

UNIVERSITÉ de la MÉDITERRANÉE

CENTRE d'OCÉANOLOGIE de MARSEILLE

MASTER d'OCÉANOGRAPHIE
Spécialité : Océanographie Physique

Marion KERSALE

Etude numérique de la collision d'un Meddy avec une montagne sous-marine

Rapport de Stage réalisé au sein du laboratoire : *Instituto de Oceanografia*

Sous la Direction de : *Alvaro PELIZ*

Andrea DOGLIOLI (cotutelle), Anne PETRENKO (cotutelle).

Année Universitaire : 2009–2010

Remerciements

Je tiens à remercier dans un premier temps, toute l'équipe pédagogique du Centre d'Océanologie de Marseille (COM) pour m'avoir donné les bases nécessaires afin d'accomplir toute la partie théorique de mon étude.

Au terme de ce stage je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail tout particulièrement :

Mme Isabelle AMBAR, pour m'avoir accueilli au sein du Centre d'Océanographie de Lisbonne.

Mr Alvaro PELIZ, pour m'avoir accepté comme stagiaire sous sa tutelle avec autant de patience et de disponibilité et pour m'avoir intégré rapidement au sein du laboratoire en m'accordant toute sa confiance.

Mme Anne PETRENKO et Mr Andrea DOGLIOLI, j'ai apprécié votre patience et la clarté de vos avis, lors de nos conférences téléphoniques. Merci pour le temps que vous m'avez consacré tout au long de ce stage, sachant répondre à toutes mes interrogations.

Je remercie tout les membres de l'équipe physique : Ana Aguiar, Luísa Lamas, Ana Machado, Stephen Riha pour leur soutien, leurs conseils et leur gentillesse.

Enfin je souhaite remercier Mafalda Mascarenhas, gestionnaire administrative du groupe d'Océanographie physique qui a su répondre à tous mes besoins.

Merci pour cette expérience enrichissante et pleine d'intérêt que j'ai vécu pendant 4 mois.

Résumé

Les Meddies (Mediterranean eddies), tourbillons composés d'eau chaude et salée d'origine Méditerranéenne sont des structures hydrologiques proéminentes de l'Atlantique Nord. Lors de leur propagation, les Meddies sont confrontés à de nombreux obstacles topographiques. L'objectif de ce stage est l'étude de la dynamique et des processus intervenant lors de la collision d'un Meddy avec une montagne sous-marine. Des simulations à haute résolution ont été réalisées afin de modéliser cette collision. Une étude préalable, en l'absence de montagne sous-marine, a été effectuée afin de comprendre l'évolution et la structure du Meddy sans perturbation. Sa propagation est affectée principalement par l'effet β et une interaction hétéonique avec une structure cyclonique sous-jacente se mettant en place. Une analyse de sensibilité des paramètres physiques du modèle a été accomplie en considérant différentes caractéristiques de la montagne sous-marine. Dans toutes les simulations, le Meddy survit à la collision et se sépare en deux structures indépendantes : un Meddy principal et un Meddy secondaire. Un changement dans la structure verticale de la vorticité du Meddy principal met en évidence une évolution rapide vers une structure hétonique. Le Meddy principal continue ensuite à se propager vers le sud-ouest. Dans une des simulations, l'évolution vers une structure hétonique est tellement importante qu'une structure stable émerge et se propage vers l'est. Des processus d'érosion, d'agr gation et de filamentation sont également analys s.

Abstract

Mediterranean water eddies (Meddies) composed of warm and salted water are prominent hydrological structures of the North Atlantic. Meddies can travel far into the ocean interior and interact with abrupt topography. The purpose of this study is to examine the dynamics and the processes involved in a Meddy-Seamount interaction. A high resolution numerical study of this interaction has been conducted. An experiment, without seamount, was carried out in order to understand the evolution and the structure of the Meddy without disturbance. The movement of this vortex is caused by the β effect but also by a hetonic interaction, which takes effect gradually. A sensitivity analysis of the interaction was made by varying the seamount characteristics. In all the simulations, the Meddy survives the encounter and bifurcates into two separate vortices : a main Meddy and a secondary Meddy. The organization of the vorticity structure of the main Meddy quickly evolves toward a hetonic structure. The main Meddy continues to propagate southwestward. In one simulation, the change into a hetonic structure is so important that a stable structure emerges and propagates eastward. Processes of erosion, aggregation and filamentation were also analyzed.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Matériels et méthodes	6
2.1	Modèle physique	6
2.2	Mise en place de la configuration	8
2.3	Initialisation	9
2.4	Caractéristiques des simulations	11
2.5	Description des indices et des grandeurs utilisés pour l'analyse	13
3	Résultats	15
3.1	Simulation n^o1 : Le Meddy de référence	15
3.1.1	Trajectoire du Meddy	15
3.1.2	Structure du Meddy au moment de l'impact	18
3.2	Simulation n^o2 : L'impact de référence	20
3.2.1	Étude cinématique	20
3.2.2	Etude dynamique	23
3.3	Simulation n^o3 : Impact au Sud	27
3.4	Simulations n^o4 : Impact au Nord	31
3.5	Simulations n^o5 : Impact avec la montagne sous-marine Irving	35
4	Discussion	37
5	Conclusion	41

1 Introduction

Au niveau du détroit de Gibraltar, les eaux méditerranéennes sortantes, plus denses que les eaux atlantiques, plongent à une profondeur d'équilibre entre 500 et 1500 *m* formant ainsi une veine d'eau qui se propage à travers l'Atlantique. Ces eaux peuvent subir des instabilités lors de leur rencontre avec des accidents topographiques tels que les passages du Cap Saint-Vincent, du Tejo Plateau et du Cap Finisterre. Sous ces conditions, cette veine forme des tourbillons anti-cycloniques de sub-surface, composés d'eau chaude et salée d'origine Méditerranéenne, appelés les Meddies (Mediterranean eddies). Ces Meddies, ou lentilles d'eau méditerranéenne, sont des structures hydrologiques proéminentes de l'Atlantique Nord. Depuis plus de deux décennies, les Meddies ont fait l'objet de nombreuses recherches scientifiques. La distribution géographique de ces tourbillons (Figure 1-a) s'étend à l'ouest de la péninsule Ibérique jusqu'à 37°W et au sud jusqu'à 20°N (Richardson *et al.*, 2000). Les propriétés hydrologiques de nombreux Meddies ont été minutieusement décrites (Armi, 1989; Hebert *et al.*, 1990; Pingree et Le Cann, 1993a,b). Leur structure dynamique a également été étudiée en détails grâce à des courantomètres, des profileurs et des bouées (Armi, 1989; Carton *et al.*, 2002; Pingree et Le Cann, 1993b; Richardson *et al.*, 1989). Différentes généralités sur ces structures sont ressorties de toutes ces études. Les Meddies sont caractérisés comme des lentilles d'eau associées à des anomalies thermohalines ayant un diamètre pouvant aller de 40 à 150 *km* et s'étendant sur une épaisseur typique de 500 *m* centrée à une profondeur de 1100 *m* (Figure 1-b). Les Meddies ont une frontière distincte, dans leurs propriétés hydrodynamiques, formant un noyau de diamètre allant de 40 à 100 *km*. Le noyau possède une distribution des vitesses proche d'un corps solide en rotation. Les vitesses de rotation maximales de cet anticyclone sont atteintes au niveau de la frontière extérieure du noyau. La région extérieure au noyau est caractérisée par une chute des vitesses. Il a été souligné également que la déformation des isopycnes était plus marquée au-dessus du noyau qu'en dessous.

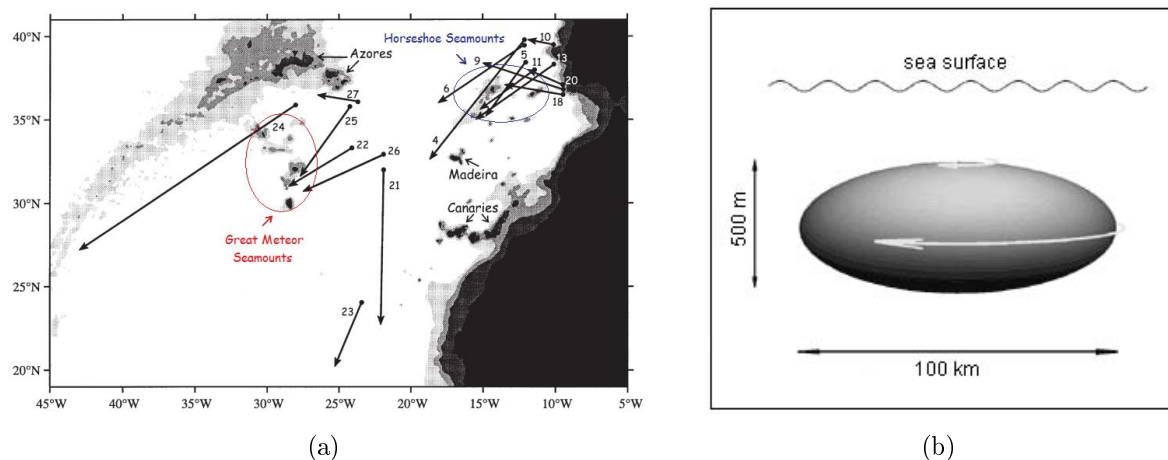


FIGURE 1 – (a) Distribution géographique de 16 Meddies avec leur vecteur de déplacement - Localisation des chaînes de montagnes sous-marines d'Horseshoe et de Great Meteor avec les isobathes (1000 et 2000 *m*) - Image tirée de (Richardson *et al.*, 2000). (b) Schéma d'un Meddy localisé en dessous de la surface libre et tournant anticycloniquement tiré de [[http://www.gso.uri.edu/maritimes/Back_Issues/00%20Fall/Text%20\(hm\)/meddy.htm](http://www.gso.uri.edu/maritimes/Back_Issues/00%20Fall/Text%20(hm)/meddy.htm)].

Ces études ont également montré que les Meddies se déplaçaient vers le sud-ouest avec une vitesse de translation d'environ 2 cm s^{-1} . De nombreuses recherches ont été consacrées à l'explication de ce mouvement.

Il a été démontré qu'un anticyclone, dans l'hémisphère Nord et sous l'effet de la variation du paramètre de Coriolis en fonction de la latitude (effet β), se déplace vers le sud-ouest (Cushman-Roisin, 1994). Une deuxième conséquence de l'effet β est le développement d'une circulation secondaire, appelée β -gyre. Cette deuxième circulation va alors influencer le déplacement tourbillon initial. Cependant il a été argumenté que le développement du β -gyre ne pouvait expliquer qu'une partie limitée de la propagation d'un tourbillon à sub-mésoscale (McWilliams, 1985). Morel et McWilliams (1997) ont étudié l'effet β sur l'évolution d'un tourbillon intrathermocline, comme les Meddies, avec un modèle quasi-géostrophique. Une condition nécessaire et suffisante pour définir un tourbillon isolé a été imposée, telle que, l'intégrale volumique de l'anomalie de vorticité potentielle doit être nulle. Le R-vortex a une anomalie de vorticité potentielle entourée d'un anneau de vorticité de signe opposé (Figure 2-a). Sa vorticité potentielle est dominée par la vorticité relative. La deuxième structure est appelée le S-vortex. Dans ce cas, l'anomalie de vorticité potentielle est dominée par un effet d'étirement vertical. L'anomalie de vorticité potentielle est alors encadrée par deux pôles de signes opposés (Figure 2-b).

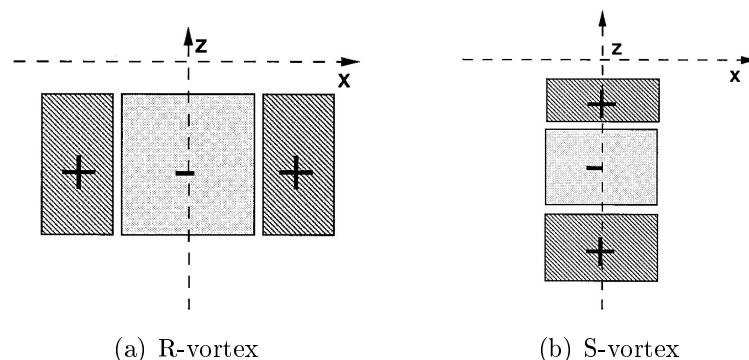


FIGURE 2 – Structures verticales de l'anomalie de la vorticité potentielle - Image tirée de Morel et McWilliams (1997).

La propagation d'un R-vortex est dominée par l'effet du β -gyre et présente une trajectoire régulière vers le sud-ouest. Cependant lorsque le R-vortex se déplace vers le sud, un nouveau pôle de vorticité positive peut se créer en-dessous ou au-dessus du pôle négatif. Un R-vortex peut ainsi évoluer sous la forme d'un S-vortex. Le S-vortex possédant initialement une structure de vorticité potentielle alignée verticalement peut évoluer sous la forme d'un *tilted dipole* (dipôle penché). Un *tilted dipole* est défini comme une structure avec un pôle positif et un pôle négatif situés à différentes profondeurs et non-alignés verticalement. Une circulation cyclonique se développe généralement en-dessous de l'anticyclone, correspondant au pôle négatif principal. Ces deux circulations, d'une intensité similaire, vont se propulser mutuellement ; c'est une interaction appelée hétonique (Hogg et Stommel, 1985). Le déplacement moyen de l'ensemble de la structure est alors vers le sud sud-ouest avec une trajectoire complexe (présence de points d'arrêt, de boucles, et de brusques changement de direction). Une structure, appelée modon, peut également se développer et se propager vers l'est. Un modon est une structure hétonique,

composante dipolaire barotrope axisymétrique, mais stable et persistente.

Durant leur dérive vers le sud-ouest les Meddies vont disparaître progressivement par des processus d'intrusion, de mélange et par la génération d'ondes de Rossby. Richardson *et al.* (1989) ont mis en évidence un nouveau mécanisme de disparition rapide d'un Meddy : la collision avec une montagne sous-marine. Richardson *et al.* (2000) ont estimé que, sur 27 Meddies analysés, 90% rentraient en collision avec une montagne sous-marine. Deux obstacles topographiques majeurs bloquent la migration d'un Meddy vers le sud-ouest : la chaîne de montagnes sous-marines d'Horseshoe et celle de Great Meteor. Les montagnes sous-marines d'Horseshoe, situées au sud-ouest du Cap Saint-Vincent, constituent un premier obstacle à des Meddies nouvellement formés (Figure 1-a). Les Meddies peuvent néanmoins contourner ce premier obstacle et rentrer dans le bassin des Canaries. La majorité des Meddies, dans ce bassin, vont continuer leur dérive vers le sud-ouest et rencontrer les montagnes sous-marines de Great Meteor (Figure 1-a). Celles-ci s'élèvent sur toute la colonne d'eau occupée par un Meddy et deviennent ainsi des obstacles presque inévitables (Figure 3).

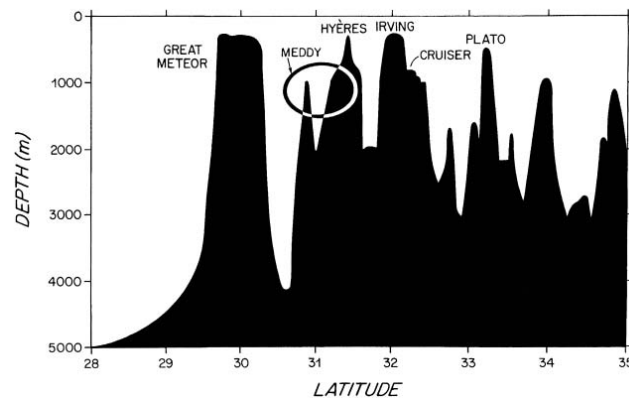


FIGURE 3 – Section nord-sud montrant le profil des profondeurs le long de la chaîne de montagne Great Meteor. L'ovale montre la profondeur moyenne et la taille typiques d'un Meddy - Image tirée de (Richardson *et al.*, 1989).

Shapiro *et al.* (1995) ont suggéré, grâce à l'échantillonnage d'un Meddy dans le bassin des Canaries, que la collision n'était pas forcément fatale pour le Meddy. Malgré la perturbation provoquée par l'impact, le tourbillon conservait son individualité et une structure cohérente. Ce fait a été confirmé par deux études numériques utilisant une approche de tourbillons ponctuels ('Point vortex') dans un modèle quasi-géostrophique avec le paramètre de Coriolis constant (plan f). Dewar (2002) a montré qu'un vortex avait la capacité de se réorganiser en une nouvelle structure cohérente après un impact. Une structure dipolaire avec une configuration hétonique est généralement observée. L'analyse du taux de survie d'un Meddy (Wang et Dewar, 2003) a dévoilé qu'il pouvait survivre à une collision avec 60 à 70 % de sa structure initiale intacte.

Il a été observé qu'un Meddy pouvait non seulement survivre à une collision mais également se séparer en deux tourbillons indépendants. Le Meddy 26, étudié par Richardson *et al.* (2000), après être rentré en collision avec la montagne sous-marine Irving s'est séparé (Figure 4). Lors de cet impact les deux bouées, situées à l'intérieur du tourbillon, ont adoptées deux trajec-

toires distinctes. Le Meddy 26 s'est donc séparé en deux anticyclones, avec des caractéristiques similaires, se comportant comme deux structures distinctes suivant des trajectoires différentes. L'observation d'une telle séparation est rare car elle nécessite la présence d'au moins deux bouées à l'intérieur de l'anticyclone initial.

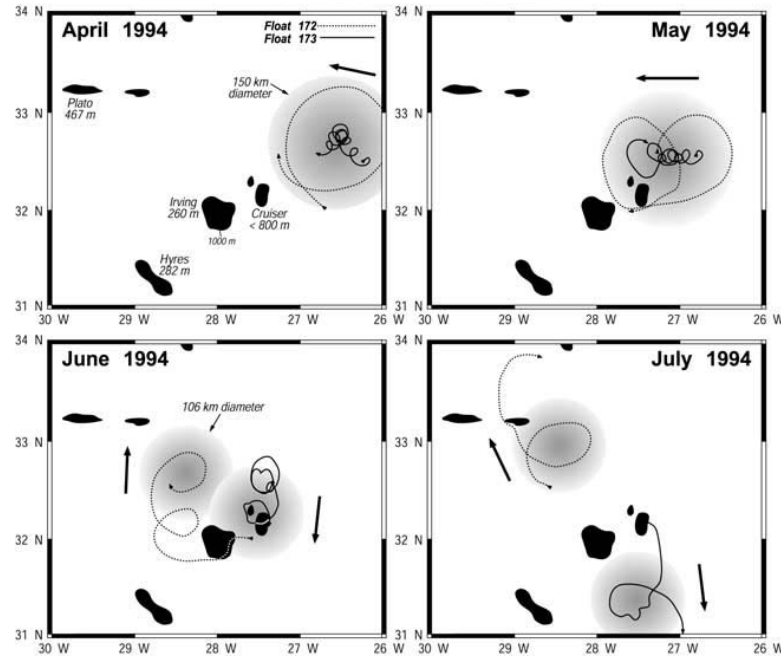


FIGURE 4 – Séparation du Meddy 26 après une collision avec la montagne sous-marine Irving - Trajectoires des bouées 172 en pointillée et 173 en trait plein - Image tirée de Cenedese (2002) mais utilisant les données de Richardson *et al.* (2000).

Richardson *et al.* (2000) ont souligné que la compréhension dynamique des processus intervenant dans la collision d'un Meddy avec une montagne sous-marine était pauvrement développée.

Une expérience en laboratoire a été conduite par Cenedese (2002) afin d'expliquer ce processus de séparation. L'évolution d'un vortex cyclonique barotrope lors de sa collision avec un cylindre vertical a été étudiée pour un impact au nord, au sud et au centre (Figure 5). Pour tous les impacts considérés, les expériences montrent la formation d'un courant (*streamer*) dans le sens cyclonique autour du cylindre. Ce fluide forme ensuite un nouveau cyclone en aval de l'obstacle. Pour un impact au nord, le vortex contourne le cylindre dans un sens cyclonique et interagit avec le cyclone nouvellement formé. Ces deux tourbillons fusionnent ensuite pour former une seule structure. Pour un impact au sud et au centre du cylindre, le comportement du vortex est identique. Il va contourner le cylindre dans un sens anticyclonique. Le vortex initial se trouvant ainsi dans la partie sud du cylindre et le vortex nouvellement formé dans la partie nord, ces deux tourbillons vont se propager indépendamment sans interagir. Les deux cyclones ont une échelle de taille identique.

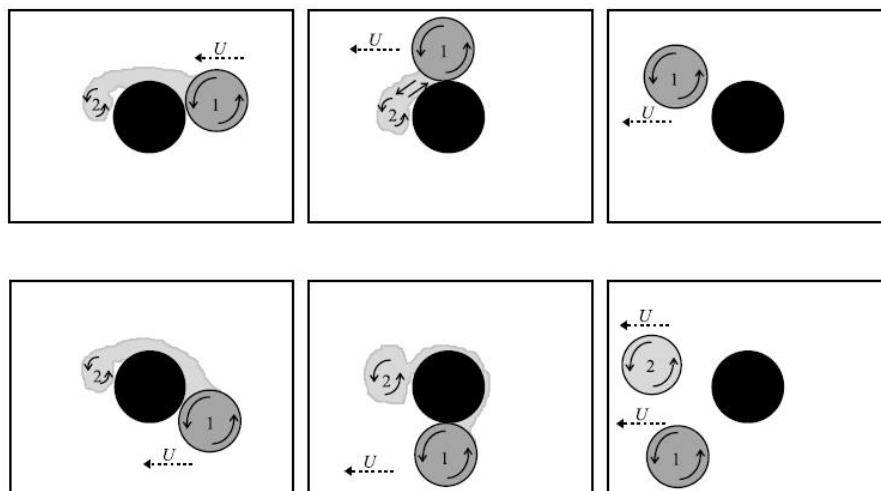


FIGURE 5 – Schéma illustrant la propagation d'un vortex cyclonique lors de sa rencontre avec un cylindre - Haut : Propagation pour un impact au nord ; Bas : Impact au sud et au centre

Au niveau des simulations numériques nous avons à notre disposition uniquement des simulations fortement idéalisées (Dewar, 2002; Wang et Dewar, 2003). Ce manque de simulation réaliste, nous a amené à utiliser aussi des résultats d'expériences numériques ne concernant pas les Meddies mais les tourbillons anticycloniques de surface provenant du courant des Aiguilles (*Agulhas ring*). Le comportement de ces tourbillons lors de leur rencontre avec une montagne sous-marine a été modélisé dans un modèle en couches sur un plan f (Herbette *et al.*, 2002). Cette étude a montré que lors d'une collision des tourbillons en profondeur étaient formés générant ainsi des fortes tensions de cisaillement en surface. L'érosion du tourbillon initial est alors provoquée par des processus de filamentation et de division. Les filaments provenant du tourbillon initial s'accumulent pour former de nouveaux tourbillons. Ils ont également analysé une interaction hététonique se créant entre la structure initiale et un cyclone en profondeur.

Cette étude a eu comme premier objectif d'effectuer des simulations de la collision d'un Meddy avec une montagne sous-marine, possédant différentes caractéristiques, grâce à l'utilisation d'un modèle numérique à haute résolution. Puis dans un deuxième temps, d'analyser la dynamique et les processus intervenant lors de cet événement. Le rapport est organisé de la façon suivante : la deuxième partie introduit brièvement le modèle numérique, sa configuration et son initialisation. Les différentes simulations, les indices et grandeurs utilisés pour l'analyse seront également répertoriés dans cette partie. La troisième partie du rapport présentera les différents résultats obtenus dans chaque simulation. Nous pourrons ainsi analyser les différences entre chaque expérience par rapport à une simulation de référence. Dans la quatrième partie, nous discuterons de nos résultats par rapport aux observations, aux expériences numériques et en laboratoire présentées précédemment. Nos conclusions seront exposées dans la sixième partie.

2 Matériels et méthodes

2.1 Modèle physique

Les simulations présentées dans cette étude ont été effectuées avec la version IRD (Institut de Recherche pour le Développement) du modèle ROMS (Regional Oceanic modelling System).

Une description détaillée du code étant à notre disposition (Shchepetkin et McWilliams, 2003, 2005), nous allons reprendre uniquement la formulation générale du code et certains aspects numériques relatifs à notre configuration.

Système d'équations

Afin de modéliser les écoulements océaniques, le code numérique ROMS utilise trois approximations fondamentales :

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

Si on admet la condition d'ergodicité, il est possible d'utiliser l'approche de Reynolds. Chaque variable instantanée sera alors définie comme la somme de sa valeur moyenne ($\bar{\cdot}$) et de sa fluctuation. Ces hypothèses permettent de transformer les équations de Navier-Stokes en équations primitives. On obtient donc un système de six équations à six inconnues résolu par le modèle : les équations des composantes horizontales moyennes de la vitesse, l'équilibre hydrostatique, l'équation de continuité, les équations de conservation des traceurs et l'équation d'état de l'eau de mer de l'UNESCO (Jackett et McDougall, 1995). Ce système peut être écrit en coordonnées cartésiennes (x,y,z,t) dans un repère tournant.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \bar{u} - f\bar{v} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + A_h \nabla_h^2 \bar{u} + A_v \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \bar{v} + f\bar{u} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + A_h \nabla_h^2 \bar{v} + A_v \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \\ 0 = \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + \rho g \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \bar{T} = K_h^T \nabla_h^2 \bar{T} + K_v^T \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \bar{S} = K_h^S \nabla_h^2 \bar{S} + K_v^S \frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial z^2} \\ \rho = \rho(T, S, z) \end{array} \right.$$

Les notations précédentes définissent : les composantes de la vitesse moyenne ($\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$), le paramètre de Coriolis (f), la pression moyennée (\bar{P}), la masse volumique de référence (ρ_0), la température potentielle (\bar{T}), la salinité (\bar{S}). La fermeture de la turbulence et l'hypothèse d'une turbulence horizontale isotrope nous ont permis d'introduire les coefficients horizontaux et verticaux de viscosité turbulente (A_h, A_z) et de diffusivité turbulente ($K_h^T, K_h^S, K_z^T, K_z^S$).

En surface et au fond, des conditions aux limites doivent être imposées afin de prendre en compte les flux verticaux au niveau de ces frontières. En notant η l'élévation de la surface libre et H la profondeur, on obtient :

$$z = \eta \left\{ \begin{array}{l} A_v \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \tau_{sx} \\ A_v \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \tau_{sy} \\ K_v^T \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = \frac{Q}{\rho_0 C_p} \\ K_v^S \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} = \frac{(E-P)S}{\rho_0} \\ \frac{d\bar{\eta}}{dt} = \bar{w} \end{array} \right. \quad z = H \left\{ \begin{array}{l} A_v \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \tau_{bx} \\ A_v \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \tau_{by} \\ K_v^T \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = 0 \\ K_v^S \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} = 0 \\ -\bar{u} \frac{\partial H}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial H}{\partial y} = \bar{w} \end{array} \right.$$

Les termes τ_{sx} , τ_{sy} , τ_{bx} , τ_{by} sont les composantes de la tension exercée par le vent sur la surface libre et par le courant sur le fond. Le flux solaire incident est noté Q , le coefficient de chaleur massique C_p , et $E - P$ représente la différence du flux d'évaporation et de précipitation en surface.

Discretisation spatiale - Grilles

Le système d'équations et les conditions aux limites sont ensuite discrétisés en coordonnées curvilignes orthogonales sur l'horizontal (Shchepetkin et McWilliams, 1998), et en coordonnées sigma, noté σ , sur la verticale. Les dérivées horizontales sont ensuite approximées par différences finies centrées du deuxième ordre, sur une grille décalée Arakawa de type C. Sur la verticale, les coordonnées σ permettent de suivre exactement la topographie, mais aussi de diviser la verticale en un nombre de points égaux. De plus, une augmentation de la résolution en surface peut être imposée en augmentant le nombre de niveaux σ à cet endroit.

Erreur du gradient de pression

La transformation des coordonnées verticales en coordonnées suivant la topographie crée un problème important. En effet des courants erronés le long de la topographie peuvent se développer. Ces courants sont dus à l'erreur de troncature lors du calcul du gradient de pression près des fortes pentes. Afin de limiter cette erreur, un critère de lissage de la bathymétrie h est utilisé $r = \frac{|\nabla h|}{2h} \leq 0.2$ (Beckmann et Haidvogel, 1993). D'autres types d'erreurs non spécifiques à la coordonnée σ , mais liées à l'approximation de Boussinesq et à l'équation d'état, influent aussi sur le gradient de pression.

Discretisation temporelle

Sachant que les ondes internes se propagent plus lentement que les ondes de gravité de surface, une résolution temporelle plus fine pour le mode barotrope doit être imposée. Le mode barocline et le mode barotrope doivent alors être calculés séparément. Ceci est possible grâce à une méthode de séparation explicite des pas de temps. La discrétisation du mode barocline se fait à l'aide d'un schéma de type "Leapfrog" et du correcteur d'Adams-Molton.

Schéma d'advection

Le schéma d'advection horizontal est basé sur un schéma avant d'ordre 3 employant une procédure de correction de la diffusion numérique; alors que sur la verticale un schéma centré d'ordre 4 est adopté (Penven *et al.*, 2006).

Paramétrisation des processus sous-maille

Le code propose plusieurs schémas de résolution des processus sous-maille. Sur l'horizontale, une paramétrisation des processus de dissipation et de diffusion par des termes harmoniques

a été utilisée (Haidvogel et Beckmann, 1999). Les coefficients A_h et K_h^T ont été fixés avec les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} A_h &= 10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ K_h^T &= K_h^S = 0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

Des coefficients nuls ont été imposés pour les coefficients horizontaux de diffusivité turbulente car le schéma d'advection choisi est très diffusif, et le reste, dans nos simulations à haute résolution, malgré ces coefficients nuls. Le coefficient horizontal de viscosité turbulent quant à lui a été choisi afin de dissiper le bruit à sub-mesoéchelle. Une première simulation a été effectuée avec $A_h = 0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Cependant la présence de nombreuses structures sub-mesoéchelles autour de la montagne sous-marine, se créant au moment de la collision, nous a incité à augmenter ce coefficient afin de vérifier la nature de ces structures. La physique de mélange verticale utilisée est le schéma KPP (K Profile Parameterization) (Large *et al.*, 1994). Dans notre cas, ces coefficients ont été initialisés tels que :

$$A_z = K_z^T = K_z^S = 1.10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

Frontières

Aux niveaux des quatre frontières ouvertes, des conditions de type Orlansky (3D) ont été implémentées dans le modèle (Marchesiello *et al.*, 2001). Une méthode des caractéristiques a été utilisée pour les variables 2D (Blayo et Debreu, 2005). Ces conditions de radiation permettent de laisser sortir les perturbations du domaine. De plus, des couches éponges sont ajoutées le long des frontières. A l'intérieur de ces couches d'une épaisseur de 30 km, un terme de mélange latéral est fixé jusqu'à une valeur maximum de viscosité de $200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. De l'intérieur vers l'extérieur du domaine, les variables calculées par le modèle, température et vitesses, vont progressivement évoluer vers les données de la climatologie en fixant un temps de rappel. Enfin une conservation du volume est contrainte aux frontières.

2.2 Mise en place de la configuration

La zone modélisée a été initialisée sur un domaine carré de 800 km, utilisant l'approximation β -plan centrée autour de 36°N. Les écoulements étant à une échelle spatiale suffisamment réduite, on peut approcher la surface terrestre par son plan tangent. Ainsi nous pouvons considérer la force de Coriolis comme une variable linéaire des coordonnées méridiennes : c'est l'approximation de plan- β .

$$f = f_0 + \beta y$$

En notant λ la latitude, $\Omega = 2\pi f$ avec f la fréquence de rotation de la Terre et R le rayon de la Terre, on obtient : $f_0 = 2\Omega \sin \lambda = 8,55.10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et $\beta = \frac{2\Omega}{R \cos \lambda} = 2.82.10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$

Forçages

Aux frontières ouvertes, les champs de vitesse sont nuls. En surface, nous n'avons imposé aucune friction du vent. Les flux de chaleur et de masse sont également initialisés et conservés comme

nuls. Ces simplifications ont été effectuées afin de se focaliser essentiellement sur l'impact du Meddy avec la montagne sous-marine sans aucun facteur extérieur venant modifier les résultats.

Grille et paramètres

Toutes les simulations ont été réalisées sur le domaine présenté ci-dessus. La grille a été construite en décomposant la zone en maille carrée de 5 km de côté. Le point (0 km, 0 km) sera par la suite considéré comme le centre du domaine. Les positions méridiennes (longitudinales) seront positives au Nord (Est) et négatives au Sud (Ouest) variant entre 0 et 400 km. Nous avons donc une grille de 160×160 points, avec une résolution correspondante de $1/20^\circ$. Cette grille permet une bonne représentation du premier rayon de déformation de Rossby sur cette zone et pour la stratification adoptée (égal à 30 km selon Chelton *et al.*, 1998). Le nombre de niveaux sigma est de 30. Afin d'avoir une meilleure résolution dans la partie de la colonne d'eau d'intérêt, on utilise comme coefficients de stretching de la grille verticale : $\theta_s = 4$, $\theta_b = 0$. Les frottements de fond sont paramétrisés de façon linéaire avec un coefficient $C_d = 3.10^{-4}$. Respectant le critère CFL, le pas de temps externe (interne) a été fixé à 10 s (480 s). Les données sont ensuite sauvegardées tous les trois jours.

2.3 Initialisation

Les différentes simulations ont été réalisées afin de modéliser la propagation d'un Meddy et un impact avec une montagne sous-marine. Des fonctions analytiques, décrivant l'équilibre hydrostatique et les champs de vitesse, ont été développées afin de créer les champs initiaux du modèle numérique. Nous allons décrire l'initialisation du Meddy dans notre domaine.

La structure initiale du Meddy a été choisie selon une distribution de la pression de la forme :

$$P = P_{atm} + P_b + P_{Meddy}$$

Avec P_{atm} la pression atmosphérique, P_b la pression associée à la masse d'eau environnante et P_{Meddy} la pression associée au tourbillon. De plus on émet l'hypothèse que P_{atm} est une constante. La pression associée au Meddy est idéalisée par une distribution de Rayleigh en accord avec Pingree et Le Cann (1993b) :

$$P_{Meddy}(x, y, z) = P_b + e^{-\frac{r^2}{2R_v^2}} e^{-\frac{(z-z_v)^2}{H^2}}$$

Avec r la distance par rapport au centre du vortex, z_v la profondeur centrale du Meddy et enfin H l'épaisseur verticale du Meddy (Figure 6). Plus r augmente plus la pression, associée au Meddy, augmente jusqu'à atteindre une valeur maximum à une échelle de taille (R_v). Cette échelle de taille sera définie comme le rayon du noyau du Meddy. Une variation verticale de l'épaisseur du Meddy a été considérée de sorte que $H = H_{sup}$ ($H = H_{inf}$) au-dessus (en-dessous) de la profondeur centrale z_v . Une épaisseur de 1100 m pour H_{sup} et de 400 m pour H_{inf} a été imposée (Pingree et Le Cann, 1993b). La variation de H a été initialisée sous la forme d'un arc tangente.

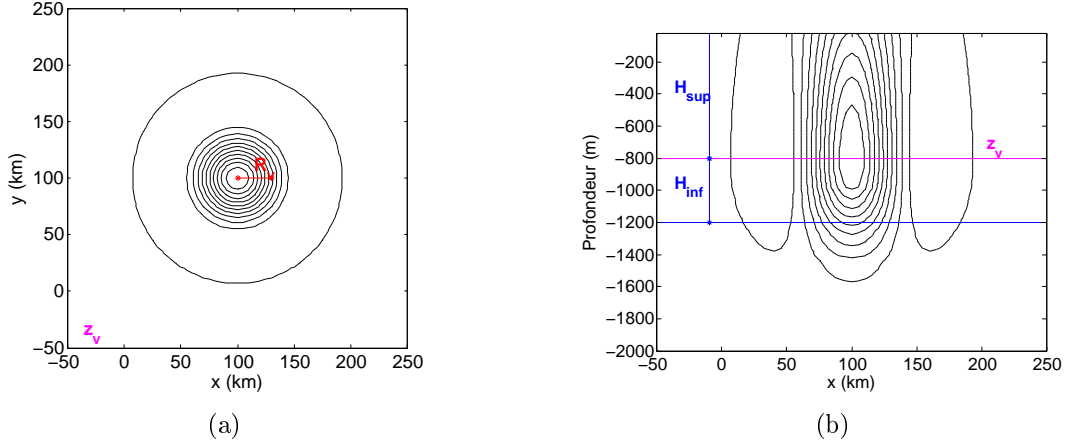


FIGURE 6 – Coupe horizontale à la profondeur z_v (a) et verticale en passant par le centre du Meddy (b) du contour de la vorticité relative avec un intervalle de $0.25 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ au temps d'initialisation $t=1$ jour.

L'anomalie de densité est ensuite associée à la pression grâce à l'équilibre hydrostatique. En ce qui concerne la masse d'eau environnante une décroissance de forme exponentielle a été adoptée :

$$\rho_b = \rho_0 + \Delta\rho(1 - e^{\frac{z}{z_1}})$$

Dans nos simulations, z est négatif avec $z = 0 \text{ m}$ à la surface libre et $z = -5000 \text{ m}$ au fond. Nous avons choisi une valeur de z_1 égale à 700 m afin d'avoir un profil réalistique (Armi, 1989; Morel et McWilliams, 1997; Richardson *et al.*, 1989). Finalement, la densité totale (Figure 7) prend la forme de :

$$\rho(x, y, z) = \rho_b - \frac{1}{g} \rho_0 e^{\frac{-(r^2)}{2 \cdot R_v^2}} \frac{\partial}{\partial z} (e^{\frac{-(z-z_v)^2}{H^2}})$$

La densité est reliée à la température par une fonction linéaire :

$$\rho = 1030 - 0.28T$$

L'équilibre hydrostatique nous a permis de calculer l'élévation de la surface libre. Les composantes horizontales de la vitesse en surface (u_o, v_o) ont été reliées à cette élévation grâce à l'équilibre géostrophique.

$$\begin{cases} u_o = \frac{d\eta}{dy} \frac{-g}{f} \\ v_o = \frac{d\eta}{dx} \frac{g}{f} \end{cases}$$

La condition initiale pour la variation verticale des composantes horizontales de la vitesse (Figure 7) est calculée avec la méthode dynamique. La surface a été considérée comme la profondeur de référence.

$$\begin{cases} \frac{du}{dz} = \frac{g}{f_0} \frac{d\rho}{dy} \\ \frac{dv}{dz} = \frac{-g}{f_0} \frac{d\rho}{dx} \end{cases}$$

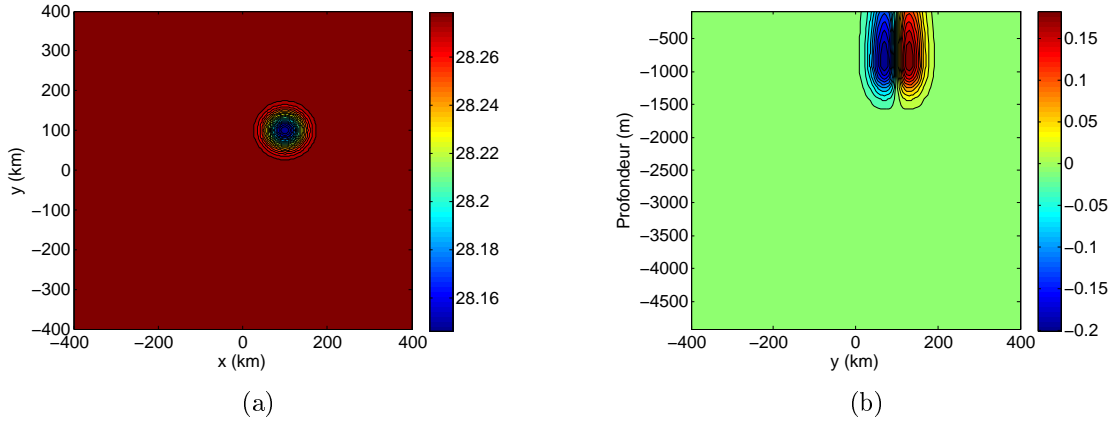


FIGURE 7 – Coupe horizontale à 800 mètres de profondeur du champ initial de densité [$kg\ m^{-3}$] (a)- Coupe verticale de la composante horizontale de la vitesse zonale [$m\ s^{-1}$] en passant par le centre du Meddy (b) au temps d'initialisation $t=1$ jour.

2.4 Caractéristiques des simulations

Le Meddy de référence

Les paramètres caractérisant le vortex ont été choisis afin de représenter approximativement un Meddy (Richardson *et al.*, 2000). Une première simulation est effectuée sur une durée de quatre mois en l'absence de montagne sous-marine (Simulation n^o1 - Tableau I). Le Meddy a comme caractéristique une profondeur $z_v = 1000\ m$ et une position initiale dans le domaine $(100\ km, 100\ km)$. Son noyau a un rayon $R_v = 30\ km$ correspondant à un diamètre total du Meddy de $150\ km$ supérieur à $2 \times R_v$. Cette simulation est réalisée afin de visualiser l'évolution du Meddy et de sa structure au moment de la collision sans l'effet de la montagne sous-marine.

La géométrie de l'impact

L'analyse de la trajectoire du Meddy de référence nous a permis de placer le centre de la montagne sous-marine, dans les prochaines simulations, afin d'obtenir différents impacts. Le ratio X/R_v a été utilisé afin de mesurer la géométrie de l'impact (Cenedese, 2002). Nous avons utilisé et adapté ce paramètre afin de décrire la géométrie de la collision dans nos simulations (Figure 8). Le paramètre X a été défini comme la distance, dans la direction de l'axe X , entre la position du centre de la montagne sous-marine et la trajectoire du centre du Meddy dans la direction de l'axe Y . Ainsi nous avons pu définir trois types d'impact. Pour $X/R_v = 0$ un impact central pourra être défini. Pour un $X/R_v < 0$ ($X/R_v > 0$) un impact du côté Sud (Nord) de la montagne sous-marine se déroulera.

La simulation de référence

La simulation de référence consiste à conserver les caractéristiques de ce Meddy et d'ajouter une montagne sous-marine dans le domaine (Simulation n^o2 - Tableau I). Cette simulation et les simulations suivantes sont toutes réalisées sur une période d'un an. La montagne sous-marine a été modélisée sous la forme d'une gaussienne sur un fond plat à une profondeur de $5000\ m$. Elle est définie par une hauteur maximum H_t et un écart type μ .

$$h_t(r) = H_t e^{\frac{-r^2}{\mu^2}}$$

Les valeurs de (H_t, μ) ont été choisies afin de caractériser une montagne sous-marine qu'un Meddy peut rencontrer dans le bassin des Canaries. Dans la simulation de référence la montagne

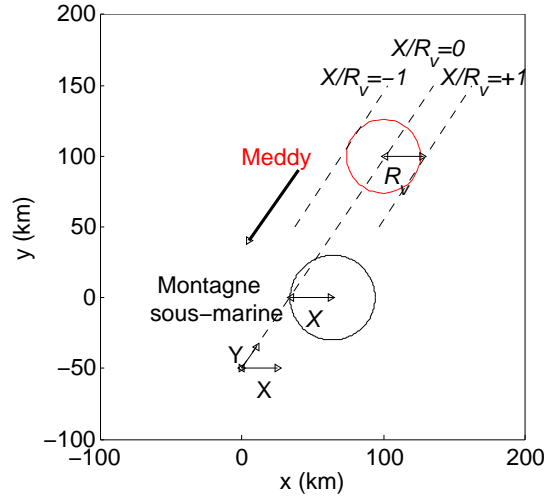


FIGURE 8 – Schéma de la géométrie de l'impact du Meddy (cercle rouge) contre la montagne sous-marine (cercle noir)- ($X/R_v = 0$ Impact central, $X/R_v < 0$ Impact du côté Sud de la montagne sous-marine, $X/R_v > 0$ Impact du côté Nord de la montagne sous-marine)

sous-marine Great Meteor a été considérée. Elle est caractérisée par une hauteur H_t de 4750 m et un rayon R_t de 30 km à la profondeur z_v (Figure 9). Ce rayon a été imposé en choisissant une valeur de μ égale à 63 km. De plus, ces valeurs respectent bien le critère de lissage ($r = 0.1291$) de Beckmann et Haidvogel (1993). La position du centre de la montagne sous-marine a été choisie à (32 km, 0 km) permettant un impact central ($X/R_v = 0$).

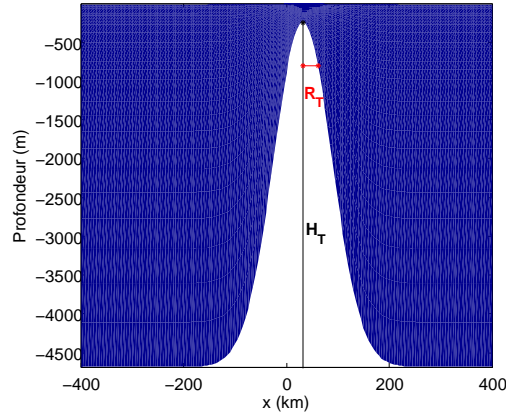


FIGURE 9 – Coupe verticale de la montagne sous-marine Great Meteor en passant par son centre avec les paramètres correspondants.

Les simulations d'analyse des paramètres physiques du modèle

Ces simulations sont basées sur la simulation de référence mais en prenant en compte la variation d'un paramètre. Premièrement, différents impacts du Meddy avec la montagne sous-marine sont réalisés (Simulation n°3 et 4 - Tableau I). Un impact au Sud ($X/R_v < 0$) de la montagne sous-marine est modélisé en plaçant cet obstacle à une position (0 km, 0 km). De façon identique, un impact au Nord ($X/R_v > 0$) est effectué avec la montagne sous-marine placée à (64 km, 0 km). Deuxièmement, la montagne sous-marine Irving est modélisée tout en conservant la position amenant à un impact central (Simulation n°5 - Tableau I). Un diamètre de 38 km à la profondeur z_v est considéré. Cette montagne possède la même hauteur que Great Meteor. Ces caractéristiques respectent également le critère de lissage ($r = 0.18$).

TABLEAU I - Les différentes simulations

	Paramètres	Valeurs	1	2	3	4	5
Caractéristiques du Vortex	z_v - Profondeur centrale [m]	-800	X	X	X	X	X
	R_v - Rayon du noyau [km]	30	X	X	X	X	X
	Position [km; km]	100 ; 100	X	X	X	X	X
Caractéristiques de la montagne sous-marine	Great Meteor : H_t - Hauteur[m] ; R_t - Rayon [km]	4750		X	X	X	
		30		X	X	X	
	Irving : H_t - Hauteur[m] ; R_t - Rayon [km]	4750					X
		14					X
	Position [km; km] (Impact)	0 ; 0 (Sud)			X		
		32 ; 0 (Central)		X			X
		64 ; 0 (Nord)				X	

2.5 Description des indices et des grandeurs utilisés pour l'analyse

Dans notre étude la nécessité de comparer l'évolution et l'intensité d'un Meddy avant/après collision et entre chaque simulation, présentées ci-dessus, nous a amené à utiliser la vorticité relative, notée ξ . La vorticité relative est définie comme la composante verticale du rotationnel de la vitesse.

$$\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

La vorticité relative exprime la tendance d'un fluide à tourner. Elle sera caractérisée par des valeurs négatives pour un anticyclone et positive pour un cyclone. Tout d'abord, cette grandeur a été utilisée comme un indice permettant ainsi d'effectuer un suivi du centre du Meddy. En effet le centre d'un anticyclone est défini comme un minimum de vorticité relative. Nous avons donc cherché initialement la position du point de minimum de vorticité relative dans le domaine à la profondeur z_v égale à 800 m. Ensuite à chaque pas de temps, tous les trois jours, nous avons recherché, autour d'un rayon de 50 km par rapport au point précédent, la nouvelle position du minimum de vorticité. A la fin de chaque simulation nous avons pu tracer la trajectoire du centre du Meddy à 800 m de profondeur. Deuxièmement des sections horizontales et verticales de la vorticité relative ont été réalisées. Trois profondeurs de référence pour ces sections horizontales ont été choisies : en surface (10 m de profondeur), à la profondeur centrale du Meddy ($z_v=800$ m) et en profondeur (2000 m). De plus les vecteurs des composantes horizontales de la vitesse ont été superposés à ces sections. En ce qui concerne les coupes verticales, des sections nord-sud ou/et est-ouest ont été effectuées dans chaque simulation. Les sections sont toutes centrées par rapport à la position du centre du Meddy et s'étendent sur 300 km. La vorticité relative a été calculée horizontalement, le long de la section, tous les 50 m entre 50 et 2000 m de profondeur. Les valeurs ont ensuite été interpolées. Les isopycnes ont également été représentées sur ces sections. Troisièmement l'analyse de la symétrie, du rayon et de l'intensité du Meddy, à différents temps de simulation, a été réalisée grâce à une distribution de la composante zonale et méridienne de la vitesse horizontale le long de transect nord-sud et est-ouest. Ces graphiques ont comme origine la position du centre du Meddy à 800 m de profondeur et s'étendent sur

200 *km*. Finalement l'érosion du Meddy a été évaluée par une évolution temporelle de la valeur absolue de l'intégrale volumique de la vorticité relative entre deux isopycnes (27.5 et 28.5) et autour d'un rayon par rapport au centre du Meddy de 50 *km*. L'isopycne 27.5 définit bien la limite supérieure de l'anticyclone, et l'isopycne 28.5 la limite inférieure.

3 Résultats

Dans cette section, nous allons présenter les résultats de nos différentes simulations. La simulation $n^{\circ}1$ représente l'évolution d'un Meddy en l'absence de montagne sous-marine. La simulation $n^{\circ}2$ caractérise la propagation de ce Meddy rentrant en collision avec une montagne sous-marine pour un impact central. Ces deux simulations de référence (Meddy de référence - Impact de référence) sont la base de cette étude et seront donc analysées en détails. Les simulations $n^{\circ}3$ et 4 concernent une modification de l'emplacement de la montagne afin de réaliser un impact du tourbillon contre celle-ci du côté Sud et Nord respectivement. La simulation $n^{\circ}5$ considère la montagne sous-marine Irving qui possède un rayon plus petit. Pour ces trois dernières simulations nous allons nous focaliser sur les changements par rapport à la simulation $n^{\circ}2$. Ainsi seulement les aspects différents seront traités.

3.1 Simulation $n^{\circ}1$: Le Meddy de référence

Le Meddy de référence, initialement situé à la position de $(100 \text{ km}, 100 \text{ km})$, va se déplacer vers le Sud-Ouest (Figure 10). Cette trajectoire forme un angle approximatif de 120° avec l'axe horizontal et la vitesse de propagation moyenne, sur les quatre mois de simulation, est égale à 2 cm s^{-1} . Nous allons analyser les processus responsables de cette dérive. Cette trajectoire quasiment rectiligne nous a permis de placer la montagne sous-marine en fonction de l'impact choisi dans les prochaines simulations (Figure 8). Dans la simulation de référence, présentée ultérieurement, on a pu noter que le Meddy évoluait dans le domaine pendant dix-neuf jours avant que l'impact survienne. Ce temps de référence, ou moment auquel l'impact avec la montagne sous-marine a lieu appelé t_{simu2} , nous a donc permis de définir, pour cette simulation sans montagne sous-marine, la structure du Meddy à t_{simu2} .

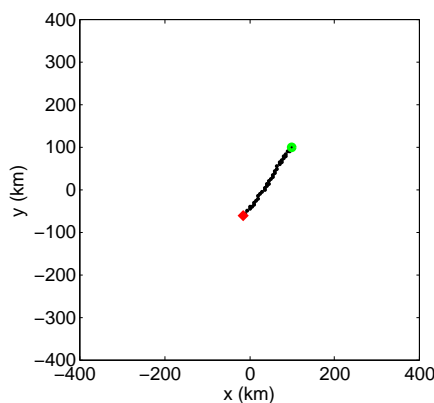


FIGURE 10 – Trajectoire du centre du Meddy à 800 m de profondeur - Position calculée tous les trois jours - Le rond vert correspond à la position initiale ($t=1$ jour) et le losange rouge à la position finale ($t=121$ jours)

3.1.1 Trajectoire du Meddy

Nous pouvons tout d'abord expliquer la dérive de l'anticyclone sur un plan β en terme de vorticité potentielle (Cushman-Roisin, 1994). Pour cela nous avons réalisé une coupe de la

vorticité potentielle à 800 *m* de profondeur à t_{simu2} et nous avons superposé un cercle représentant le contour initial du Meddy (Figure 11). En théorie, les parcelles de fluide au sud d'un anticyclone vont avoir tendance à se déplacer vers le nord et donc acquérir de la vorticité planétaire. Ce gain de vorticité planétaire est associé à un gain de vorticité relative anticyclonique par écrasement. En revanche les parcelles situées au nord dérivent vers le sud. Cette dérive est associée à un gain de vorticité relative cyclonique par étirement. Nous pouvons observer ces phénomènes d'écrasement et d'étirement sur le bord ouest et est du Meddy respectivement. On peut donc en déduire que l'effet de la latitude sur un tourbillon anticyclonique est une dérive vers l'ouest. Un raisonnement similaire peut être fait en considérant cette fois un déplacement des parcelles de fluide sur un quart de tour. Ce processus va entraîner un anticyclone, au commencement de son évolution, vers l'équateur.

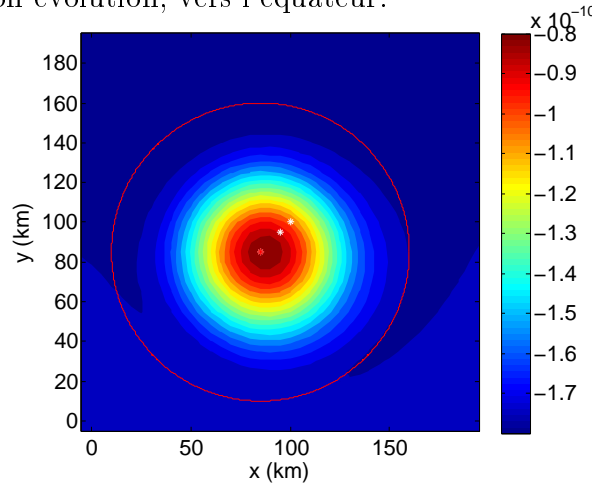


FIGURE 11 – Vorticité potentielle [$m^{-1} s^{-1}$] à 800 *m* de profondeur après 19 jours de simulation - Contour initial du Meddy en rouge - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 800 *m* calculées tous les 9 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté).

L'advection des particules environnantes va développer une circulation secondaire, appelée ' β -gyre'. L'effet du ' β -gyre' peut être évalué en calculant la vitesse de propagation des ondes de Rossby (voir Morel et McWilliams (1997) pour une discussion détaillée de l'effet β sur la propagation d'un Meddy). Nous avons calculé approximativement la vitesse maximum de ces ondes dans la direction de l'ouest : $c_x = -\beta R^2 = -2 \text{ cm s}^{-1}$.

Avec $\beta = 2.82 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et R le premier rayon barocline de Rossby égal à 30 *km*. Dans notre cas la vitesse de propagation des ondes de Rossby est similaire à la vitesse de propagation moyenne du Meddy. Le développement de cette circulation a donc une influence majeure sur la propagation du tourbillon.

Cependant durant la propagation du Meddy, l'effet β n'est pas le seul mécanisme contrôlant le vortex. Avec le temps, la structure de la vorticité relative du Meddy se modifie (Morel et McWilliams, 1997). Durant son déplacement vers le Sud une génération vorticité positive en profondeur peut être observée. On peut remarquer ce phénomène en analysant les coupes verticales de la vorticité relative au temps initial ($t = 1$ jour) et après 91 jours de simulation (Figure 12).

Initialement, on remarque que la vorticité positive s'étend jusqu'à 1600 *m* de profondeur

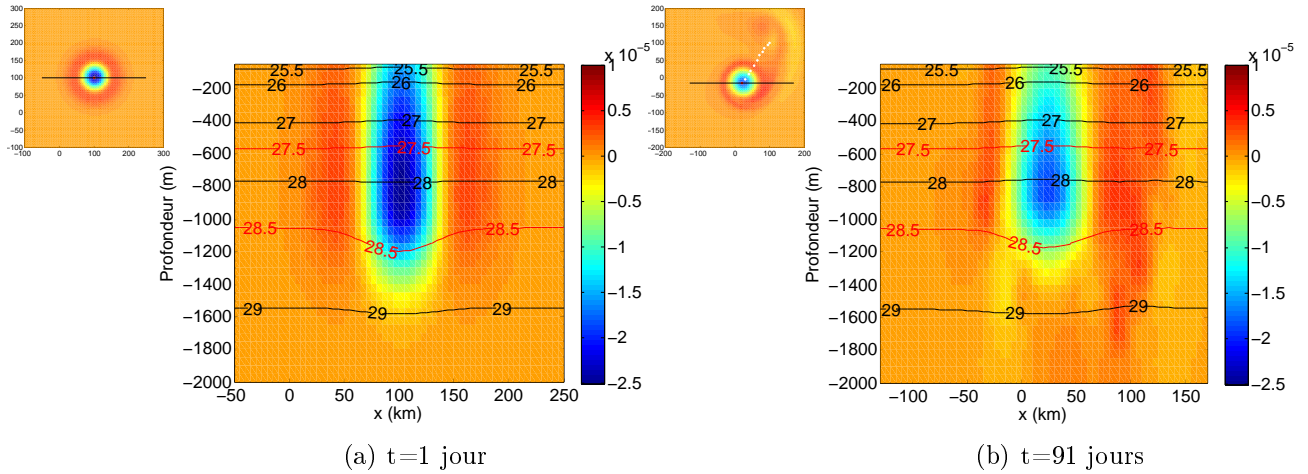


FIGURE 12 – Coupe latitudinale (Est-Ouest) de la vorticité relative [s^{-1}] et des isopycnas entre 50 et 2000 m de profondeur

autour du coeur négatif du Meddy. Cette symétrie horizontale est consistante avec l'organisation du R-vortex (Figure 2-a) de Morel et McWilliams (1997). Après 91 jours, on peut noter une réorganisation de la structure de la vorticité avec une génération de vorticité positive en profondeur jusqu'à 2000 m . Cette réorganisation nous indique que le vortex évolue vers une structure intermédiaire entre le R- et S-vortex.

Le tourbillon évolue alors vers la forme d'un *tilted dipole*. Cette structure est caractérisée par la présence d'un pôle positif et d'un pôle négatif situés à différentes profondeurs et non-alignés verticalement. La circulation cyclonique en profondeur, située à l'est de la position du centre du Meddy, présente avec le développement du β -gyre va alors se renforcer sous l'effet de ce gain de vorticité positive. Nous avons donc regardé plus précisément la structure de la vorticité relative et les circulations associées à la profondeur centrale du Meddy ($z_v=800$ m) et à 2000 m (Figure 13). On remarque bien la vorticité négative, associée au Meddy, centré à 80 km sur l'axe latitudinal. La circulation cyclonique est quant à elle décalée vers l'est de 20 km . Ces deux circulations rentrent alors en interaction. C'est une interaction hétéronique (Hogg et Stommel, 1985). Nous avons également représenté sur la Figure 13 la vorticité relative du S-vortex évoluant sous la forme d'un héton (Morel et McWilliams, 1997). On peut remarquer que ces structures sont similaires confirmant ainsi nos premiers résultats.

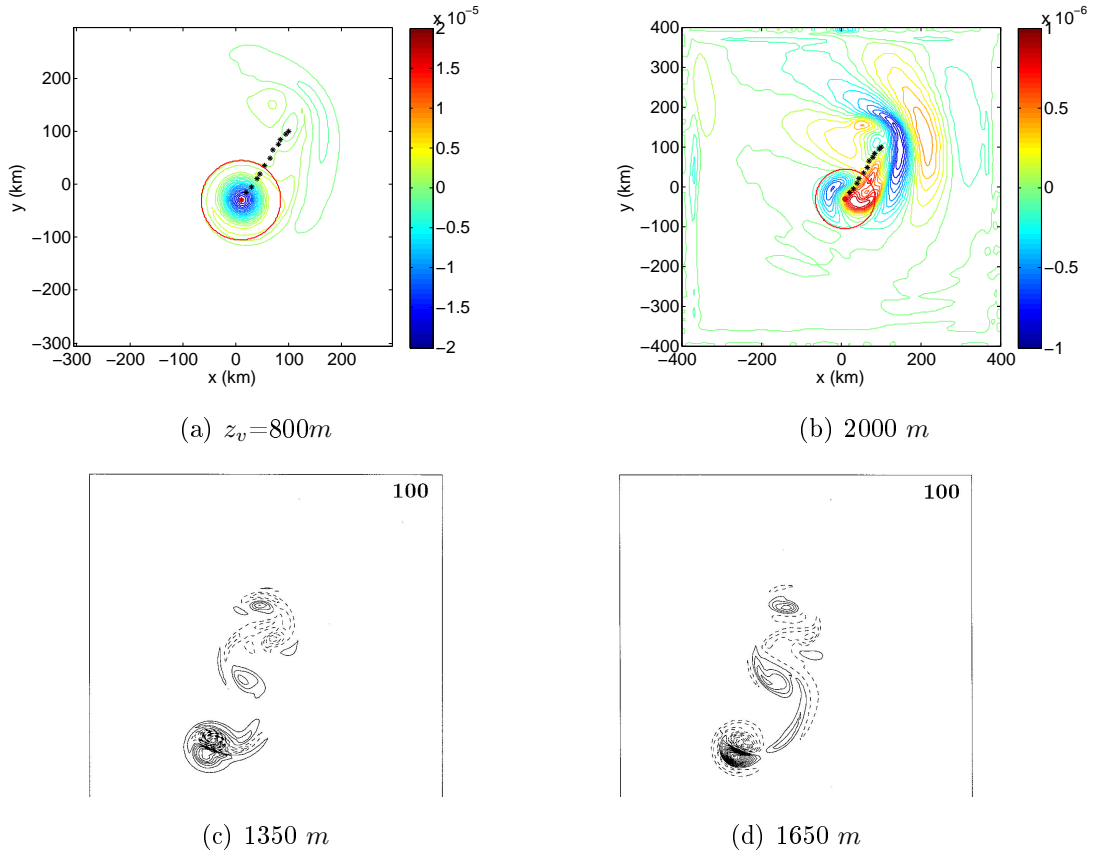


FIGURE 13 – Vorticité relative [s^{-1}] après 100 jours de notre simulation (haut) et du S-vortex (bas) de Morel et McWilliams (1997)- a, b : Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à $800 m$ calculées tous les 9 jours (étoiles noires pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté). c, d : Les Valeurs négatives sont en pointillées et positives en trait plein

3.1.2 Structure du Meddy au moment de l'impact

La structure du Meddy à t_{simu2} sans l'effet de la montagne sous-marine a été analysée au trois profondeurs de référence (Figure 14). A la profondeur centrale du Meddy ($z_v=800 m$), la circulation anticyclonique associée au Meddy est intense avec des valeurs de vorticité relative de $-2.5 \cdot 10^{-5} s^{-1}$ et des courants de $0.2 m s^{-1}$. En profondeur, on peut remarquer la présence de la circulation cyclonique à l'est de la position du centre du Meddy à $800 m$. Cette circulation est peu intense avec des valeurs de vorticité de $+1 \cdot 10^{-6} s^{-1}$ et des vitesses de courant de $0.02 m s^{-1}$. Cependant l'image de la vorticité relative en surface montre l'impact de cette circulation cyclonique en profondeur jusqu'à la surface. On peut noter également la présence dominante du Meddy.

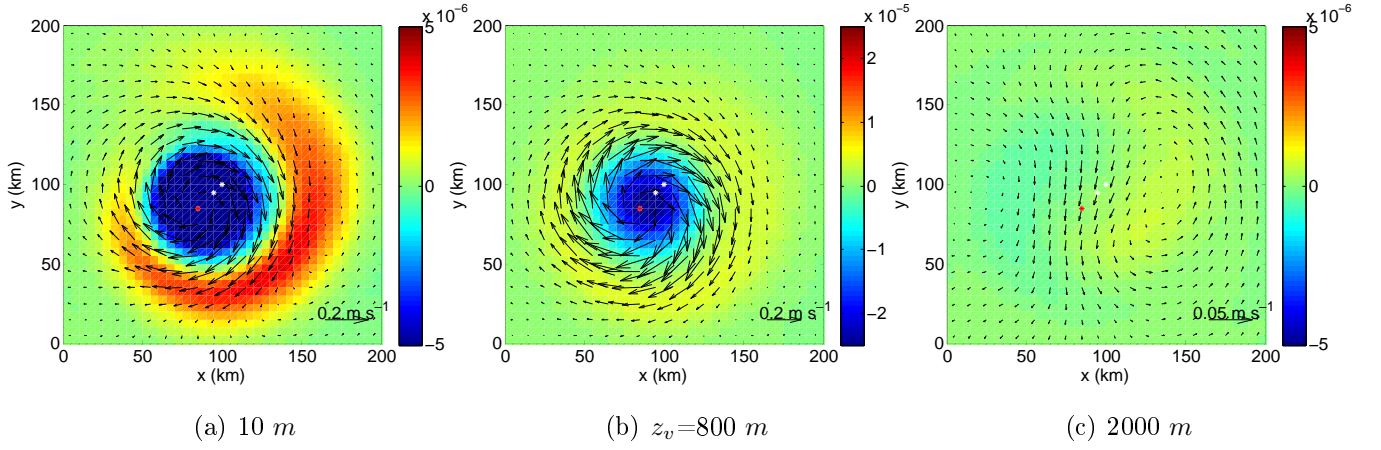


FIGURE 14 – Vecteurs vitesse et vorticité relative [s^{-1}] après 19 jours de simulation - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 800 m calculées tous les 9 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté).

3.2 Simulation n^o2 : L'impact de référence

3.2.1 Étude cinématique

Comme décrit précédemment, on observe une dérive du Meddy vers le sud-ouest (Figure 15). L'impact entre le Meddy et la montagne sous-marine se produit alors au temps t_{simu2} . Un impact central peut être observé. Durant l'impact un deuxième anticyclone est créé en aval de la montagne sous-marine. La structure est alors séparée en un Meddy dit initial (principal) à l'est de la montagne sous-marine et un Meddy secondaire au sud-ouest. Le Meddy secondaire étant moins intense que le Meddy principal nous étudierons seulement la cinématique de cet anticyclone.

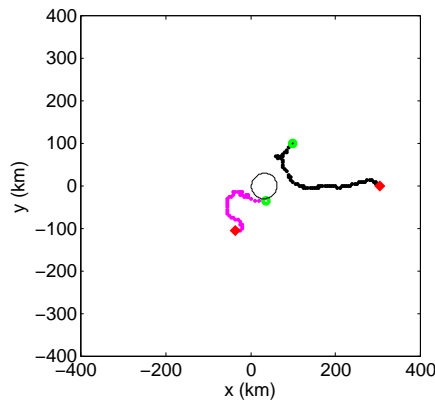


FIGURE 15 – Trajectoires des centres, du Meddy principal (noir) et du Meddy secondaire (rose) à 800 m de profondeur - Positions calculées tous les trois jours - Les ronds verts correspondent aux positions initiales ($t=1$ jour, $t=61$ jours) et les losanges rouges aux positions finales ($t=361$ jours)

Nous allons tout d'abord regarder plus précisément les 4 mois durant lesquels le Meddy est en contact avec la montagne sous-marine à 800 m de profondeur (Figure 16). Lors de son contact avec la montagne sous-marine au cours du deuxième mois ($t=31$ jours), le Meddy va développer une forte vorticité cyclonique sur son bord ouest, zone de contact avec la montagne sous-marine. Après 46 jours, le Meddy contourne la montagne sous-marine dans le sens anticyclonique. On observe un courant transportant de la vorticité relative positive autour de la montagne sous-marine dans un sens anticyclonique. On a alors une vorticité positive, crée à l'ouest du Meddy, qui remonte vers le nord de celui-ci ; alors que la vorticité positive au sud du Meddy est transportée autour de la montagne sous-marine ($t=61$ jours). Au même moment, la structure se sépare en un Meddy principal et un Meddy secondaire. Durant le 4 me mois ($t=91$ jours), les deux anticyclones sont toujours en contact avec la montagne sous-marine et se positionnent sur son axe latitudinal. Une circulation cyclonique puissante au nord est alors associée au Meddy principal. Les deux anticyclones s'éloignent ensuite de la montagne sous-marine. Le Meddy principal et le cyclone associé vont alors commencer à se propager vers l'est. En revanche le Meddy secondaire est érodé par la montagne sous-marine devenant ainsi moins intense et continue à se propager vers le sud-ouest.

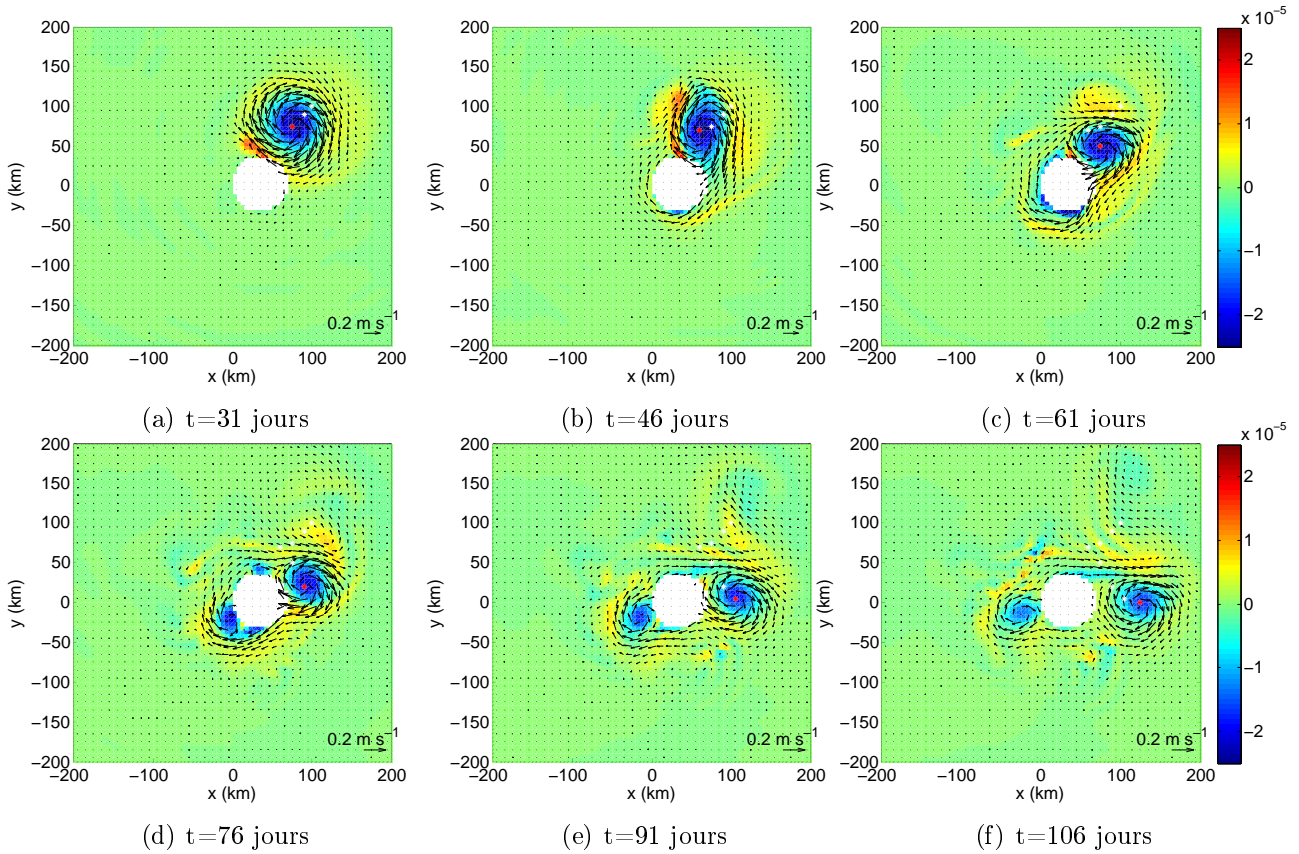


FIGURE 16 – Champ de vorticité relative [s^{-1}] et vecteurs de la vitesse à une profondeur de 800 m - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 800 m calculés tous les 15 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté).

Nous avons vu que la circulation en profondeur avait un impact important sur la propagation du Meddy dans la simulation $n^{\circ}1$. Nous allons donc regarder plus attentivement cette circulation (Figure 17). Au début du deuxième mois ($t=61$ jours), nous avons bien la présence des circulations cyclonique et anticyclonique associées au ‘ β -gyre’. De plus durant l’impact de nombreuses structures de sub-mesoéchelles vont se développer autour de la montagne sous-marine rendant difficile une description détaillée des processus intervenant à cette profondeur. Ces structures sont associées à la propagation d’ondes topographiques excitées au moment de la collision. Après 46 jours il est possible d’observer une succession de lignes, de vorticité négative-positive, quasi-perpendiculaire à la montagne sous-marine, correspondantes aux phases de ces ondes. Ensuite les structures de ces ondes deviennent plus complexes et de ce fait sortent du cadre de notre étude. Néanmoins, on remarque que la circulation cyclonique va progressivement contourner la montagne sous-marine anticycloniquement et devenir plus intense. Les valeurs de vorticité positive évoluent de 0.4 à 0.8 $10^{-5}s^{-1}$ et les vitesses atteignent des valeurs de 0.1 $m s^{-1}$. Après 76 jours un anticyclone au nord de la montagne sous-marine interagit avec le cyclone à l’est par un processus de filamentation et forme un nouveau pôle de vorticité négatif au sud de celui-ci. La circulation anticyclonique va avoir tendance à évoluer comme le Meddy principal à 800 m de profondeur. Ce nouveau pôle va stopper la descente du cyclone vers le Sud et provoquer une rotation de celui-ci. On peut remarquer que le cyclone va se séparer en deux durant cette rotation. Cependant seulement une partie mineure va se détacher et se propager

vers le Nord ($t = 106$ jours). Le cyclone va enfin se détacher de la montagne sous-marine et commencer sa propagation vers l'est de façon identique au Meddy principal à 800 m de profondeur. On peut noter également la présence d'une forte vorticité positive au même emplacement que le Meddy secondaire à 800 m de profondeur.

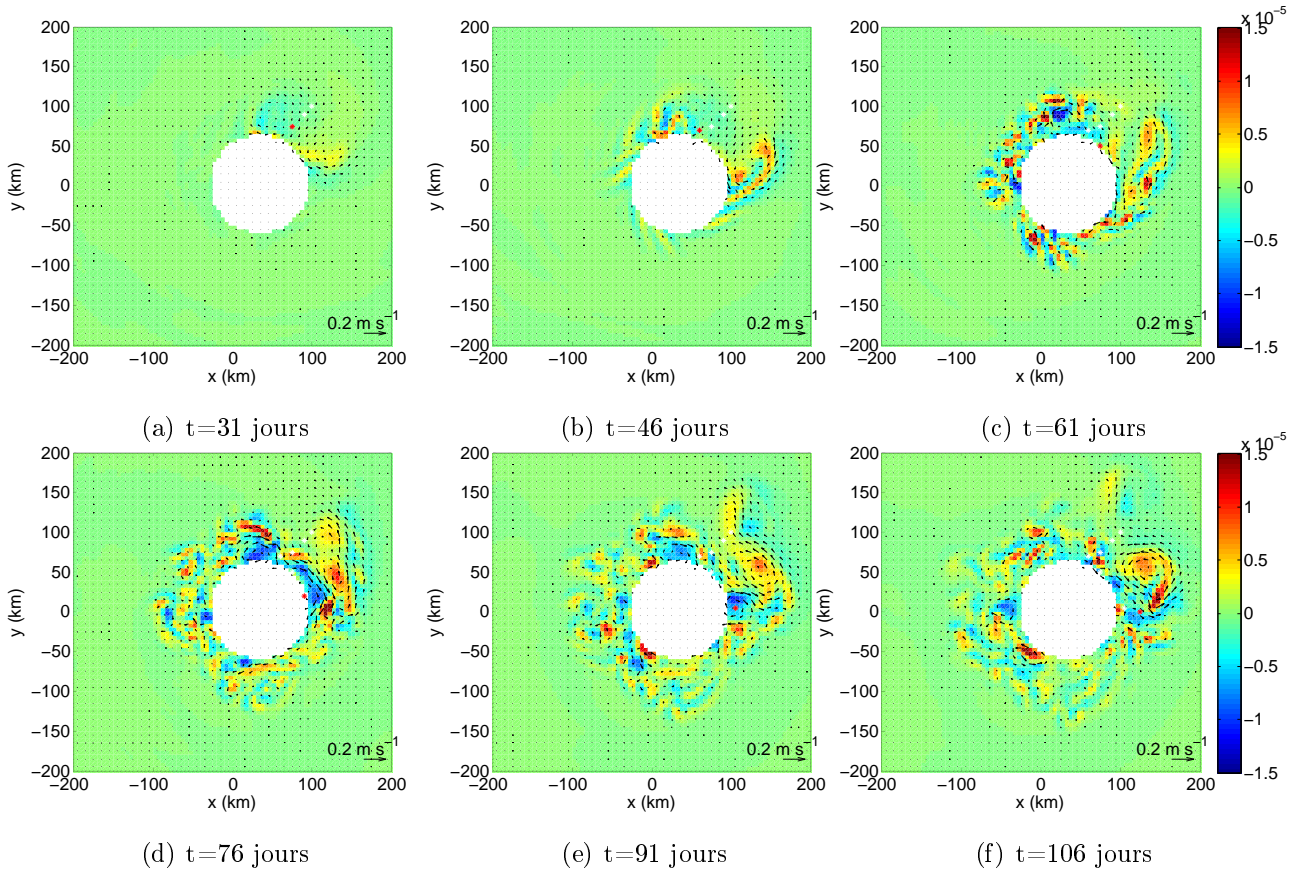


FIGURE 17 – Champ de vorticité relative [s^{-1}] et vecteurs de la vitesse à une profondeur de 2000 m - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 800 m calculées tous les 15 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté).

Après avoir décrit les structures à ces deux profondeurs, nous pouvons regarder la structure du Meddy à la surface (10 m - Figure 18). Le deuxième mois est dominé par la présence de l'anticyclone. De plus on commence à distinguer la circulation cyclonique associée à la structure hétonique à l'est de l'anticyclone. Durant le troisième mois, les valeurs de vorticité positive se propagent de part et d'autre du Meddy ($t = 61$ jours). En surface, le Meddy va être affecté par une forte filamentation qui va s'accumuler à deux endroits. Un premier pôle de vorticité positive au Sud-ouest du Meddy principal forme une structure cyclonique bien définie. Cette circulation cyclonique va alors remonter vers le Nord-ouest suivant la même trajectoire que le Meddy secondaire à 800 m ($t = 91$ jours). Le deuxième pôle de vorticité positive se crée au nord du Meddy. Ce cyclone est alors aligné au cyclone à 2000 m de profondeur.

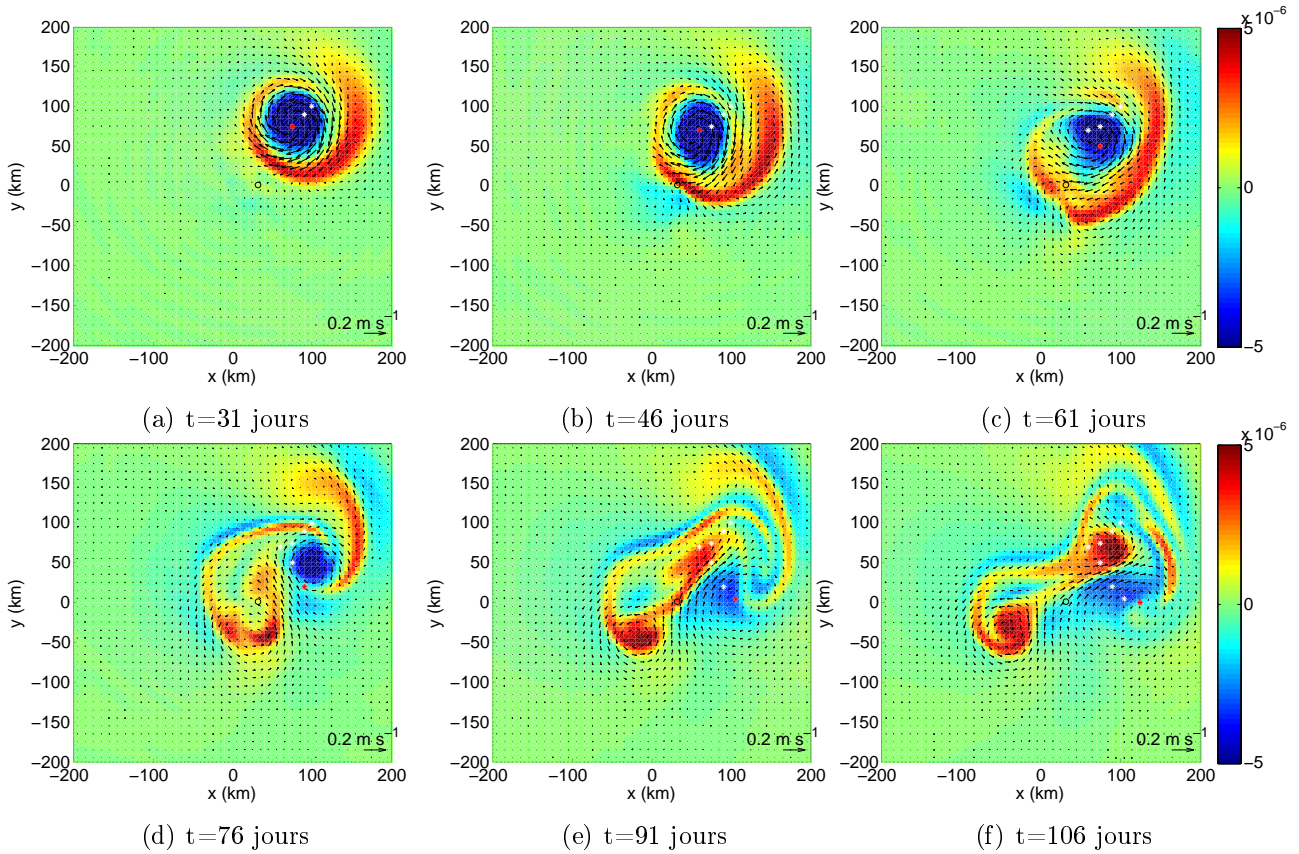


FIGURE 18 – Champ de vorticité relative [s^{-1}] et vecteurs de la vitesse à une profondeur de 10 m - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 800 m calculées tous les 15 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté).

3.2.2 Etude dynamique

Après la collision, nous avons vu que le Meddy survit à la collision et continue à dériver vers l'est (Meddy principal). Il est donc intéressant d'examiner les caractéristiques et la structure du Meddy avant/après collision.

Premièrement nous nous sommes intéressés au diamètre, à la symétrie et aux vitesses de rotation du Meddy (Figure 19). Initialement, le Meddy possède une vitesse maximale de 0.23 m s^{-1} et un diamètre du noyau du vortex de 60 km. Le Meddy est alors complètement symétrique. A partir de t_{simu2} le Meddy se déforme et les vitesses commencent à chuter. Une fois que le Meddy principal s'éloigne de la montagne sous-marine, les vitesses continuent à diminuer et on peut observer un aplatissement de l'anticyclone. A la fin de la simulation ($t=361$ jours), on atteint des vitesses maximales méridiennes de 0.07 m s^{-1} et zonales de 0.12 m s^{-1} . Un diamètre de 80 km est observé sur l'horizontal, et de 50 km sur la verticale.

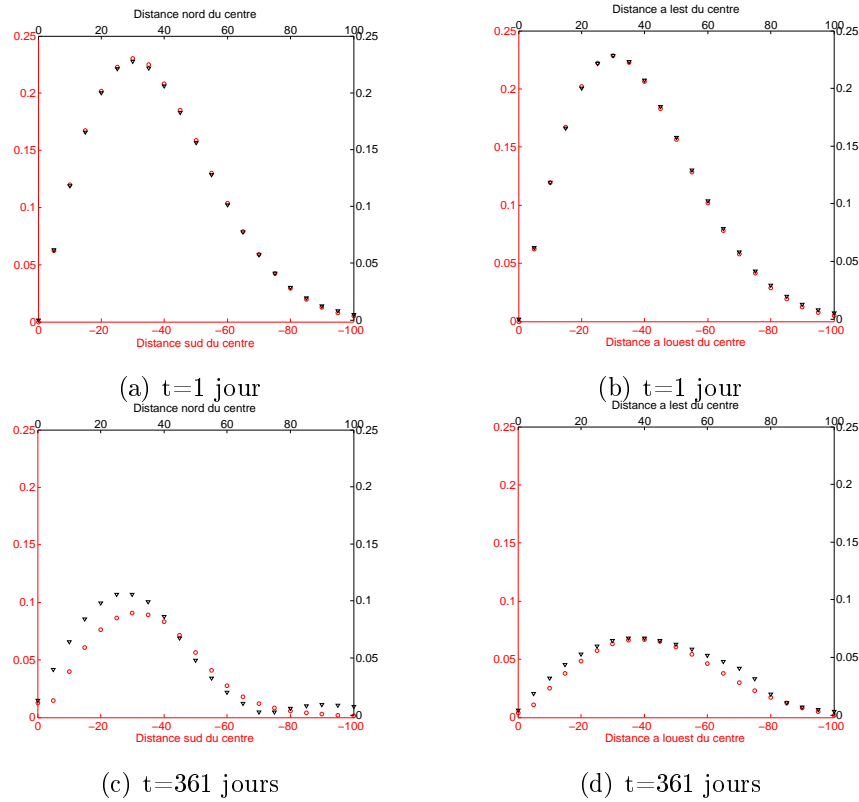


FIGURE 19 – Distribution de la composante zonale (a, c) et méridionale (b, d) de la vitesse horizontale [$m s^{-1}$] à 800 m de profondeur avec comme origine la position du centre du Meddy.

Deuxièmement, nous avons remarqué une interaction entre les différentes structures aux trois profondeurs analysées. Une coupe longitudinale de la vorticité relative a donc été effectuée à différents temps de simulation (Figure 20) afin d'analyser la structure verticale du Meddy principal. La coupe au temps initial ($t=1$ jour) montre bien la structure du R-vortex décrite dans la simulation $n^{\circ}1$. Durant l'impact, nous avons observé une création de vorticité positive au niveau de la zone de contact entre le Meddy et la montagne sous-marine à 800 m de profondeur (Figure 16-a). Après 61 jours (Figure 16-c), cette vorticité positive s'étant positionner au nord du Meddy principal, nous pouvons l'observer sur la coupe longitudinal (Figure 20-b) On peut remarquer que ce phénomène s'étend entre 800 et 1600 m de profondeur. Durant le cinquième mois ($t=121$ jours), le Meddy principal s'éloigne de la montagne sous-marine avec une structure verticale différente : une vorticité négatif située entre 400 et 1400 m et une vorticité positive entre 1000 et 1800 m d'une intensité similaire ($\pm 1.5 \cdot 10^{-5} s^{-1}$). La réorganisation de sa structure en une structure hétéronique est à ce moment bien marquée. A la fin de la simulation ($t=361$ jours) les pôles positif et négatif sont encore présents mais avec des valeurs de vorticité relative plus faibles.

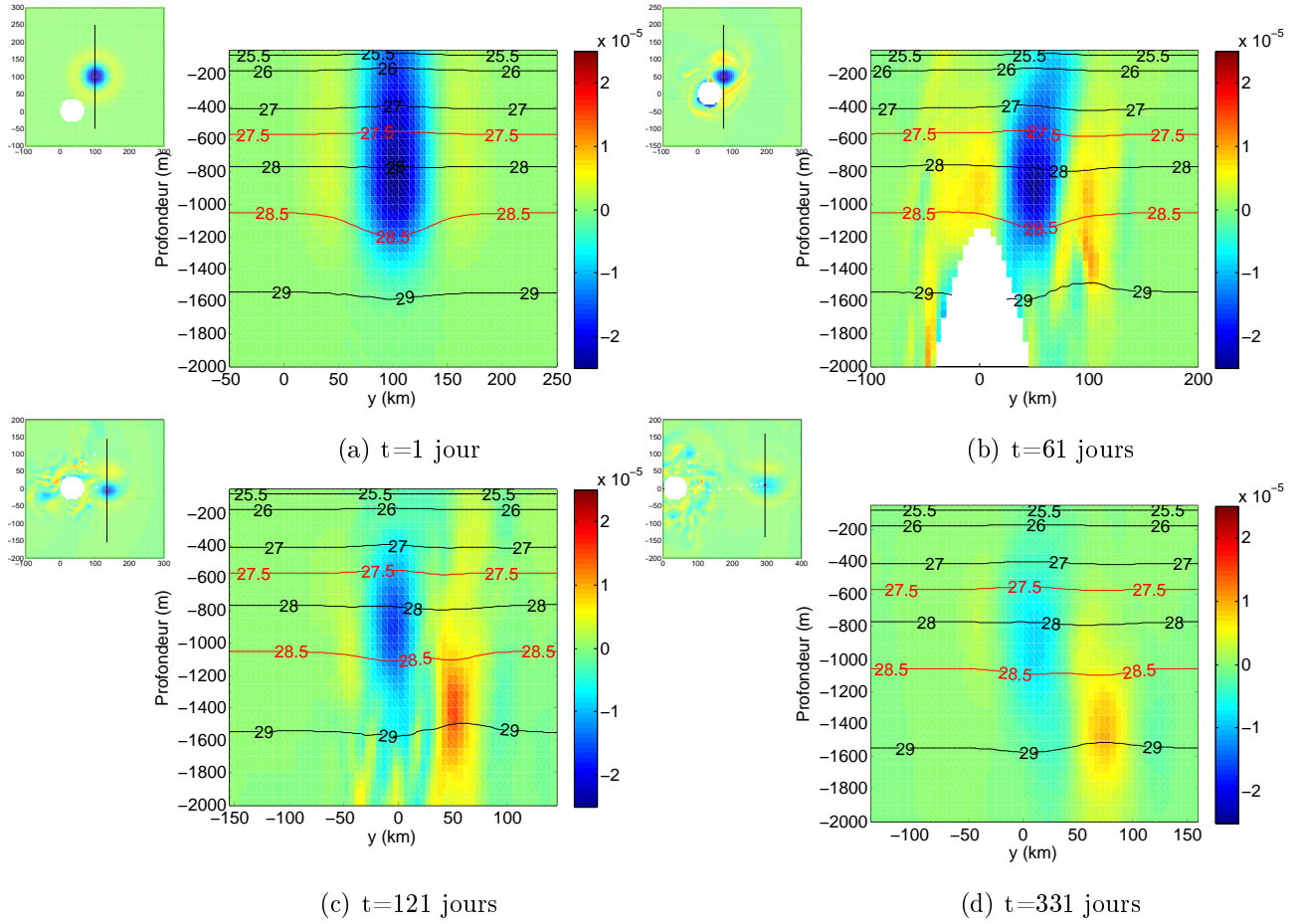


FIGURE 20 – Coupe longitudinale (Sud-Nord) de la vorticité relative [s^{-1}] et des isopycnas entre 50 et 2000 m de profondeur.

A partir de ces coupes verticales (Figure 20), on peut remarquer une symétrie différente de la structure au début et à la fin de la simulation. Afin de mettre en évidence cette symétrie, nous avons représenté la vorticité relative barotrope (Figure 21). A la fin de la simulation nous avons bien une conservation de l'axisymétrie initiale mais avec une organisation du vortex différente.

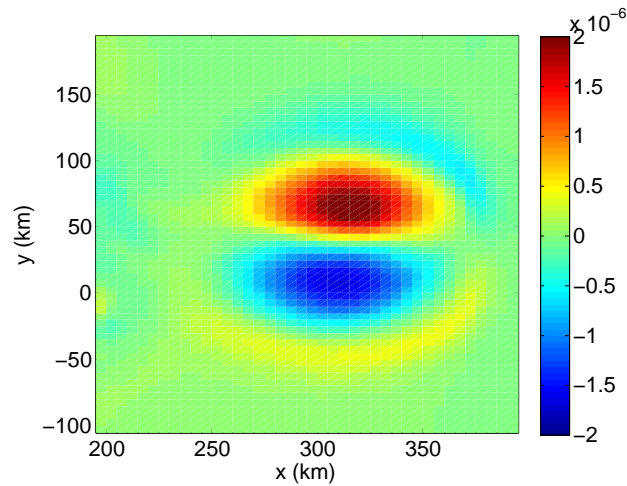


FIGURE 21 – Champ de la vorticité relative barotrope à la fin de l'année de simulation.

Afin d'analyser plus précisément l'érosion du vortex durant l'impact, nous avons réalisé une évolution temporelle de l'intégrale volumique de la valeur absolue de la vorticité relative pour les simulations $n^{\circ}1$ et 2 (Figure 22). Au début de la simulation, cette quantité est de $0.018 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ dans les deux simulations. A partir du deuxième mois ($t=31$ jours), l'évolution de l'intégrale devient très différente entre les deux simulations. Pour la simulation $n^{\circ}1$ l'intégrale continue à décroître linéairement jusqu'à une valeur de $0.012 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-3}$. Pour la simulation $n^{\circ}2$ les valeurs diminuent fortement jusqu'à arriver à une valeur moyenne de $0.005 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-3}$. L'épaisseur d'intégration a également diminué de 100 m . Ceci est dû à la remontée de l'isopycne 28.5 d'une profondeur initiale de 1200 m à 1100 m après la collision (Figure 20-c). Lorsque le Meddy principal s'éloigne ($t=121$ jours) de la montagne sous-marine les valeurs sont quasiment stables jusqu'à la fin de la simulation ($t=361$ jours).

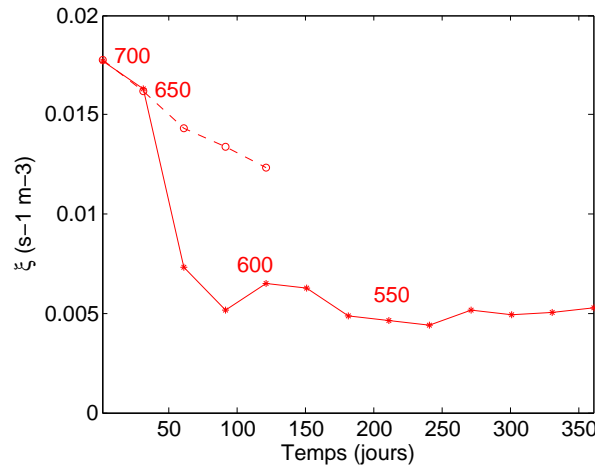


FIGURE 22 – Evolution temporelle de la valeur absolue de l'intégrale volumique de la vorticité relative [$\text{s}^{-1} \text{ m}^{-3}$] entre les isopycnes 27.5 et 28.5 et autour d'un rayon par rapport au centre du vortex de 50 km calculée tous les 15 jours pour la simulation $n^{\circ}1$ (courbe rouge en pointillée) et tous les 30 jours pour la simulation $n^{\circ}2$ (courbe rouge en trait plein). Les chiffres correspondent à l'épaisseur d'intégration.

La propagation du Meddy principal vers l'est, sa structure dipolaire barotrope et sa stabilité se rapprochent fortement des caractéristiques du modon étudié par Morel et McWilliams (1997).

3.3 Simulation $n^{\circ}3$: Impact au Sud

Afin de réaliser un impact du Meddy du côté sud, la position de la montagne sous-marine a été modifiée de 32 km à l'est (0 km , 0 km). Le temps d'impact n'est plus t_{simu2} mais t_{simu3} égal à 31 jours. Dans un premier temps le Meddy évolue de façon identique aux simulations $n^{\circ}1$ et 2 (Figure 23). Le Meddy rentre ensuite en collision avec la montagne sous-marine au sud de celle-ci à t_{simu3} . Le Meddy principal contourne la montagne sous-marine dans un sens anticyclonique. On peut remarquer une évolution très différente de cette structure par rapport à la simulation $n^{\circ}2$. En effet après l'impact avec la montagne sous-marine, le Meddy principal va continuer à se propager dans le domaine vers le sud sud-ouest jusqu'à la fin de l'année de simulation. Le Meddy secondaire est également créé en aval de la montagne et se propage vers le sud-ouest comme dans la simulation $n^{\circ}2$.

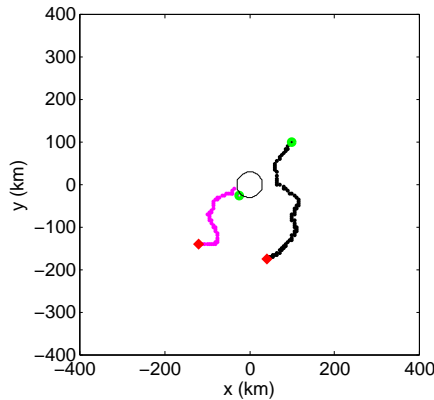


FIGURE 23 – Trajectoires des centres, du Meddy principal (noir) et du Meddy secondaire (rose) à 800 m de profondeur - Positions calculées tous les trois jours - Les ronds verts correspondent aux positions initiales ($t=1\text{ jour}$, $t=76\text{ jours}$) et les losanges rouges aux positions finales ($t=361\text{ jours}$)

Afin de mieux comprendre cette évolution, nous avons effectué une étude des circulations à 800 et 2000 m de profondeur. Au début de la collision le Meddy principal ne montre pas de changement particulier dans son évolution. Cependant au moment de la formation du Meddy secondaire ($t=76\text{ jours}$) et jusqu'à la fin de la simulation ($t=361\text{ jours}$) des différences importantes par rapport à la simulation $n^{\circ}2$ sont à noter (Figure 24). En effet le Meddy principal, à 800 m de profondeur, se trouve sur l'axe latitudinal central de la montagne ($y=0\text{ km}$) au moment de la formation du Meddy secondaire ($t=76\text{ jours}$). Après 91 jours, les deux anticyclones sont présents avec un cyclone intense positionné au nord du Meddy principal. Lorsque le Meddy principal s'éloigne de la montagne sous-marine ($t=106\text{ jours}$), les deux structures se trouvent au sud de la montagne ($y=-40\text{ km}$) et commencent à dériver vers le sud sud-ouest. Le cyclone va remonter à ce moment vers le nord. Le Meddy principal semble alors avoir retrouvé sa symétrie.

Nous pouvons regarder maintenant l'évolution des circulations à 2000 m de profondeur (Figure 25). Après 91 jours, la circulation anticyclonique évolue comme dans la simulation $n^{\circ}2$ et se place en-dessous de la position du Meddy principal à 800 m . La circulation cyclo-

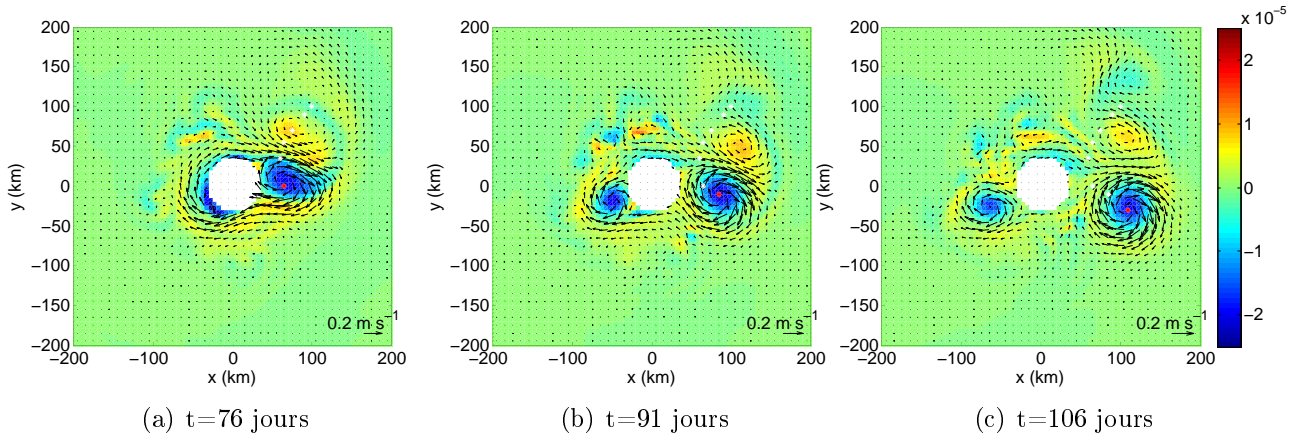


FIGURE 24 – Champ de vorticité relative [s^{-1}] et vecteurs de la vitesse à une profondeur de 800 m - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 800 m calculées tous les 15 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté).

nique se trouve à l'est de la montagne sous-marine et commence sa rotation. Cependant dû à l'éloignement de la montagne sous-marine sur l'axe latitudinal, la séparation est beaucoup plus importante. En effet, une partie majeure va se détacher du cyclone à 106 jours et remonter vers le nord. Seule une partie mineure du cyclone restera au nord-ouest de la position du Meddy à 800 m de profondeur ($t=106$ jours). La formation du Meddy secondaire crée, comme précédemment, un nouveau pôle de vorticité positive en profondeur.

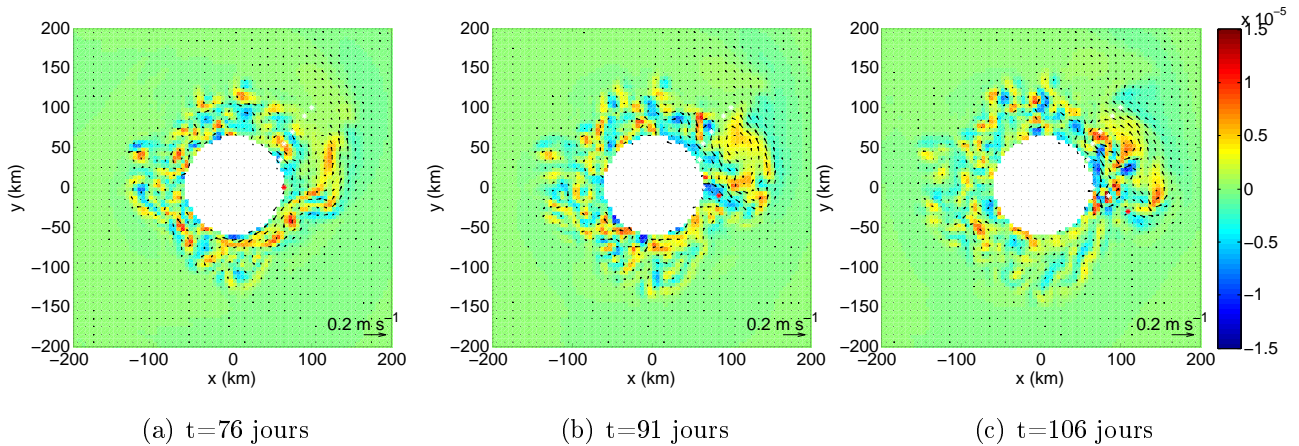


FIGURE 25 – Champ de vorticité relative [s^{-1}] et vecteurs de la vitesse à une profondeur de 2000 m - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 800 m calculées tous les 15 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté).

Lors de l'éloignement du Meddy principal par rapport à la montagne sous-marine nous avons remarqué qu'il retrouvait sa symétrie. Nous pouvons confirmer ce résultat en regardant la distribution des composantes horizontales de la vitesse (Figure 26). A la fin de la simulation ($t=361$ jours), le Meddy principal possède un diamètre de 60 km sur l'axe méridien et zonal. Des vitesses maximales de $0.08 m s^{-1}$ sont atteintes.

La structure verticale du Meddy principal est également différente de la simulation $n^{\circ} 2$. Nous avons donc réalisé une coupe latitudinale de la vorticité relative afin de visualiser le Meddy principal et le cyclone associé en profondeur (Figure 27). Une réorganisation de la structure en une structure hétéronique est visible. On peut observer la présence du cyclone en profondeur à

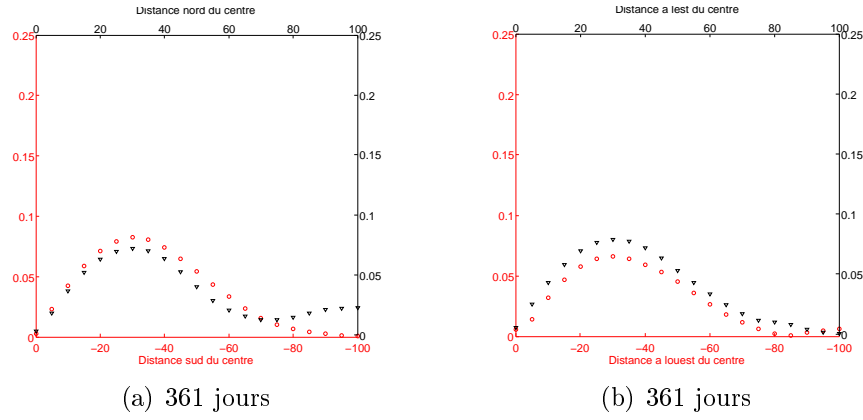


FIGURE 26 – Distribution de la composante zonale (a) et méridionale (b) de la vitesse horizontale [$m s^{-1}$] à 800 m de profondeur

70 km à l'est du Meddy. Dans cette simulation le Meddy principal après la collision reste la structure dominante. Le cyclone n'est pas aussi développé que dans la simulation $n^{\circ}2$ et possède des valeurs de vorticité positive plus faibles ($0.8 \cdot 10^{-5} s^{-1}$).

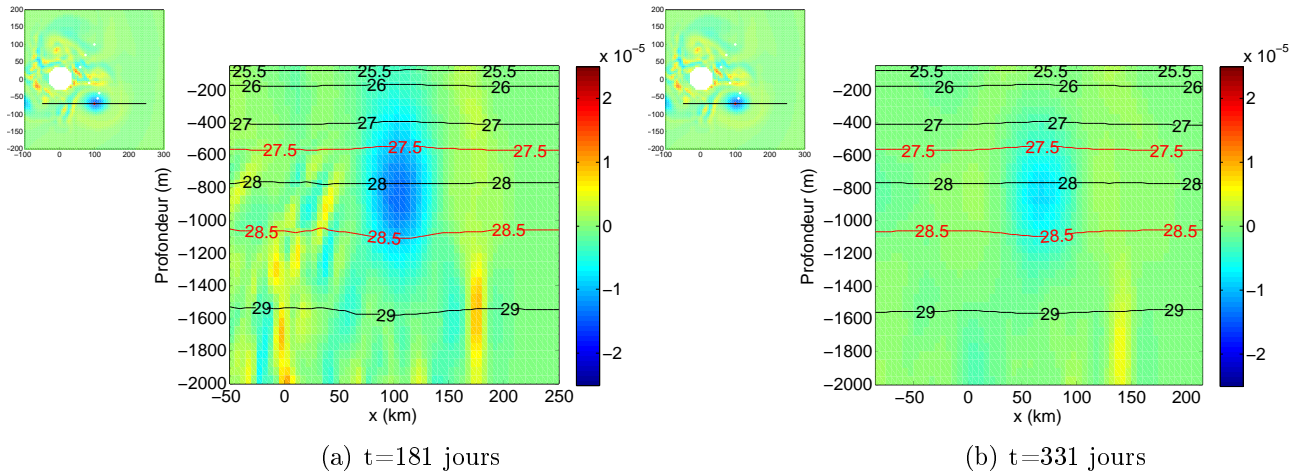


FIGURE 27 – Coupe latitudinale (Est-Ouest) de la vorticité relative [s^{-1}] et des isopycnés entre 50 et 2000 m de profondeur.

Finalement, les évolutions temporelles de l'intégrale volumique de la valeur absolue de la vorticité dans les simulations $n^{\circ}2$ et 3 (Figure 28) montrent une chute identique des valeurs durant la collision (0.018 à $0.005 s^{-1} m^{-3}$). Néanmoins, lors de l'éloignement de la structure ($t=106$ jours), le Meddy principal dans la simulation $n^{\circ}3$ va se renforcer ($0.007 s^{-1} m^{-3}$). Les valeurs semblent ensuite décroître de manière identique à celles du Meddy dans la simulation $n^{\circ}1$. A la fin de la simulation, le Meddy principal atteint une valeur intégrée de la vorticité relative de $0.0045 s^{-1} m^{-3}$. Cette évolution ne semble pas s'être stabilisée comme précédemment.

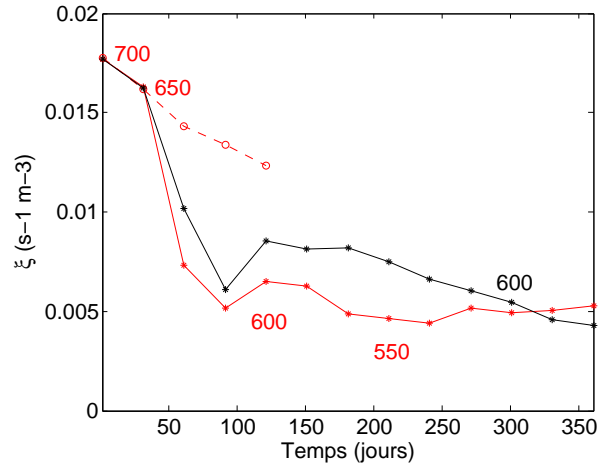


FIGURE 28 – Evolution temporelle de la valeur absolue de l'intégrale volumique de la vorticité relative [$s^{-1} m^{-3}$] entre les isopycnes 27.5 et 28.5 et autour d'un rayon par rapport au centre du vortex de 50 km calculée tous les 15 jours pour la simulation n^o1 (courbe rouge en pointillée) et tous les 30 jours pour la simulation n^o2 (courbe rouge en trait plein) et la simulation n^o3 (courbe noire). Les chiffres correspondent à l'épaisseur d'intégration.

3.4 Simulations n^o4 : Impact au Nord

Dans la simulation n^o4 la position de la montagne sous-marine a été choisie à $(0 \text{ km}, 64 \text{ km})$ dans le domaine. La montagne étant plus proche du Meddy l'impact survient alors immédiatement. Le temps d'impact t_{simu4} est égal à 1 jour. Un suivi du Meddy a été effectué comme précédemment à 800 m de profondeur. Cependant après 85 jours de simulation le Meddy principal semble trop faible pour être traquée avec cette méthode. Le centre du Meddy remonte vers la surface de 200 à 300 m . Ce changement important de la structure verticale de la vorticité du Meddy nous a induit à analyser les structures à une profondeur de 500 et 1600 m . Un deuxième suivi a alors été réalisé à 500 m , profondeur représentative du Meddy principal dans cette simulation (Figure 29).   cette profondeur nous pouvons constater que le Meddy principal est stoppé par la montagne sous-marine. Il va rester au nord de la montagne sous-marine pendant deux mois sans pouvoir la contourner. La structure se dégage de la montagne en se propageant vers le nord, formant ainsi une boucle dans sa trajectoire. Le Meddy principal continue ensuite vers l'ouest sud-ouest jusqu'à la fin de la simulation ($t=361$ jours). Le Meddy secondaire à 800 m évolue au commencement autour de la montagne sous-marine comme dans la simulation n^o2 . Mais au temps $t=130$ jours il remonte vers le nord où il subit une forte érosion et disparaît.

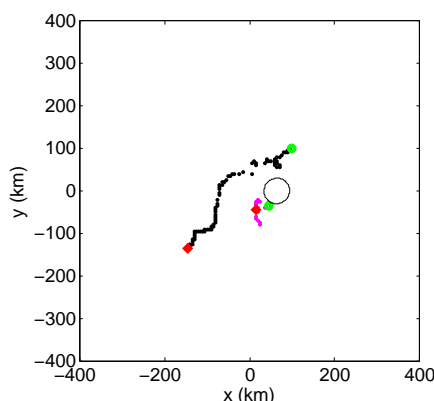


FIGURE 29 – Trajectoires des positions des centres, du Meddy principal (noir)   500 m de profondeur et du Meddy secondaire (rose)   800 m de profondeur, calculées tous les trois jours - Les ronds verts correspondent aux positions initiales ($t=1$ jour, $t=61$ jours) et les losanges rouges aux positions finales ($t=361$ jours, $t=121$ jours)

La vorticité relative à 500 m de profondeur montre la présence du Meddy principal et secondaire au nord et au sud de la montagne sous-marine après 61 jours de simulation (Figure 30). Après 91 jours, le Meddy secondaire commence à remonter anticycloniquement autour de l'obstacle alors que le Meddy principal est toujours bloqué au nord. Après 121 jours, le Meddy principal commence à évoluer vers l'ouest sous l'effet d'un pôle de vorticité positive au sud. Ce pôle de vorticité positive va également provoquer une remontée du Meddy secondaire. Les valeurs de vorticité du Meddy secondaire montrent à ce moment une forte diminution, témoin de l'érosion par la montagne sous-marine et d'un processus de filamentation venant renforcer le Meddy principal.

  1400 m de profondeur (Figure 31), la plus grande différence par rapport à la simulation

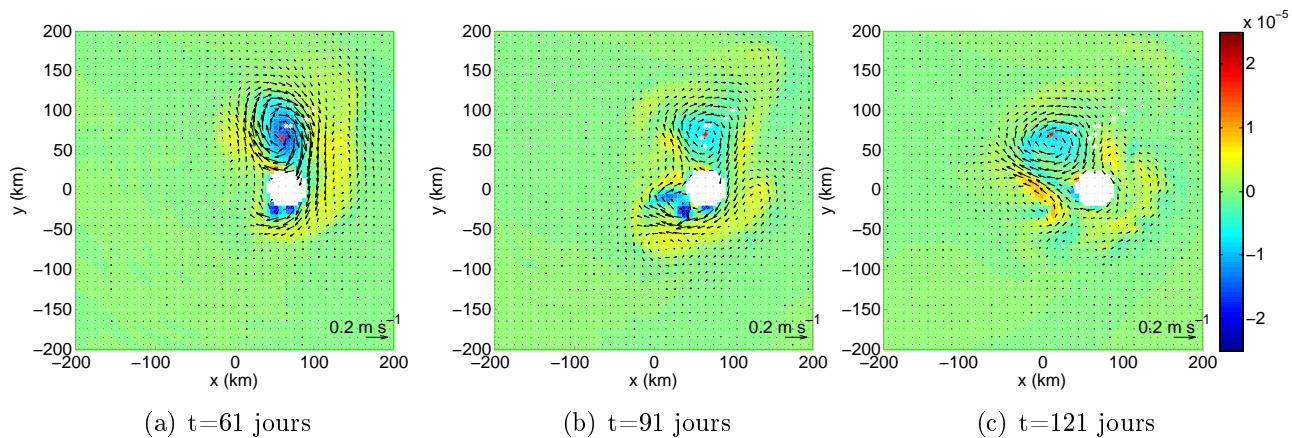


FIGURE 30 – Champ de vorticité relative [s^{-1}] et vecteurs de la vitesse à une profondeur de 500 m - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 500 m calculées tous les 15 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté).

$n^{\circ}2$ est l'intensité et la propagation de la circulation anticyclonique du β -gyre. La circulation cyclonique se propage vers l'est comme dans la simulation $n^{\circ}2$ mais n'étant pas associée au Meddy nous n'y porterons pas d'attention. Après 61 jours, l'anticyclone en profondeur s'aligne verticalement avec le Meddy principal situé à ce moment à 800 m . On peut remarquer cet alignement et une création de vorticité négative en profondeur avec la coupe verticale de la vorticité relative à $t=61$ jours (Figure 32-a). Cet anticyclone va également former une forte vorticité positive qui va remonter vers le nord et se placer progressivement en-dessous du Meddy principal. La coupe latitudinale de la vorticité relative après 91 jours (Figure 32-b) révèle l'alignement cette fois-ci du Meddy principal et de cette vorticité positive intense. A ce moment le centre du Meddy principal remonte de 200-300 m vers la surface. Après 121 jours, l'anticyclone en profondeur s'éloigne de la montagne sous-marine formant une zone de forte filamentation entre sa position et la montagne sous-marine. Un nouveau pôle de vorticité positive va alors se créer à l'ouest de la montagne sous-marine. Ce nouveau cyclone est intense et s'étend jusqu'à 500 m de profondeur (Figure 30-c). Ce processus va créer un fort courant entre les deux pôles positifs et va entraîner le Meddy principal vers l'ouest sud-ouest. le Meddy principal continue ensuite vers le sud-ouest avec un cyclone en profondeur situé 80 km à l'est de la position de son centre (Figure 32-c).

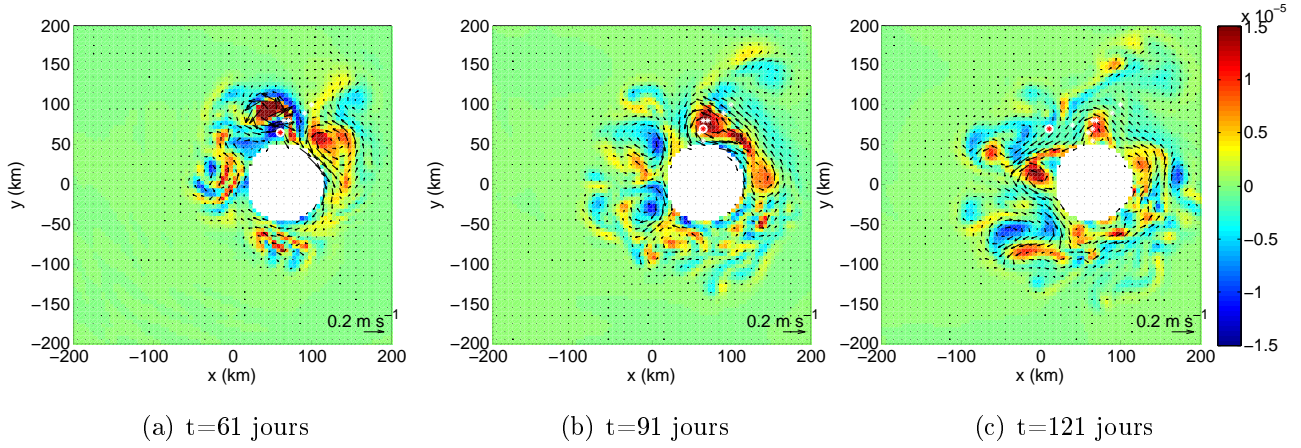


FIGURE 31 – Champ de vorticité relative [s^{-1}] et vecteurs de la vitesse à une profondeur de 1400 m - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 500 m calculées tous les 15 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge sur fond blanc pour le jour représenté).

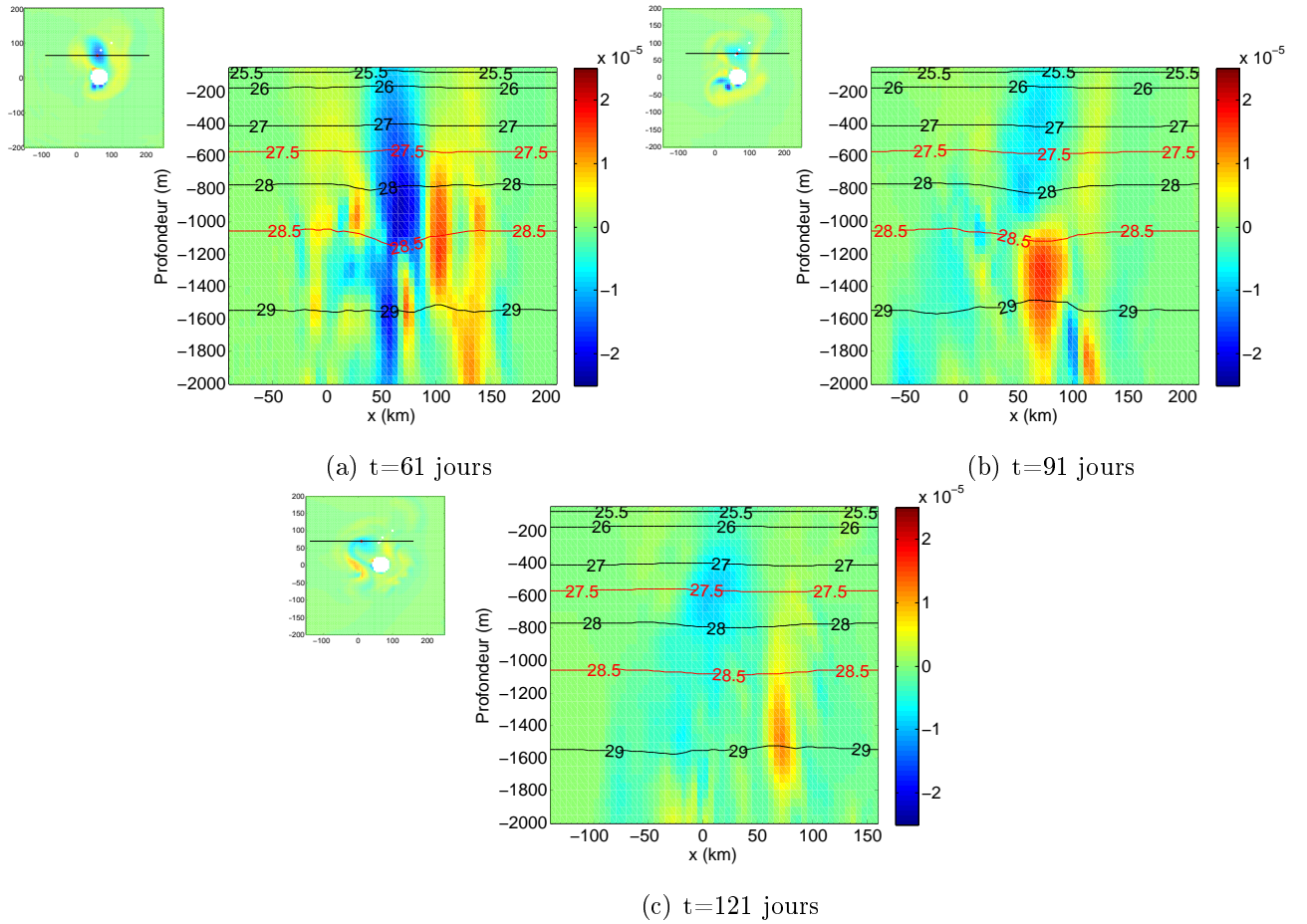


FIGURE 32 – Coupe latitudinale (Est-Ouest) de la vorticité relative [s^{-1}] et des isopycnés entre 50 et 2000 m de profondeur.

L'évolution temporelle de la valeur absolue de l'intégrale volumique de la vorticité relative (Figure 33) met en évidence un impact quasiment destructif par rapport à la simulation n^o2 .

Cependant l'intégrale s'effectuant entre les isopycnes 27.5 et 28.5 les valeurs sont sous-évaluées. En effet durant l'interaction nous avons remarqué une remontée du Meddy principal après 91 jours de simulation (Figure 32 - b). L'allure de la courbe montre néanmoins une érosion quasiment destructive de la structure.

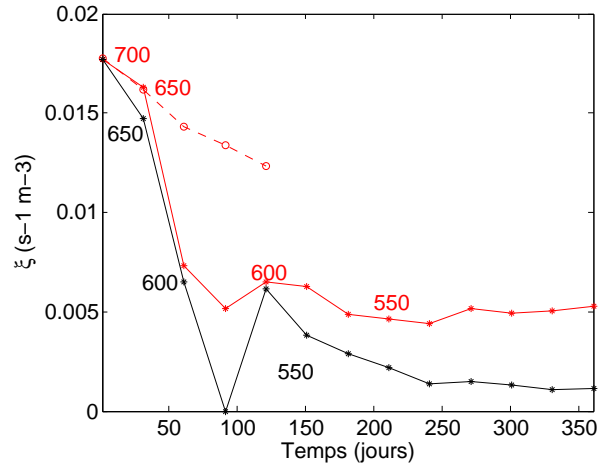


FIGURE 33 – Evolution temporelle de la valeur absolue de l'intégrale volumique de la vorticité relative [$s^{-1} m^{-3}$] entre les isopycnes 27.5 et 28.5 et autour d'un rayon par rapport au centre du vortex de 50 km calculée tous les 15 jours pour la simulation n 1 (courbe rouge en pointillée) et tous les 30 jours pour la simulation n 2 (courbe rouge en trait plein) et la simulation n 4 (courbe noire). Les chiffres correspondent à l'épaisseur d'intégration.

3.5 Simulations $n^{\circ}5$: Impact avec la montagne sous-marine Irving

Dans la simulation $n^{\circ}5$ nous avons changé les paramètres de la montagne sous-marine afin qu'ils correspondent à la montagne sous-marine Irving (Tableau I). Un rayon de la montagne de 14 km à la profondeur z_v a donc été considéré. La position de la montagne sous-marine est identique à la simulation $n^{\circ}2$ (0 km , 32 km). On obtient ainsi un impact central au temps t_{simu2} égal à 19 jours. Dans cette simulation les trajectoires, du Meddy principal et secondaire, montrent des différences par rapport à la simulation $n^{\circ}2$ (Figure 34). Le Meddy principal tourne anticycloniquement autour de la montagne sous-marine et dérive ensuite vers le sud-ouest ; alors que la trajectoire du Meddy secondaire forme une ligne droite vers le sud-ouest.

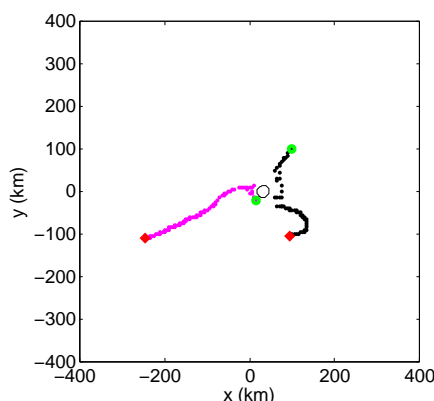


FIGURE 34 – Trajectoires des centres, du Meddy principal (noir) et du Meddy secondaire (rose) à 800 m de profondeur - Positions calculées tous les trois jours - Les ronds verts correspondent aux positions initiales ($t=1\text{ jour}$, $t=61\text{ jours}$) et les losanges rouges aux positions finales ($t=361\text{ jours}$)

Le champ de vorticité relative à 800 m de profondeur dévoile après 76 jours la présence des deux structures. Après 106 jours, le Meddy secondaire s'éloigne de la montagne sous-marine positionné sur son axe latitudinal centrale ($y=0\text{ km}$). Cette structure est très intense par rapport à la simulation $n^{\circ}2$ ($-1.5 \cdot 10^{-5}\text{ s}^{-1}$). A ce moment le Meddy principal est toujours en contact avec la montagne sous-marine du côté sud de celle-ci.

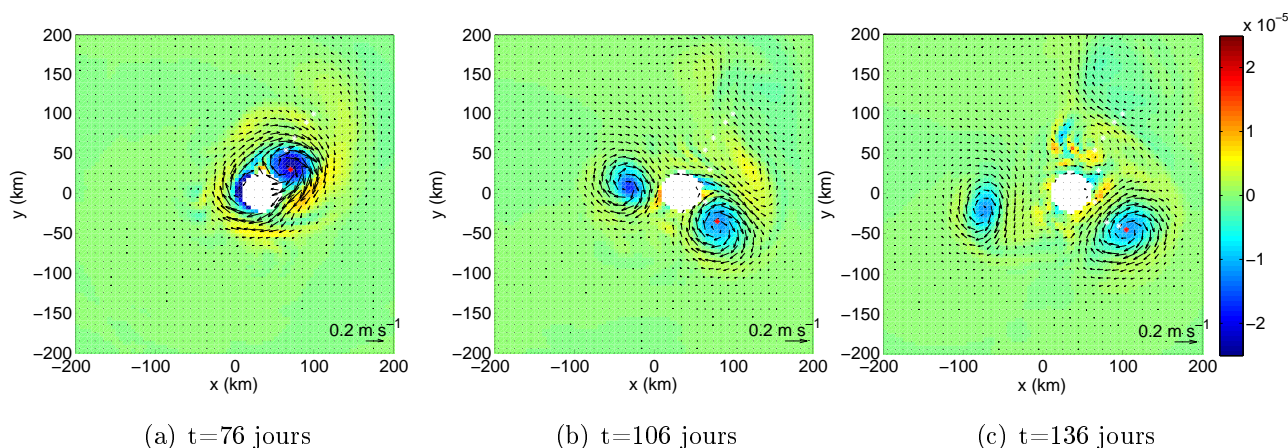


FIGURE 35 – Champ de vorticité relative [s^{-1}] et vecteurs de la vitesse à une profondeur de 800 m - Les étoiles représentent les positions successives du centre du Meddy à 800 m calculées tous les 15 jours (étoiles blanches pour les jours précédents - étoile rouge pour le jour représenté).

L'impact avec la montagne sous-marine Irving a donc provoqué ($t = 136$ jours) une véritable séparation du Meddy en deux structures d'intensité similaire ($-1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$).

L'évolution temporelle de la valeur absolue de l'intégrale volumique de la vorticité relative (Figure 36) met en évidence une évolution similaire à la simulation n^o2 . Néanmoins dans la simulation n^o5 le Meddy principal sera plus érodé pendant l'impact. On atteint ainsi des valeurs de $0.0025 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ à la place de $0.005 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ dans la simulation n^o2 .

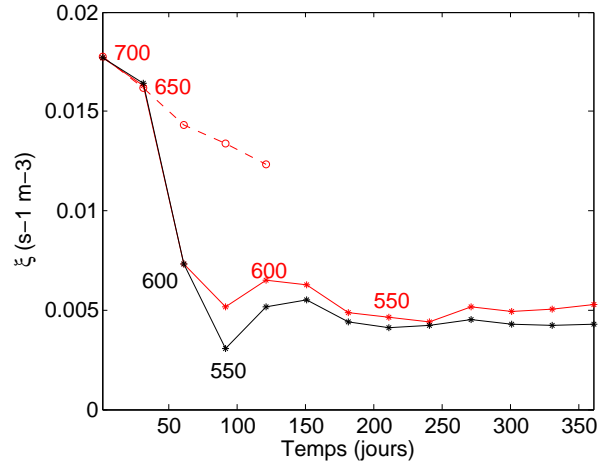


FIGURE 36 – Evolution temporelle de la valeur absolue de l'intégrale volumique de la vorticité relative [$\text{s}^{-1} \text{ m}^{-3}$] entre les isopycnes 27.5 et 28.5 et autour d'un rayon par rapport au centre du vortex de 50 km calculée tous les 15 jours pour la simulation n^o1 (courbe rouge en pointillée) et tous les 30 jours pour la simulation n^o2 (courbe rouge en trait plein) et la simulation n^o5 (courbe noire). Les chiffres correspondent à l'épaisseur d'intégration.

4 Discussion

L'analyse des simulations $n^{\circ}2$ à 5, modélisant la collision d'un Meddy avec une montagne sous-marine possédant différentes caractéristiques, dévoile certaines similitudes dans ce phénomène. D'une manière générale nous pouvons dire que le Meddy survit à la collision et se sépare en deux structures indépendantes : un Meddy principal et un Meddy secondaire. Le Meddy principal est affecté par l'érosion de la montagne sous-marine mais reste une structure cohérente. Sa propagation est affectée principalement par l'effet β et une interaction hétonique avec une structure cyclonique sous-jacente. Le Meddy secondaire se crée en aval de la montagne sous-marine dans toute les simulations.

Tout d'abord nous allons comparer la propagation et la structure de la vorticité relative des Meddies de nos simulations avec les résultats de Morel et McWilliams (1997). L'organisation de la structure de vorticité relative du Meddy montre initialement, dans toutes les simulations, un noyau de vorticité négatif entouré par une vorticité positive. Cette organisation symétrique de la vorticité est consistante avec le R-vortex de Morel et McWilliams (1997). Dans la simulation $n^{\circ}1$, le Meddy de référence a une trajectoire rectiligne en direction du sud-ouest. Sa vitesse de propagation moyenne, sur les quatre mois de simulation, est de 2 cm s^{-1} . Ces caractéristiques sont également en accord avec celles du R-vortex.

Une génération de vorticité positive en profondeur va provoquer un changement dans la structure du Meddy.

Une réorganisation du Meddy sous la forme d'une structure hétonique est observée dans toutes ces simulations. Dans la simulation $n^{\circ}1$ ce processus est progressif et s'établit au cours du temps sur une durée de 3 mois ; alors que dans les simulations $n^{\circ}2$ à 5 ce phénomène est accéléré par la collision.

Dans les simulations $n^{\circ}3$ à 5, le Meddy principal présente, après la collision, une trajectoire également en direction du sud-ouest mais plus irrégulière avec des boucles et des changements brusques de directions. Cette trajectoire irrégulière est proche de celle du S-vortex étudiée par Morel et McWilliams (1997). De plus cette structure évolue généralement vers une configuration hétonique.

Dans la simulation $n^{\circ}2$, le Meddy principal évolue après la collision vers une structure hétonique stable se propageant vers l'est caractéristique du modon. Cette structure a également été étudiée par Morel et McWilliams (1997) comme une évolution possible du S-vortex avec le temps. Dans notre étude, la collision a provoqué et accéléré cette évolution.

Il est néanmoins difficile d'attribuer aux différents Meddies une structure spécifique de R- ou S-vortex. En effet les Meddies dans nos simulations évoluent vers une situation intermédiaire entre ces deux structures. Morel et McWilliams (1997) définisse bien l'existence de ce type de structure mais celle-ci ne rentre pas dans le cadre de leur étude. Il est intéressant de noter que le Meddy, dans la simulation avec un impact au nord, va montrer le plus de changement dans sa structure verticale. Lors de l'impact, une circulation cyclonique puissante va se créer en profondeur et s'aligner avec le noyau du Meddy à 800 m. Cette organisation du vortex est alors très proche du S-vortex de Morel et McWilliams (1997). La remontée du centre du Meddy de 200-

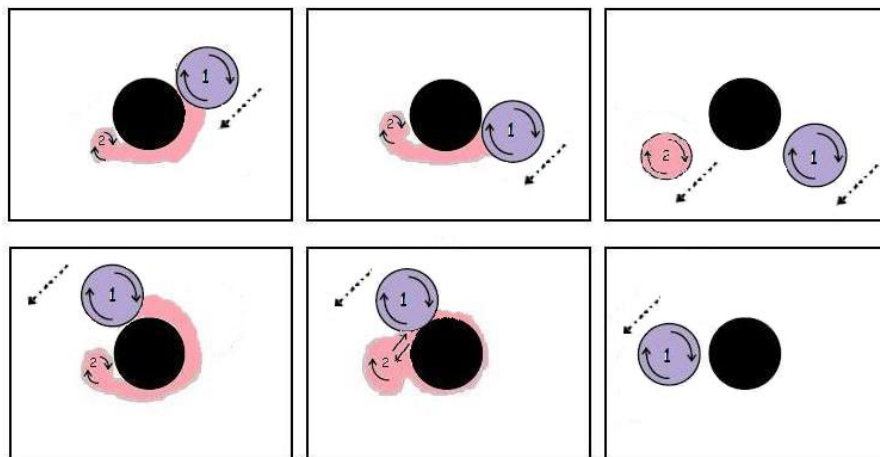


FIGURE 37 – Schéma illustrant nos simulations pour la propagation d’un anticyclone lors de sa rencontre avec une montagne sous-marine - Haut : Propagation pour un impact au Sud (simulation n°3) ; Bas : Impact au nord (simulation n°4)

Pour expliquer la formation de ces nouveaux vortex, Cenedese (2002) a souligné la ressemblance de ses résultats à un phénomène classique de la dynamique des fluides, l’écoulement autour d’un cylindre, et, en particulier, la transition d’un écoulement laminaire à un écoulement turbulent et la formation d’une allée de Von-Karman. Cenedese (2002) a suggéré que le mécanisme de formation du nouveau vortex est similaire aux vortex formés dans l’allée de Von-Karman. Malgré les différences entre les expériences en laboratoire et nos simulations, le mécanisme de formation du Meddy secondaire à 800 *m* de profondeur peut être considéré comme identique. Nos expériences numériques en trois dimensions nous ont permis d’analyser une interaction entre le Meddy et les tourbillons en profondeur. En effet en ce qui concerne le Meddy en surface, nous avons remarqué que des processus de filamentation étaient présents dans la simulation n°2. Ces processus sont en accord avec ceux étudiés par Herbette *et al.* (2002) pour les tourbillons de surface des Aiguilles. Ils ont montré que les tourbillons en profondeur génèrent de fortes tensions de cisaillement en surface. Les filaments de l’anticyclone des Aiguilles en surface s’accumulent ensuite pour former de nouveaux tourbillons. Dans nos simulations, ces nouveaux pôles de vorticité positive se situent au niveau du Meddy secondaire, formé à 800 *m* de profondeur, et du cyclone à 2000 *m*. Les tourbillons en profondeur ont donc un impact majeur sur l’érosion et la séparation du Meddy en surface.

Nous allons maintenant mettre en parallèle les résultats de la simulation n°5, impact avec la montagne sous-marine Irving, et une observation de la séparation d’un Meddy dans le bassin des Canaries. Richardson *et al.* (2000) ont analysé la séparation du Meddy 26, traqué par deux bouées (bouées 172 et 173), lors de sa rencontre avec la montagne sous-marine Irving (Figure 4). Cette comparaison a montré de nombreuses similitudes entre les observations et nos simulations. La bouée 172, se trouvant en bordure du Meddy, va contourner la montagne sous-marine Irving dans un sens anticyclonique. Cette trajectoire est similaire au transport de vorticité relative positive, se trouvant initialement autour du noyau de vorticité négatif du

tourbillon et se propageant dans un sens anticyclonique autour de l'obstacle. La bouée 172 va ensuite commencer à tourner anticycloniquement à l'ouest d'Irving. Cette observation est en accord avec la formation du Meddy secondaire dans nos simulations au sud-ouest de la montagne sous-marine. La bouée 173 suit une trajectoire différente et descend au sud de la montagne sous-marine Irving. Cette trajectoire correspond à la dérive du Meddy principal dans la simulation $n^{\circ}5$. Nos résultats sont donc en accord avec cette observation ; ce qui suggère une similarité entre le processus de séparation *in-situ* et celui modélisé.

Au début de cette étude nous avons fait le choix d'étudier la sensibilité des paramètres physiques du modèle plutôt que celle des paramètres numériques. Cependant nous avons aussi réalisé la simulation $n^{\circ}2$ en considérant un coefficient de frottement sur le fond nul. Par souci de concision, les résultats de cette simulation n'ont pas été montrés dans cette étude, mais nous pouvons juste indiquer que cette simulation montre de grandes différences par rapport aux simulations présentées dans ce rapport. En effet, le Meddy contourne la montagne sous-marine dans le sens inverse (sens cyclonique) et aucune formation de Meddy secondaire n'a été observée. En profondeur la circulation cyclonique associée au β -gyre contourne la montagne sous-marine dans le sens anticyclonique. Ces deux structures, à des profondeurs différentes, se réorganisent néanmoins au sud-ouest de la montagne sous-marine pour former une structure hétéronique. Ces résultats sont similaires aux simulations fortement idéalisées de Dewar (2002).

5 Conclusion

L'objectif de ce stage était d'analyser la dynamique et les processus intervenant lors de la collision d'un Meddy avec une montagne sous-marine. L'outil principal de cette étude est le modèle ROMS. Ce modèle à haute résolution nous a permis d'obtenir des simulations réalistes de cet événement. Une analyse de sensibilité des paramètres physiques du modèle a été réalisée en considérant différentes caractéristiques de la montagne sous-marine (position, taille). Une validation de nos simulations a été possible grâce aux résultats d'une observation *in situ* et d'une expérience en laboratoire.

Pour mon étude, le manque d'observations et de simulations réalistes d'un Meddy lors de sa collision avec une montagne sous-marine a été un élément restrictif mais aussi une motivation supplémentaire.

Au terme de cette étude, nous pouvons récapituler les conclusions importantes de notre analyse :

- Dans l'ensemble de nos simulations, la collision d'un Meddy avec une montagne sous-marine ne peut pas être considérée comme un mécanisme de destruction mais plutôt comme un processus de séparation. Le Meddy reste une structure cohérente et se sépare en deux tourbillons indépendants. La variation de la position de la montagne sous-marine, affectant la géographie de l'impact, ne modifie pas cette évolution mais peut entraîner un processus d'agrégation entre ces deux tourbillons.
- Le mécanisme de génération du Meddy secondaire a été analysé comme identique à celui des tourbillons de l'allée de Von-Karman. Le développement du Meddy secondaire et des différentes circulations en profondeur va avoir un impact direct sur le Meddy en surface par des processus de filamentation.
- Le Meddy possède initialement une organisation de sa vorticité sous la forme d'un pôle de vorticité négative entourée d'un anneau de vorticité de signe opposé. Un changement dans la structure verticale de la vorticité relative des Meddies est dans tous les cas observé. Une génération de vorticité positive en profondeur va faire évoluer le Meddy vers un tourbillon soumis aux effets de la vorticité et de l'étirement. Une réorganisation de la vorticité sous forme hétonique est alors observée dans toutes les simulations. Ce processus est progressif pour un Meddy se propageant librement dans un domaine ; alors que ce phénomène est accéléré avec la collision. Une interaction hétonique se met alors en place entre la circulation anticyclonique du tourbillon et la circulation cyclonique associée au Meddy principal en profondeur.
- La propagation des Meddies dans nos simulations est contrôlée non seulement par l'effet β mais aussi par cette interaction hétonique qui va influencer la propagation de l'ensemble de la structure. Le Meddy principal se propage ensuite vers le sud-ouest. Dans une de nos simulations, ce changement dans la structure vertical est tellement important que le Meddy principal évolue vers une structure stable dérivant vers l'est.

Toutefois, cette étude demeure préliminaire et bien des aspects restent encore à explorer. L'étude de la dynamique et des processus intervenant lors de la collision d'un Meddy avec plusieurs montagnes sous-marines serait intéressante à traiter et complémentaire car la topographie de l'océan Atlantique est dominée par la présence de chaîne de montagnes sous-marines, la présence d'une montagne sous-marine isolée étant plus rare.

De plus les Meddies jouent un rôle majeur dans le transport d'anomalie de masse dans tout l'Atlantique. Une attention particulière devrait donc être accordée à la redistribution de sel, associé au Meddy, lors de sa collision avec une montagne sous-marine. La considération de la collision comme un processus de séparation plutôt que de destruction remet en question toute l'évaluation de la distribution de sel associé aux Meddies. En effet ces eaux caractéristiques ne seront pas dispersées en totalité aux alentours des montagnes sous-marines mais seront transportées par deux tourbillons indépendants se diluant progressivement ou se séparant à nouveau. Ces phénomènes peuvent directement affecter la convection profonde au Nord de l'Atlantique et ainsi potentiellement influencer le climat.

Références

- ARMI, L. (1989). Two years in the life of a Mediterranean salt lens. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 354–370.
- BECKMANN, A. et HAIDVOGEL, D. (1993). Numerical simulation of flow around a tall isolated seamount. Part 1 : Problem formulation and model accuracy. *J. Phys. Oceanogr.*, **23** (8), 1736–1753.
- BLAYO, E. et DEBREU, L. (2005). Revisiting open boundary conditions from the point of view of characteristic variables. *Ocean Model.*, **9**, 231–252.
- CARTON, X., CHERUBIN, L., PAILLET, J., MOREL, Y., SERPETTE, A. et LE CANN, B. (2002). Meddy coupling with a deep cyclone in the Gulf of Cadiz. *J. Mar. Sys.*, **32**, 13–42.
- CENEDESE, C. (2002). Laboratory experiments on mesoscale vortices colliding with a seamount. *J. Geophys. Res.*, **107** (C63053), doi :10.1029/2000JC000599.
- CHELTON, D. B., DESZOEKE, R. A., SCHLAX, M. G., EL NAGGAR, K. et SIWERTZ, N. (1998). Geographical variability of the first-baroclinic Rossby radius of deformation. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 433–460.
- CUSHMAN-ROISIN, B. (1994). Introduction to Geophysical Fluid Dynamics. Prentice Hall, 320 pp.
- DEWAR, W. K. (2002). Baroclinic Eddy Interaction with Isolated Topography. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 2789–2805.
- HAIDVOGEL, D. et BECKMANN, A. (1999). Numerical ocean circulation modeling, Series on environmental science and management, Vol. 2, Imperial College Press, 344 pp.
- HEBERT, D., OAKEY, N. et RUDDICK, B. (1990). Evolution of a Mediterranean Salt Lens : Scalar Properties. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 1468–1483.
- HERBETTE, S., MOREL, Y. et ARHAN, M. (2002). Erosion of a Surface Vortex by a Seamount. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 1664–1679.
- HOGG, N. G. et STOMMEL, H. M. (1985). The heton, an elementary interaction between discrete baroclinic geostrophic vortices, and its implications concerning eddy heat flow. *Proc. Roy. Soc. London*, **397** (1812), 1–20.
- JACKETT, D. R. et MCDUGALL, T. J. (1995). Minimal adjustment of hydrographic profiles to achieve static stability. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **12**(4), 381–389.
- LARGE, W. G., MCWILLIAMS, J. et DONEY, S. C. (1994). Oceanic vertical mixing : A review and a model with a non-local boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*, **32**, 363–403.

- MARCHESIELLO, P., J. C., M. et SHCHEPETKIN, A. (2001). Open boundary condition for long-term integration of regional oceanic models. *Ocean Model.*, **3**, 1–21.
- MCWILLIAMS, J. C. (1985). Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Rev. Geophys.*, **23** (2), 165–182.
- MOREL, Y. et MCWILLIAMS, J. (1997). Evolution of Isolated Interior Vortices in the Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 727–748.
- PENVEN, P., DEBREU, L., MARCHESIELLO, P. et MCWILLIAMS, J. C. (2006). Evaluation and application of the ROMS 1-way embedding procedure to the central california upwelling system. *Ocean Model.*, **12**, 157–187.
- PINGREE, R. D. et LE CANN, B. (1993a). A Shallow Meddy (A Smeddy) From the Secondary Mediterranean Salinity Maximum. *J. Geophys. Res.*, **98** (C11), 20,169–20,185.
- PINGREE, R. D. et LE CANN, B. (1993b). Structure of a meddy (bobby 92) southeast of the azores. *Deep-Sea Res. I*, **40**, 2077–2103.
- RICHARDSON, P. L., BOWER, A. S. et ZENK, W. (2000). A census of Meddies tracked by floats. *Prog. Oceanogr.*, **45**, 209–250.
- RICHARDSON, P. L., WALSH, D., ARMI, L., SCHRÖDER, M. et PRICE, J. F. (1989). Tracking three meddies with SOFAR floats. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 371–383.
- SHAPIRO, G. I., MESCHANOV, S. L. et EMELIANOV, M. V. (1995). Mediterranean lens "Irving" after its collision with seamounts. *Oceanol. Acta*, **18** (3), 309–318.
- SHCHEPETKIN, A. F. et MCWILLIAMS, J. C. (1998). Quasi-monotone advection schemes based on explicit locally adaptive dissipation. *Monthly Weather Review*, **126**, 1541–1580.
- SHCHEPETKIN, A. F. et MCWILLIAMS, J. C. (2003). A method for computing horizontal pressure-gradient force in an oceanic model with nonaligned vertical coordinate. *J. Geophys. Res.*, **108** (C33090), doi :10.1029/2001JC001047.
- SHCHEPETKIN, A. F. et MCWILLIAMS, J. C. (2005). The regional oceanic modeling system (ROMS) : a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean Model.*, **9**, 347–404.
- WANG, G. et DEWAR, W. K. (2003). Meddy-seamount interactions : Implications for the mediterranean salt tongue. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 2446–2461.