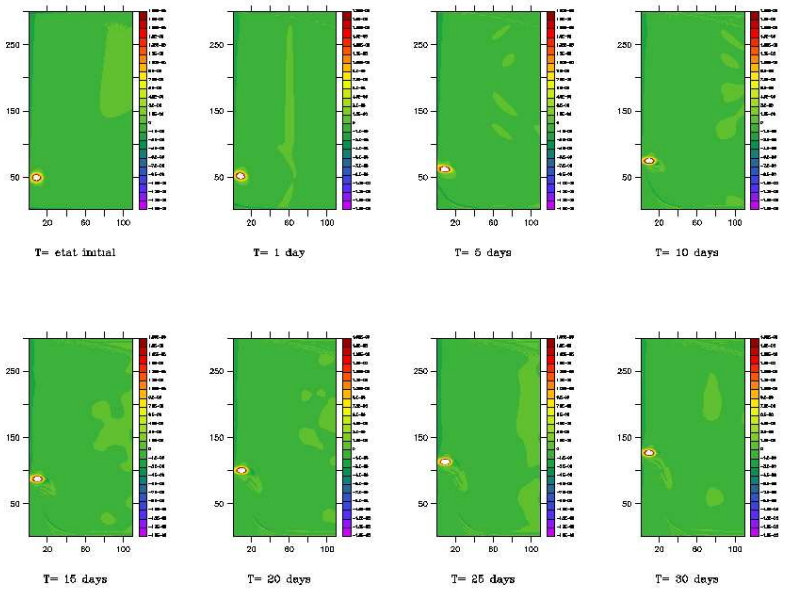


FIGURE 2.12 – Effet (advection et/ou déformation) du courant de Kelvin sur un cyclone de 10 km de rayon

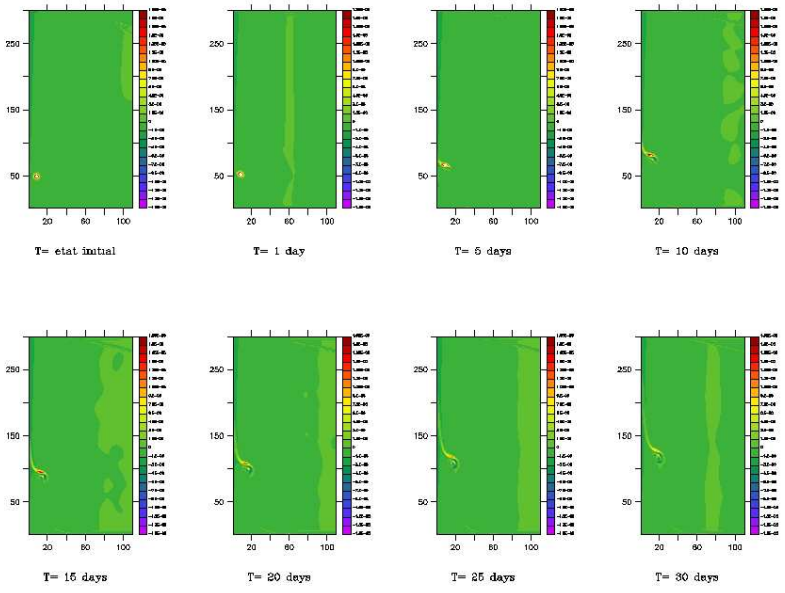


FIGURE 2.13 – Effet (advection et/ou déformation) du courant de Kelvin sur un cyclone de 5 km de rayon

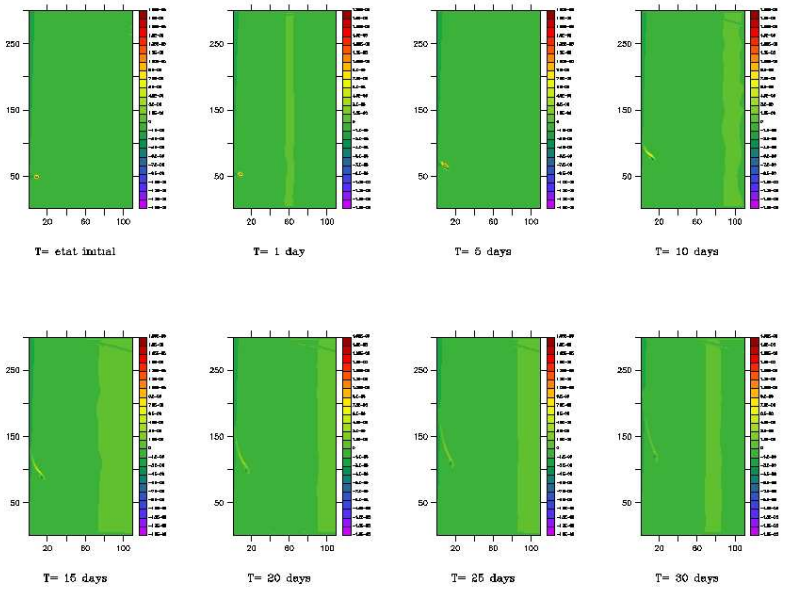


FIGURE 2.14 – Effet (advection et/ou déformation) du courant de Kelvin sur un cyclone de 3 km de rayon

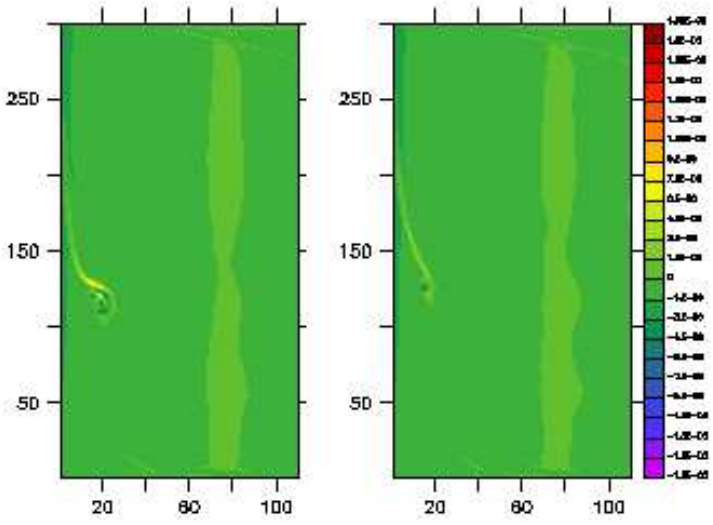


FIGURE 2.15 – Déformation d'un tourbillon de 5 km de rayon après 30 jours de simulation à 20 km de la côte (à gauche) et à 14 km (à droite)

Chapitre 3

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette étude est atteint puisqu'elle conforte l'hypothèse d'un transport de structures tourbillonaires par les courants côtiers de Kelvin émise lors des travaux d'Audrey Pasquet ([10]) sur le front d'ouessant. Elle a montré que le courant de Kelvin, du fait de sa signature en vorticité potentielle nulle, n'est pas déformé et ne voit pas ses effets de transport annihilés par le tourbillon. Au contraire, nous avons vu que ce type de courant possède une influence de deux natures sur les tourbillons :

- l'advection des tourbillons, cycloniques et anticycloniques,
- l'étirement des cyclones de faible diamètre.

Ces informations, en plus de compléter nos connaissances d'un processus tel que le front d'Ouessant, et ainsi améliorer sa modélisation, ouvrent des perspectives d'études théoriques plus poussées sur les interactions entre les courants de Kelvin et les tourbillons. En effet, ce travail limité dans le temps s'est souvent résumé à des études qualitatives. Il conviendrait désormais de s'atteler à des études quantitatives et théoriques concernant l'effet de la déformation du tourbillon à proximité de la côte, ou encore déterminer un ou des critères de déformation des tourbillon dans un courant cisaillé comme l'est le courant de Kelvin.

Chapitre 3. Conclusion et perspectives

Annexe A

Des équations primitives à MICOM

Les équations primitives

La dynamique des fluides géophysiques est décrite par les équations de Navier-Stokes qui, dans le cas d'un mouvement géostrophique, s'écrivent :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}\right) \vec{u} + 2\vec{\Omega} \times \vec{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nabla\Phi + \frac{F}{\rho} \tag{A.1}$$

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

avec :
- $\vec{u} = (u, v, w)$ la vitesse du fluide
- $\vec{\Omega}$ le vecteur rotation de la Terre
- p la pression
- ρ la masse volumique du fluide
- Φ le potentiel des forces volumiques
- F les forces de frottement interne qu'on négligera par la suite

L'approximation de Boussinesq et l'hypothèse hydrostatique ($\rho = \rho_0$ dans les équations du moment et $D\rho/Dt + \nabla.\vec{u} \simeq \nabla.\vec{u}$), permettent de montrer que les vitesses verticales sont négligeables devant les déplacements horizontaux. Dans ces conditions, on obtient les équations suivantes :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}\right) u - fv = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial x} \tag{A.3}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}\right) v + fu = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial y} \tag{A.4}$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \tag{A.5}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{A.6}$$

On obtient des équations A.3 et A.4 que u et v ne dépendent pas de z, ce qui permet d'intégrer l'équation de continuité A.6 :

$$w = -z\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \tilde{w}\,(x; y; t) \tag{A.7}$$

avec les conditions limites suivantes :
- au fond : $z\,(x, y, t) = h_b$ constant implique

$$w\left(x,y,h_b,t\right)) = \frac{dh_b}{dt} = 0$$

$$-h_b\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\tilde{w}\left(x;y;t\right) = 0$$

$$\tilde{w}\left(x;y;t\right) = h_b\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)$$

ce qui, réinjecté dans A.7, nous donne :

$$w = \left(h_b - z\right)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)$$

– en surface : $z\left(x,y,t\right) = \eta\left(x,y,t\right)$ implique

$$w\left(x,y,\eta,t\right) = \left(h_b-\eta\right)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right) \tag{A.8}$$

Or, par définition,

$$w\left(x,y,\eta,t\right) = \frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t}+u\frac{\partial \eta}{\partial x}+v\frac{\partial \eta}{\partial y} \tag{A.9}$$

La soustraction des deux dernières équations (A.9-A.8) donne :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \eta}{\partial t}+\left(\eta-h_b\right)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+u\frac{\partial \eta}{\partial x}+v\frac{\partial \eta}{\partial y} &= 0\\ \frac{\partial\left(\eta-h_b\right)}{\partial t}+\left(\eta-h_b\right)\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)+u\frac{\partial\left(\eta-h_b\right)}{\partial x}+v\frac{\partial\left(\eta-h_b\right)}{\partial y} &= 0\end{aligned}$$

soit en posant $H = \eta - h_b$ la hauteur totale d'eau :

$$\frac{\partial H}{\partial t}+\vec{\nabla}\cdot\left(H\vec{u}\right) = 0$$

Le système d'équations primitives devient alors :

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\left(\vec{u}\cdot\vec{\nabla}\right)u - fv = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial x} \tag{A.10}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\left(\vec{u}\cdot\vec{\nabla}\right)v + fu = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial y} \tag{A.11}$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \tag{A.12}$$

$$\frac{\partial H}{\partial t}+\vec{\nabla}\cdot\left(H\vec{u}\right) = 0 \tag{A.13}$$

Les coordonnées isopycnales

Il est possible d'écrire ces équations en utilisant une autre coordonnée verticale que la profondeur z. Une telle coordonnée (par ex. $s\left(x,y,t\right)$) s'appelle coordonnée verticale généralisée.

On réécrit les équations primitives en coordonnée isopycnale ($s\left(x,y,t\right) = \rho\left(x,y,t\right)$) en remplaçant les dérivées partielles à z constant dans les équations A.10, A.11, A.12 et A.13 par des dérivées partielles à ρ constant en utilisant les formules de conversion suivantes appliquées à

$a\left(x,y,\rho\left(x,y,z,t\right),t\right)$:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial a}{\partial x}|_z &= \frac{\partial a}{\partial x}|_\rho + \frac{\partial \rho}{\partial x}|_z \frac{\partial a}{\partial \rho} \\
\frac{\partial a}{\partial y}|_z &= \frac{\partial a}{\partial y}|_\rho + \frac{\partial \rho}{\partial y}|_z \frac{\partial a}{\partial \rho} \\
\frac{\partial a}{\partial z} &= \frac{\partial \rho}{\partial z}\frac{\partial a}{\partial \rho} \\
\frac{\partial a}{\partial t}|_z &= \frac{\partial a}{\partial t}|_\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t}|_z \frac{\partial a}{\partial \rho}
\end{aligned}$$

Dans ce nouveau système de coordonnées, on peut montrer que l'équation de l'équilibre hydrostatique (A.12) devient :

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = -\rho g \frac{\partial z}{\partial \rho} \tag{A.14}$$

ce qui mène au gradient horizontal de pression suivant :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial P}{\partial x}|_z &= \frac{\partial P}{\partial x}|_\rho + \rho g \frac{\partial z}{\partial x}|_\rho \\
&= \frac{\partial \left(P+\rho g z\right)}{\partial x}|_\rho \\
\frac{\partial P}{\partial y}|_z &= \frac{\partial P}{\partial y}|_\rho + \rho g \frac{\partial z}{\partial y}|_\rho \\
&= \frac{\partial \left(P+\rho g z\right)}{\partial y}|_\rho
\end{aligned}$$

On appelle $\mathcal{M} = P + \rho g z$ le potentiel de Montgomery, introduit pour la première fois par R.B. Montgomery en 1937.

Les équations du moment (A.10 et A.11) et l'équation de continuité (A.13) deviennent alors :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \left(\vec{u}\cdot\vec{\nabla}\right)u - fv = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial x} \tag{A.15}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \left(\vec{u}\cdot\vec{\nabla}\right)v + fu = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial y} \tag{A.16}$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\left(H\vec{u}\right) = 0 \tag{A.17}$$

Les équations Shallow Water

Le modèle Shallow Water est une discrétisation spatiale des équations primitives dans des couches de densité constante, comme le montre la figure A.1 pour un modèle à m couches.

La profondeur d'une surface isopycnale s'obtient donc de manière récursive en partant du fond :

$$z_m = -H, \text{ et } z_{i-1} = z_i + h_i \text{ , } i = m \text{ à } 1$$

De la même manière, la discrétisation de l'équation de l'équilibre hydrostatique A.12 donne :

$$\mathcal{M}_1 = P_a + \rho_0 g z_0 \text{ , et } \mathcal{M}_{i+1} = \mathcal{M}_i + \Delta\rho g z_i \text{ , } i = 1 \text{ à } m-1$$

En pratique, le gradient horizontal de la pression atmosphérique P_a est négligeable, on peut donc omettre de le faire intervenir.

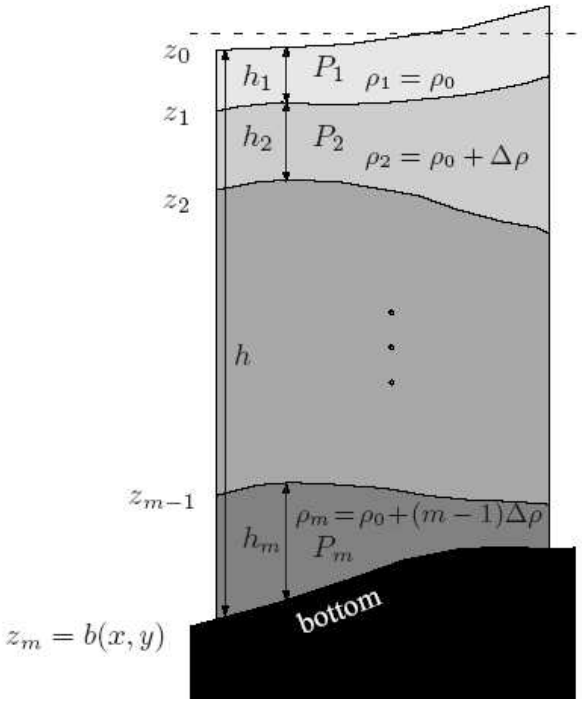


FIGURE A.1 – Modèle Shallow Water à m couches

Dans notre cas, nous utilisons un modèle à deux couches, ce qui donne :

$$\mathcal{M}_1 = \rho_0 g h_1 + \rho_0 g h_2 \tag{A.18}$$
$$\mathcal{M}_2 = \rho_0 g h_1 + \rho_0 g h_2 + \Delta\rho g (h_2 - H) \tag{A.19}$$

On parvient finalement, à partir de ces équations A.18 et A.19, et en discrétisant les équations A.15, A.16, A.17, à un modèle en coordonnées isopycnales à 2 couches, ce qui correspond à la configuration dans laquelle j'ai utilisé MICOM pendant mon projet (cf. 2.1.1) :

$$\partial_t u_k + \left(\vec{u}_k.\vec{\nabla}\right) u_k - f\ v_k = -\frac{1}{\rho_0}\partial_x \mathcal{M}_k \tag{A.20}$$
$$\partial_t v_k + \left(\vec{u}_k.\vec{\nabla}\right) v_k + f\ u_k = -\frac{1}{\rho_0}\partial_y \mathcal{M}_k \tag{A.21}$$
$$\partial_t h_k + div\,(h_k \vec{u}_k) = 0 \tag{A.22}$$

$$\mathcal{M}_1 = \rho_0 g h_1 + \rho_0 g h_2 \tag{A.23}$$

$$\mathcal{M}_2 = \rho_0 g h_1 + \rho_0 g h_2 + \Delta\rho g h_1 \tag{A.24}$$

Annexe B

Calcul du profil du courant de Kelvin

Le calcul du profil du courant de Kelvin consiste en la résolution du système linéaire :

$$v_1 = \frac{gH}{f^2}\partial_x^2 (v_1 + v_2) \tag{B.1}$$

$$v_2 = \frac{gH}{f^2}\partial_x^2 \left(\left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right) v_1 + v_2 \right) \tag{B.2}$$

$$\Leftrightarrow$$

$$\vec{v} = \underline{\underline{M}}\partial_x^2 \vec{v}$$

$$\text{avec } \vec{v} = \begin{pmatrix} v_1(x) \\ v_2(x) \end{pmatrix} \text{ et } \underline{\underline{M}} = \frac{gH}{f^2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 + \dfrac{\Delta\rho}{\rho_0} & 1 \end{pmatrix}$$

La résolution de ce système fait apparaître deux modes propres :
- le mode barotrope (constant sur toute la hauteur d'eau)

$$V_{barotrope} = (v_1 + v_2) = \frac{g2H}{f^2}\partial_x^2 V_{barotrope}$$

qui peut s'écrire sous la forme :

$$V_{barotrope}(x) = V^0_{barotrope} e^{-\frac{x}{R_{de}}} \tag{B.3}$$

avec $R_{de} = \dfrac{\sqrt{g2H}}{f}$ le rayon de déformation externe de Rossby.

- et le mode barocline

$$V_{barocline} = (v_2 - v_1) = \frac{\dfrac{\Delta\rho}{\rho_0} gH/2}{f^2}\partial_x^2 V_{barocline}$$

Dont la solution est de la forme :

$$V_{barocline}(x) = V^0_{barocline} e^{-\frac{x}{R_{di}}} \tag{B.4}$$

avec $R_{di} = \dfrac{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_0} gH/2}}{f}$ le rayon de déformation interne de Rossby.

On retrouve ainsi les courants dans chaque couche :

$$v_1 = \frac{V_{barotrope} - V_{barocline}}{2} \tag{B.5}$$

$$v_2 = \frac{V_{barotrope} + V_{barocline}}{2} \tag{B.6}$$

Annexe B. Calcul du profil du courant de Kelvin

Liste des tableaux

2.1 Comparaison entre la vitesse du tourbillon et la vitesse du courant en fonction de la distance centre du tourbillon-côte 21
2.2 vitesse du tourbillon en fonction de la distance centre du tourbillon-côte 22

Liste des tableaux

Table des figures

1.1 Observation spatiale de la température de surface en Mer d'Iroise en été 9
1.2 Mise en évidence du transport vers le nord des eaux mélangées (en bleu) 10

2.1 Profil longitudinal de vitesse du courant de Kelvin 16
2.2 Profil radial d'anomalie de vorticité potentielle dans la couche de surface 17
2.3 Profils radiaux de vitesse azimutale et d'épaisseur de couche dans la couche de surface 18
2.4 schématisation des conditions initiales de simulation 19
2.5 vitesse d'advection du cyclone : $5,6\ cm.s^{-1}$ 20
2.6 vitesse d'advection de l'anticyclone : $10,8\ cm.s^{-1}$ 20
2.7 vitesse d'advection des tourbillons en fonction de leur distance à la côte 21
2.8 Un tourbillon initial près d'une côte 2.8(a), auquel on rajoute un compagnon virtuel image, se comporte comme un dipôle de tourbillons contrarotatifs 2.8(b) . 22
2.9 Vitesse d'advection des tourbillons en fonction de leur distance à la côte 22
2.10 Vitesse de translation d'un dipôle de tourbillons contrarotatifs 23
2.11 Comparaison entre l'advection avec effet miroir seul et l'advection avec courant . 24
2.12 Effet (advection et/ou déformation) du courant de Kelvin sur un cyclone de 10 km de rayon 26
2.13 Effet (advection et/ou déformation) du courant de Kelvin sur un cyclone de 5 km de rayon 26
2.14 Effet (advection et/ou déformation) du courant de Kelvin sur un cyclone de 3 km de rayon 27
2.15 Déformation d'un tourbillon de 5 km de rayon après 30 jours de simulation à 20 km de la côte (à gauche) et à 14 km (à droite) 27

A.1 Modèle Shallow Water à m couches 34

Table des figures

Bibliographie

[1] Bleck and Boudra. Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate. *J. Phys. Ocean.*, 11 :755–770, 1981.

[2] Bleck and Boudra. Wind-driven spin-up in eddy-resolving ocean models formulated in isopycnic and isobaric coordinates. *J. Geophys. Res.*, 91C :7611–7621, 1986.

[3] Bleck and Smith. A wind-driven isopycnic coordinate model of the north and equatorial atlantic ocean. 1. model development and supporting experiments. *J. Geophys. Res.*, 95C :3273–3285, 1990.

[4] Xavier Carton. *Surveys in Geophysics*, chapter 22, pages 179–263. Kluwer Academic Publishers, 2001. Hydrodynamical Modeling of Oceanic Vortices.

[5] Benoit Cushman-Roisin. *Introduction to geophysical fluid dynamics*. Prentice-Hall, 1994.

[6] Bleck et al. et al. Salinity-driven thermocline transients in a wind- and thermohaline- forced isopycnic coordinate model of the north atlantic. *J. Phys. Ocean.*, 22 :1486–1505, 1992.

[7] Hoskins et al. et al. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111 :877–946, 1985.

[8] Steven Herbette. *Érosion des tourbillons océaniques : influence de la topographie et d'un front isopycnal - application aux anneaux des aiguilles*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2003.

[9] James C. McWilliams. *Fundamentals of geophysical fluid dynamics*. New York Cambridge University Press, 2006.

[10] Audrey Pasquet. Etat d'avancement de thèse legos/shom – rapport de mi-parcours, 2010. Validation et/ou amélioration de modèle numérique - utilisation des observations en mer sur la base d'études d'un processus océanique identifié : le front d'Ouessant.

[11] Frederic Vandermeirsch. *Interaction entre un jet et un tourbillon océanique - application au courant des açcores et aux meddies de la campagne sémaphore*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 1999.

[12] Frederic Vandermeirsch, Xavier Carton, and Yves Morel. Interaction between an eddy and a zonal jet part i. one-and-a-half-layer model. *J. Phys. Ocean.*, 36 :247–270, 2003.

[13] Frederic Vandermeirsch, Xavier Carton, and Yves Morel. Interaction between an eddy and a zonal jet part ii. two-and-a-half-layer model. *J. Phys. Ocean.*, 36 :271–296, 2003.

[14] Frederic Vandermeirsch, Yves Morel, and Georgi Sutyrin. The net advective effect of a vertically sheared current on a coherent vortex. *J. Phys. Ocean.*, 31 :2210–2225, 2001.

Bibliographie

RV Schiller and VH Kourafalou. Modeling river plume dynamics with the HYbrid coordinate ocean model. *OCEAN MODELLING*, 33(1-2) :101–117, 2010. ISSN 1463-5003.

M Boutet, F Gouillon, Y Morel, and R Baraille. Dynamique et structure d'un panache de rivière : sensibilité à l'implémentation numérique de la rivière et à la résolution verticale du modèle. Master's thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2011.

TH Bell. Topographically generated internal waves in open ocean. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH*, 80(3) :320–327, 1975.

A Le Boyer, G Cambon, N Daniault, S Herbette, B Le Cann, L Marie, and P Morin. Observations of the ushant tidal front in september 2007. *CONTINENTAL SHELF RESEARCH*, 29(8) :1026–1037, April 2009. ISSN 0278-4343.

AE Hill, ID James, PF Linden, JP Matthews, D Prandle, JH Simpson, EM Gmitrowicz, DA Smeed, KMM Lwiza, R Durazo, AD Fox, and DG Bowers. Dynamics of tidal mixing fronts in the north-sea. *PHILOSOPHICAL TRANSACTIONS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON SERIES*, 343(1669) :431–446, June 1993. ISSN 0962-8428.

KJ Horsburgh, AE Hill, J Brown, L Fernand, RW Garvine, and MMP Angelico. Seasonal evolution of the cold pool gyre in the western irish sea. *PROGRESS IN OCEANOGRAPHY*, 46(1) :1–58, 2000. ISSN 0079-6611.

L Fernand, GD Nolan, R Raine, CE Chambers, SR Dye, M White, and J Brown. The irish coastal current : A seasonal jet-like circulation. *CONTINENTAL SHELF RESEARCH*, 26(15) :1775–1793, October 2006. ISSN 0278-4343.

JH Simpson and JR Hunter. Fronts in irish sea. *NATURE*, 250(5465) :404–406, 1974. ISSN 0028-0836.

RD Pingree and DK Griffiths. Tidal fronts on shelf seas around British-isles. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS AND ATMOSPHERES*, 83(NC9) :4615–4622, 1978.

V Mariette and B Lecann. Simulation of the formation of ushant thermal front. *CONTINENTAL SHELF RESEARCH*, 4(6) :637–&, 1985. ISSN 0278-4343.

RD Pingree and L Pennycuick. Transfer of heat, fresh-water and nutrients through seasonal thermocline. *JOURNAL OF THE MARINE BIOLOGICAL ASSOCIATION OF THE UNITED KINGDOM*, 55(2) :261–274, 1975.

RD Pingree. Advance and retreat of thermocline on continental-shelf. *JOURNAL OF THE MARINE BIOLOGICAL ASSOCIATION OF THE UNITED KINGDOM*, 55 (4) :965–974, 1975.

RD Pingree, PR Pugh, PM Holligan, and GR Forster. Summer phytoplankton blooms and red tides along tidal fronts in approaches to English-channels. *NATURE*, 258 (5537) :672–677, 1975.

RD Pingree, GT Mardell, PM Holligan, DK Griffiths, and J Smithers. Celtic sea and armorican current structure and the vertical distributions of temperature and chlorophyll. *CONTINENTAL SHELF RESEARCH*, 1(1) :99–116, 1982. ISSN 0278-4343.

G. Cambon. *Étude numérique de la mer d'Iroise : dynamique, variabilité du front d'Ouessant et évaluation des échanges cross-frontaux*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2008.

H Muller, B Blanke, F Dumas, and V Mariette. Identification of typical scenarios for the surface lagrangian residual circulation in the iroise sea. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS*, 115, July 2010. ISSN 0148-0227.

Cecile Renaudie, Yves Morel, Gwenaelle Hello, Herve Giordani, and Remy Baraille. Observation and analysis of mixing in a tidal and wind-mixed coastal region. *OCEAN MODELLING*, 37(3-4) :65–84, 2011.

A. Sentchev, P. Forget, Y. Barbin, M. Yaremchuk, and L. Marié. Surface circulation in the iroise sea (w. brittany) from high resolution hf radar mapping. *submitted to Journal of Marine System*, 2010.

J. Loder, F. Drinkwater, N. Oakey, and E. Horne. Circulation, hydrographic structure and mixing at tidal fronts : the view from george bank. *Philosophical Transaction of the Royan Society*, 343 :447–460, 1993.

J Brown, AE Hill, L Fernand, and KJ Horsburgh. Observations of a seasonal jet-like circulation at the central north sea cold pool margin. *ESTUARINE COASTAL AND SHELF SCIENCE*, 48(3) :343–355, March 1999. ISSN 0272-7714.

AE Hill, J Brown, L Fernand, J Holt, KJ Horsburgh, R Proctor, R Raine, and WR Turrell. Thermohaline circulation of shallow tidal seas. *GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS*, 35(11), June 2008. ISSN 0094-8276.

M Pavec, X Carton, and G Swaters. Baroclinic instability of frontal geostrophic currents over a slope. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 35(5) :911–918, May 2005. ISSN 0022-3670.

G Badin, RG Williams, JT Holt, and LJ Fernand. Are mesoscale eddies in shelf seas formed by baroclinic instability of tidal fronts ? *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS*, 114, October 2009. ISSN 0148-0227.

JH LaCasce. A geostrophic vortex over a slope. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 28(12) :2362–2381, December 1998. ISSN 0022-3670.

V Thierry and Y Morel. Influence of a strong bottom slope on the evolution of a surface-intensified vortex. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 29(5) :911–924, May 1999. ISSN 0022-3670.

S Herbette, Y Morel, and M Arhan. Erosion of a surface vortex by a seamount. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 33(8) :1664–1679, August 2003. ISSN 0022-3670.

Georgi Sutyrin and Xavier Carton. Vortex interaction with a zonal Rossby wave in a quasi-geostrophic model. *DYNAMICS OF ATMOSPHERES AND OCEANS*, 41(2) : 85–102, JUN 2006.

YG Morel. The influence of an upper thermocline current on intrathermocline eddies. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 25(12) :3247–3252, DEC 1995.

F Vandermeirsch, Y Morel, and G Sutyrin. The net advective effect of a vertically sheared current on a coherent vortex. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 31(8) : 2210–2225, 2001.

FO Vandermeirsch, XJ Carton, and YG Morel. Interaction between an eddy and a zonal jet - Part I. One-and-a-half-layer model. *DYNAMICS OF ATMOSPHERES AND OCEANS*, 36(4) :247–270, FEB 2003a.

FO Vandermeirsch, XJ Carton, and YG Morel. Interaction between an eddy and a zonal jet - Part II. Two-and-a-half-layer model. *DYNAMICS OF ATMOSPHERES AND OCEANS*, 36(4) :271–296, FEB 2003b.

Y Morel and J McWilliams. Evolution of isolated interior vortices in the ocean. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 27(5) :727–748, May 1997. ISSN 0022-3670.

X Carton. Hydrodynamical modeling of oceanic vortices. *SURVEYS IN GEOPHYSICS*, 22(3) :179–263, 2001. ISSN 0169-3298.

GG Sutyrin and YG Morel. Intense vortex motion in a stratified fluid on the beta-plane : An analytical theory and its validation. *JOURNAL OF FLUID MECHANICS*, 336 : 203–220, APR 10 1997.

S Herbette, Y Morel, and M Arhan. Erosion of a surface vortex by a seamount on the beta plane. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 35(11) :2012–2030, November 2005. ISSN 0022-3670.

AE Gill. Adjustment under gravity in a rotating channel. *JOURNAL OF FLUID MECHANICS*, 77(OCT8) :603–621, 1976.

D Nof. Strange encounters of eddies with walls. *JOURNAL OF MARINE RESEARCH*, 57(5) :739–761, SEP 1999.

GM Reznik and R Grimshaw. Nonlinear geostrophic adjustment in the presence of a boundary. *JOURNAL OF FLUID MECHANICS*, 471 :257–283, NOV 25 2002.

Karl R. Helfrich. Nonlinear adjustment of a localized layer of buoyant, uniform potential vorticity fluid against a vertical wall. *DYNAMICS OF ATMOSPHERES AND OCEANS*, 41(3-4) :149–171, AUG 2006.

A. Vincent and G. Kurc. *Les variations de la situation thermique dans le golfe de Gascogne et leur incidence sur l'écologie et la peche de la sardine.* Revue des Travaux, Institu des pêches maritimes, 1975.

K Richardson, AW Visser, and FB Pedersen. Subsurface phytoplankton blooms fuel pelagic production in the north sea. *JOURNAL OF PLANKTON RESEARCH*, 22 (9) :1663–1671, September 2000. ISSN 0142-7873.

S Legg and J Marshall. A heton model of the spreading phase of open-ocean deep convection. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 23(6) :1040–1056, JUN 1993.

SY Legg, H Jones, and M Visbeck. A heton perspective of baroclinic eddy transfer in localized open ocean convection. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 26 (10) :2251–2266, OCT 1996.

S Legg, J McWilliams, and JB Gao. Localization of deep ocean convection by a mesoscale eddy. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 28(5) :944–970, MAY 1998.

S Legg and J Marshall. The influence of the ambient flow on the spreading of convected water masses. *JOURNAL OF MARINE RESEARCH*, 56(1) :107–139, JAN 1998.

P. Le Corre and V. Mariette. *Le front thermique d'Ouessant en août et septembre 1982, Campagne SATIR - DYNATLANT*, volume 1 of *Campagnes Océanographiques Françaises*. Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer, 1985.

J. H. Simpson and D Bowers. Models of stratification and frontal mouvement in shelf seas. *Deep-sea Research*, 28A(7) :727–738, 1980.

P.G. Farnhead. On the formation of fronts by tidal pixing around the british isles. *deep-Sea Research*, 22 :311–321, 1975.

J. H. Simpson, C. M. Allen, and N. C. G. Morris. Fronts in the continental shelf. *Journal of Geophysical Research*, 83 :4607–4614, 1978.

J. James. A model of annual cycle of themperature in a frontal region of the celtic sea. *Estuarine and Coastal Marine Science*, 5 :339–353, 1977.

V. Mariette, G. Rougier, J. C. Salomon, and B. Simon. Courants de marée en Mer d'Iroise. *Oceanologica Acta*, 5(2) :149–159, 1982.

A Pichon and S Correard. Internal tides modelling in the Bay of Biscay. Comparisons with observations. *SCIENTIA MARINA*, 70 :65–88, 2006.

J. H. Simpson and D Bowers. Shelf sea fronts' ajustements revealed by satellite ir imagery. *Narure*, 280 :648–651, 1979.

NG Winther, YG Morel, and G Evensen. Efficiency of high order numerical schemes for momentum advection. *JOURNAL OF MARINE SYSTEMS*, 67(1-2) :31–46, August 2007. ISSN 0924-7963.

Y Morel and J McWilliams. Effects of isopycnal and diapycnal mixing on the stability of oceanic currents. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 31(8) :2280–2296, 2001. ISSN 0022-3670.

H Ertel. On hydrodynamic eddy theorems. *PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT*, 43 : 526–529, 1942.

S Herbette, Y Morel, and M Arhan. Subduction of a surface vortex under an outcropping front. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 34(7) :1610–1627, July 2004. ISSN 0022-3670.

R Bleck and D Boudra. Wind-driven spin-up in eddy-resolving ocean formulated in isopycnic and isobaric coordinates. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS*, 91(C6) :7611–7621, June 1986.

R Bleck and LT Smith. A wind-driven isopycnic coordinate model of the north and equatorial atlantic-ocean. 1. model development and supporting experiments. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS*, 95(C3) :3273–3285, March 1990. ISSN 0148-0227.

R Bleck, C Rooth, DM Hu, and LT Smith. Salinity-driven thermocline transients in a wind-forced and thermohaline-forced isopycnic coordinate model of the north-atlantic. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 22(12) :1486–1505, December 1992. ISSN 0022-3670.

Y Morel, R Baraille, and A Pichon. Time splitting and linear stability of the slow part of the barotropic component. *OCEAN MODELLING*, 23(3-4) :73–81, 2008. ISSN 1463-5003.

DM Hu. The computation of diapycnal diffusive and advective scalar fluxes in multilayer isopycnic-coordinate ocean models. *MONTHLY WEATHER REVIEW*, 124(8) :1834–1851, AUG 1996.

M Pavec and X Carton. Parametric instability of a two-layer wall jet. *REGULAR & CHAOTIC DYNAMICS*, 9(4) :499–507, 2004. ISSN 1560-3547.

PH Haynes and ME McIntyre. On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces. *JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES*, 44(5) :828–841, March 1987. ISSN 0022-4928.

PH Haynes and ME McIntyre. On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity. *JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES*, 47(16) :2021–2031, August 1990. ISSN 0022-4928.

JG Charney and ME Stern. Critical layer instability in baroclinic flows. *JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES*, 92(2) :159–172, 1962a. ISSN 0035-9009.

YG Morel, DS Darr, and C Talandier. Possible sources driving the potential vorticity structure and long-wave instability of coastal upwelling and downwelling currents. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 36(5) :875–896, May 2006. ISSN 0022-3670.

JG Charney and ME Stern. On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmospgere. *JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES*, 19(2) :159–172, 1962b. ISSN 0022-4928.

G Frelin, Y Morel, and A Pasquet. Advection of vortices in kelvin waves. Master's thesis, École Nationale Supérieure de Techniques Avancées, 2010.

Benoit Cushman-Roisin. *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*. Prentice Hall, 1st edition, April 1994. ISBN 0133533018.

J McWilliams. *Fundamentals of Geophysical Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 2006. ISBN 052185637X.

GG Sutyrin and GR Flierl. Intense vortex motion on the beta-plane - Development of the beta-gyres. *JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES*, 51(5) :773–790, MAR 1 1994.

JC McWilliams and GR Flierl. Evolution of isolated, non-linear vortices. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 9(6) :1155–1182, 1979. ISSN 0022-3670.

S. Herbette. *Erosion des tourbillons océaniques : influence de la topographie et d'un front isopycnal - Application aux Anneaux des Aiguilles*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2003.

F Vandermeirsch. *Interaction entre un jet et un tourbillon océaniques. Application au courant des Açores et aux meddies de la campagne SEMAPHORE*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 1999.

Carton, X.J. and Mcwilliams, J.C. Barotropic and Baroclinic Instabilities of Axisymmetric Vortices in a Quasigeostrophic Model. In J.C.J. Nihoul and B.M. Jamart, editor, *Mesoscale/Synoptic Coherent structures in Geophysical Turbulence*, volume 50 of *Elsevier Oceanography Series*, pages 225 – 244. Elsevier, 1989.

C. J. R. Garrett and J. W. Loder. Dynamical aspects of shallow sea fronts. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, 302(1472) :563–581, 1981.

J. James. A note on the circulation induced by a shallow sea front. *Estuarine and Coastal Marine Science*, 7 :192–202, 1978.

J. H. Simpson. The shelf-sea fronts : implications of their existence and behaviour. *Philosophycal Transdactions of the Royal Society, London*, 302 :531–546, 1981.

DR Lynch and WG Gray. Wave-equation model for finite-element tidal computations. *COMPUTERS & FLUIDS*, 7(3) :207–228, 1979.

L Carrere and F Lyard. Modeling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing - comparisons with observations. *GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS*, 30(6), MAR 19 2003.

Rainer Bleck. An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnic-Cartesian coordinates. *OCEAN MODELLING*, 4(1) :55–88, 2002.

M Assenbaum. Introduction à HYCOM. Technical report, Géosciences, 2005.

R Baraille and N Filatoff. Modèle shallow-water multicouches isopycnal de Miami. Technical Report 003/95, SHOM/CMO, 1995.

R Bleck and DB Boudra. Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 11(6) :755–770, 1981.

WG Large, JC Mcwilliams, and SC Doney. Oceanic vertical mixing - A review and a model with a nonlocal boundary-layer parameterization. *REVIEWS OF GEOPHYSICS*, 32(4) :363–403, NOV 1994.

B. Jähne, H. Scharr, and S. Körkel. *Principles of filter design. In Handbook of Computer Vision and Applications*. Academic Press, 1999.

J Weickert and H Scharr. A scheme for coherence-enhancing diffusion filtering with optimized rotation invariance. *JOURNAL OF VISUAL COMMUNICATION AND IMAGE REPRESENTATION*, 13(1-2) :103–118, MAR-JUN 2002.

RD Pingree, GT Mardell, and AL New. Propagation of internal tides from the upper slopes of the Bay of Biscay. *NATURE*, 321(6066) :154–158, MAY 8 1986. ISSN 0028-0836.

PG Baines. On internal tide generation models. *DEEP-SEA RESEARCH PART A-OCEANOGRAPHIC RESEARCH PAPERS*, 29(3) :307–338, 1982.

Chris Garrett and Eric Kunze. Internal tide generation in the deep ocean. *ANNUAL REVIEW OF FLUID MECHANICS*, 39 :57–87, 2007. ISSN 0066-4189.

I. L. Pairaud, F. Lyard, F. Auclair, T. Letellier, and P. Marsaleix. Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the Bay of Biscay. Part 1 : Barotropic tides. *CONTINENTAL SHELF RESEARCH*, 28(10-11) :1294–1315, JUN 30 2008.

OB Andersen. Shallow water tides in the northwest European shelf region from TOPEX/-POSEIDON altimetry. *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-OCEANS*, 104 (C4) :7729–7741, APR 15 1999.

BK Arbic and GR Flierl. Baroclinically unstable geostrophic turbulence in the limits of strong and weak bottom Ekman friction : Application to midocean eddies. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 34(10) :2257–2273, OCT 2004.

A Okubo. Horizontal dispersion of floatable particles in vicinity of velocity singularities such as convergences. *DEEP-SEA RESEARCH*, 17(3) :445–&, 1970.

J Weiss. The dynamics of enstrophy transfer in 2-dimensional hydrodynamics. *PHYSICA D*, 48(2-3) :273–294, MAR 1991.

Etude des mécanismes de dispersion en zone côtière. Application aux fronts tidaux en mer d'Iroise

Dans les zones côtières, la turbulence des couches limites conduit parfois à l'homogénéisation totale de la colonne d'eau. Lorsque la stratification estivale se met en place, ces zones homogénéisées sont associées à des fronts thermiques. En mer d'Iroise, les fortes marées aux abords de Sein et d'Ouessant font apparaître le "front d'Ouessant". Son extension résulte de mécanismes dispersi fs des eaux homogènes, est variable et dépasse les zones de brassage où ces eaux sont produites (ZMP).

Les mécanismes dispersifs sont étudiés à l'aide de configurations académiques où le mélange de marée est représenté par une zone fixe où les eaux stratifiées sont brassées en permanence. On montre que l'instabilité barocline, qui se développe aux frontières de la ZMP, est le processus le plus efficace pour disperser les eaux mélangées. Tout processus affectant l'instabilité barocline, ou la dispersion des structures émergentes, influence significativement le taux de dispersion et la forme du panache d'eaux mélangées. Ceci permet d'analyser la sensibilité du processus dispersif aux paramètres locaux et saisonniers.

Des études en configuration réaliste permettent d'analyser les effets conjugués du mélange et de la dispersion sur l'extension des gradients thermiques en mer d'Iroise. Leur influence sur la variabilité des fronts en surface et subsurface est analysée sur l'été 2009. On montre que les fronts thermiques de surface sont en partie initiés par la présence d'eaux produites dans les ZMP et infiltrées dans la thermocline. Ces structures épaississent la couche intermédiaire et, par l'action de la turbulence de surface, facilitent la création d'eaux froides à tempérées en surface.

Mots-clés : Fronts de marée ; front d'Ouessant ; dispersion ; dynamique côtière ; mélange ; instabilité barocline ; tourbillons

Study of dispersion mechanisms in coastal areas Application to tidal fronts in the Iroise sea.

In coastal areas, when the summer stratification settles, the bottom and surface turbulent boundary layers can overlap and delineate thermal fronts. An example in the Iroise sea is the Ushant front that develops around areas of intense mixing (ZMP) : the "Raz de Sein" and the area of Ouessant. Its extension is variable and exceeds the areas of mixed waters production. Both the extension of the front and its variability are sensitive to mechanisms of dispersion of homogenized waters.

Those mechanisms of dispersion are studied using academic configurations where tidal mixing is represented as fixed areas where stratified waters are continuously homogenized. It is shown that baroclinic instability developing at the edge of the ZMPs represents the most efficient mechanism to disperse the homogenized waters. Any process that modifies the characteristics of baroclinic instability, or the auto-propagating efficiency of emerging structures, significantly impacts the dispersion rate and pattern. The sensitivity of dispersive processes to seasonal and local parameters is analyzed.

Realistic configurations of the Iroise sea are then used to investigate the variability of thermal fronts when mixing processes are combined with dispersive mechanisms. Thermal gradients in the surface and subsurface layers are investigated considering extension patterns of the Ushant front during summer 2009. It is shown that thermal fronts are partly initiated by the presence of mixed waters produced in the ZMP and subducted in subsurface. Those anticyclonic structures thicken the subsurface layer, and can interact with surface turbulence, thus favoring the outcropping of cold to mild waters at the surface.

Keywords : Tidal fronts ; Ushant front ; dispersion ; coastal dynamics ; mixing ; baroclinic instability ; vortices