



Etude de la Circulation Océanique à Moyenne échelle à partir des Données Lagrangiennes sur la Zone des Campagnes POMME

Michel Assenbaum

► **To cite this version:**

Michel Assenbaum. Etude de la Circulation Océanique à Moyenne échelle à partir des Données Lagrangiennes sur la Zone des Campagnes POMME. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. <tel-00012200>

HAL Id: tel-00012200

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00012200>

Submitted on 3 May 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER

THESE

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Toulouse III

présentée par

Michel ASSENBAUM

Formation Doctorale : Océan, Atmosphère et Environnement

Spécialité : Océanographie Physique

Etude de la Circulation Océanique à Moyenne Échelle
à partir des Données Lagrangiennes
sur la Zone des Campagnes POMME

soutenue le 13 janvier 2006 devant le jury composé de :

M. Franck ROUX, président

M. Jacques VERRON, rapporteur

M. Patrice KLEIN, rapporteur

M. Bernard LE CANN, examinateur

M. Pierre-Yves LE TRAON, examinateur

M. Gilles REVERDIN, directeur de thèse

M. Rémy BARAILLE, invité

Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales
UMR 5566 - 14, avenue Edouard Belin - 31400 Toulouse

Service Hydrographique et Océanographique de la Marine
Centre Militaire d'Océanographie - Antenne de Toulouse
14, avenue Edouard Belin - 31400 Toulouse

Table des matières

Remerciements	5
1 Introduction	7
2 Les Outils : Données, Modèles, Méthodes	15
2.1 Les Données POMME	15
2.1.1 Description physique de la zone	15
2.1.2 Les Campagnes POMME	19
2.1.3 Les Flotteurs dans POMME	26
2.2 Les Flotteurs Profilants	28
2.2.1 Historique des flotteurs lagrangiens de subsurface	28
2.2.2 Comportement vertical des flotteurs	30
2.2.3 Le fonctionnement du PROVOR	32
2.2.4 Exploitation des données de trajectoire	34
2.2.5 Spécificité des données lagrangiennes	34
2.2.6 Exploitation des profils	36
2.3 Le Modèle MICOM	37
2.3.1 Présentation	37
2.3.2 Les équations shallow-water multicouches	38
2.3.3 L'implémentation numérique	39
2.3.4 Le passage en «variables physiques» : <code>split</code> et <code>unsplit</code>	42
2.3.5 Le linéaire tangent et l'adjoint	42
2.4 Les Méthodes d'Analyse et d'Assimilation	43
2.4.1 Motivation	43
2.4.2 Analyse objective Multi-Données	45
2.4.3 Méthodes Inverses	47
2.4.4 Notations pour l'assimilation	48
2.4.5 Assimilation Séquentielle	49
2.4.6 Lien entre l'analyse objective et l'assimilation	50
2.4.7 4D-Var	51
2.4.8 4Dvar incrémental	52
2.4.9 Le minimiseur M1QN3	53
2.4.10 Travaux existants sur l'assimilation de données Lagrangiennes	53

3	Description de la Circulation dans la Zone POMME	55
3.1	Cartographie de la circulation et données Lagrangiennes	55
3.1.1	Définitions et Hypothèses de Départ	56
3.1.2	Méthode des vitesses centrées	57
3.1.3	Méthode des Déplacements	57
3.1.4	Point d'application de la correction	58
3.1.5	Structures des Covariances	58
3.1.6	Performances relatives des Méthodes	60
3.1.7	Stabilité de l'analyse	62
3.2	Analyses de la circulation en temps réel (Article 1)	63
3.2.1	Résumé	63
	Near real-time analyses of the mesoscale circulation during the POMME experiment (article paru dans DSR I)	64
3.2.2	Discussion	93
3.2.3	Perspectives	94
3.3	Inventaire et suivi des structures tourbillonnaires	94
3.3.1	Motivation	94
3.3.2	Combiner les sources d'information	95
3.3.3	Résultats	96
3.4	Description de la circulation superficielle (Article 2)	98
3.4.1	Résumé	98
3.4.2	Discussion et perspectives	99
3.5	Caractéristiques T/S des tourbillons	100
3.5.1	Objectif et méthode	100
3.5.2	Résultats	100
3.6	Traceurs lagrangiens	103
3.6.1	Motivation et Méthode	103
3.6.2	Expériences et Résultats	105
3.6.3	Discussion	106
3.7	Les Eaux Modales Nord-Est Atlantiques (Article 3)	108
3.7.1	Résumé	108
3.7.2	Résultats et perspectives	109
4	Modélisation et assimilation de données de flotteurs	110
4.1	Implémentation de MICOM sur POMME	110
4.1.1	Etendue et Discrétisation	110
4.1.2	Bathymétrie	111
4.1.3	Conditions aux Limites Latérales et Zone de Recirculation	111
4.1.4	Conditions Initiales	112
4.1.5	Particularités de l'implémentation	113
4.1.6	Configuration légère	114
4.1.7	Les forçages atmosphériques	114
4.1.8	Advection Lagrangienne dans MICOM	116

4.2	Assimilation Séquentielle : Interpolation optimale (OI)	118
4.2.1	Prise en compte du caractère intégral de l'innovation	119
4.2.2	Implémentation de l'OI	122
4.2.3	Calcul de la matrice de covariance	122
4.2.4	Structure verticale de la correction	123
4.2.5	Tests et validation de l'OI	124
4.2.6	Expériences Jumelles	126
4.2.7	Paramétrisation du "bruit" dans la matrice de covariance	127
4.2.8	Quantification de l'impact du nombre de flotteurs assimilés	128
4.3	Assimilation Variationnelle : 4D-Var incrémental	132
4.3.1	Changement de variables d'état	132
4.3.2	Introduction de l'équilibre de géostrophique	133
4.3.3	Expression de J et ∇J pour les déplacements de flotteurs	134
4.3.4	Validation du linéaire tangent et de l'adjoint	135
4.3.5	Structure des matrices de covariance	138
4.3.6	Matrice \mathbf{B} "géostrophique"	140
4.3.7	Expériences jumelles	140
4.4	Conclusions sur les méthodes d'assimilation	147
4.4.1	Les méthodes lagrangiennes	147
4.4.2	Le problème d'initialisation	147
5	Conclusion	150
	Bibliographie	154
A	Estimation des déplacements profonds des flotteurs ARGO	166
B	Observed mean and mesoscale upper ocean circulations in the mid-latitude North-East Atlantic during the POMME experiment (September 2000 - September 2001) - Article 2	177
C	Eastern North Atlantic Mode Waters during POMME (September 2000-2001) - Article 3	207
D	Glossaire	225

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord aux personnes qui m'ont encouragé à commencer une thèse avant que trop d'années ne passent : le Dr. Aliou Diallo, le Pr. Friedrich Schott, MM. Holger M. Bluhm et Jörg Dux.

Les débuts à Toulouse n'ont pas été faciles, mais l'accueil très chaleureux et le sourire solaire du directeur de LEGOS d'alors, le regretté Christian Le Provost, restent inoubliables. Je dois aussi beaucoup à Yves Dupenhoat : ses encouragements amicaux et les coups de main aux moments difficiles. Merci à Martine Mena et Nadine Lacroux, dont le travail pour résoudre diverses énigmes posées par l'administration, les accès, les missions et les crédits est irremplaçable. J'ai aussi eu la chance de côtoyer pendant mes premières années de ma thèse l'équipe des débuts de Mercator, en particulier Pierre Bahurel, Mounir Benkiran et Eric Greiner, et beaucoup apprécié les discussions qu'on a pu avoir.

Les échanges avec les chercheurs impliqués dans le projet POMME ont été très intéressants et fructueux, merci à tous, et tout particulièrement à Bernard Le Cann, Fabienne Gaillard, Guy Caniaux, Jérôme Paillet, Jean-Claude Gascard, Louis Prieur, Catherine Rouault, Hervé Giordani ainsi qu'aux chercheurs de LEGOS qui se sont intéressés aux progrès de mon travail, malgré mon statut d' "électron libre", en particulier Rosemary Morrow, Boris Dewitte, Catherine Jean-del et Patrick Monfray. Merci à tous ceux qui ont travaillé lors des campagnes et dans les labos, et qui ont rendu leurs données disponibles, parfois dans des délais très courts. L'équipe du modèle opérationnel SOPRANE du CMO m'a fourni les bulletins en temps réel qui ont été la base sur laquelle les premières analyses ont été construites. Merci en particulier à Jean-Michel Audoubert, à Didier Jourdan, et à Sylvie Giraud dont j'ai beaucoup apprécié la compétence et la gentillesse. Merci aux informaticiens, Landry Brunel, pour tous les crons et les accès qui ont fait fonctionner le système d'analyse en temps réel pour POMME en 2000 et 2001, et Bruno Buisson dont l'environnement unix impeccable m'a permis de réaliser mes expériences d'assimilation.

La suite de ce travail n'aurait pas été imaginable sans Rémy Baraille qui m'a accueilli dans son équipe et a rendu possible le financement de la seconde moitié de cette thèse. Ses idées sont à l'origine de plusieurs orientations, en particulier le choix de l'assimilation variationnelle et des méthodes numériques utilisées. Nicolas Filatoff a fourni l'adjoint de MICOM, une aide précieuse pour traquer quelques «bugs» (presque) inexpugnables que j'ai produit au cours des années, et l'animation (voire l'agitation) culturelle des discussions en salle café. Merci à Son Hoang pour sa patience à m'expliquer les méthodes d'assimilation, à Michel Gavart pour d'énormes coups de main pour la mise en place des configurations de MICOM et pour la constance de ses encouragements, et à Francesco Uboldi qui a partagé sans compter ses connaissances sur les méthodes d'assimilation séquentielles et l'algèbre linéaire.

Merci à ma famille qui m'a toujours encouragé, et qui a accepté mon rythme de travail souvent anarchique, mes absences et mes silences, à Susanne qui m'a soutenu à chaque minute et à Papa pour sa relecture consciencieuse du manuscrit.

Enfin, je tiens à remercier de tout coeur Gilles Reverdin, pour la liberté qu'il m'a laissé, les idées qu'il a partagées, sa disponibilité même dans des moments où il croulait sous le travail, son intérêt toujours renouvelé. En plus d'un apprentissage de la recherche, il m'a offert un modèle de comportement, toujours à l'écoute, jamais méprisant, d'une curiosité insatiable pour tous les domaines et d'un optimisme inébranlable. Merci Gilles.

Chapitre 1

Introduction

Jusque dans les années 1970, les grands manuels d'océanographie donnaient une description de la circulation à grande échelle et de sa variabilité saisonnière (Sverdrup, Johnson et Fleming, 1942 ; Pickard, 1964 ; Tchernia, 1978) dont les mécanismes physiques principaux avaient été expliqués dès la fin des années 1940 dans les travaux fondateurs de Sverdrup (1947), Stommel (1948) et Munk (1950). La circulation à moyenne échelle de l'Océan, qui constitue dans beaucoup de régions la plus grande part de l'énergie cinétique observée, n'a été appréhendée dans toute son importance qu'assez récemment, lorsque des mesures continues purent être obtenues grâce à des courantomètres et à des flotteurs lagrangiens (Crease, 1962 ; Swallow, 1971).

La découverte de l'importance de la circulation à moyenne échelle a motivé de nombreux programmes d'observation de la dynamique tourbillonnaire : on peut citer en particulier les expériences MODE (Riser *et al.*, 1978 ; Bretherton *et al.*, 1976) et POLYMODE/LDE (Rossby *et al.*, 1986) ; l'expérience TOURBILLON (Le Groupe Tourbillon, 1978) ; les travaux de Olson (1980) et ceux de Krauss et Böning (1987). Sur les aspects théoriques et numériques aussi, de nombreuses avancées ont suivi à partir des années 1970, par exemple les travaux fondateurs de McWilliams et Flierl (1979) et de Nof (1981, 1983) qui ont été généralisés plus tard par Cushman-Roisin *et al.* (1990).

Cette dynamique à moyenne échelle, qui est caractérisée par des échelles spatiales de 10 à 100 km et des échelles temporelles qui se chiffrent en semaines ou en mois, se superpose à la circulation à grande échelle que l'on définit par des échelles spatiales de l'ordre de la taille des bassins océaniques (quelques milliers de km) et des échelles temporelles saisonnières. Les structures les plus marquantes de la dynamique à moyenne échelle sont les fronts (zones de fort courant séparant deux masses d'eau de caractéristiques différentes) et les tourbillons (régions limitées par des lignes de courant fermées présentant en leur cœur une anomalie de densité par rapport au milieu ambiant et caractérisés par un extremum du rotationnel du courant). De nombreuses structures tourbillonnaires cohérentes pouvant perdurer au moins un an ont été observées (voir par exemple Pingree et Le Cann (1991) pour un exemple en Atlantique nord-est). Ces structures peuvent avoir une influence dynamique sur l'état moyen de l'océan (Stammer, 1998), mais

aussi contribuer au transport moyen par l'advection des masses d'eau piégés en leur coeur et altérer les échanges avec l'atmosphère par la modification locale des propriétés hydrologiques superficielles qu'ils induisent (Yasuda *et al.*, 1992).

Depuis 1992 avec le lancement des satellites altimétriques ERS-1 en 1991, puis Topex-Poseidon en 1992, ERS-2 en 1995, et plus récemment GFO (1998), Jason-1 (2001) et ENVISAT (2002), il est possible de mesurer l'activité moyenne échelle à l'échelle globale (Le Traon et Hernandez, 1992). L'altimétrie fournit une mesure récurrente de la dénivellation de surface qui permet d'accéder au courant géostrophique de la couche superficielle. A partir de ces mesures, Ducet *et al.* (2001) ont obtenu des cartes de la variabilité spatiale de l'énergie cinétique à moyenne échelle et ont également étudié sa variabilité temporelle sur des zones déterminées.

Lors de l'expérience SEMAPHORE en 1993 (Eymard *et al.*, 1996), focalisée sur les échanges océan-atmosphère dans une zone centrée sur le Courant des Açores, les observations *in situ* des structures de moyenne échelle ont confirmé l'apport de l'altimétrie satellitale pour la description de la circulation à moyenne échelle (Hernandez, 1995).

POMME et la subduction

L'expérience POMME (Mémery *et al.*, 2005), a regroupé les moyens humains et matériels des principaux organismes français impliqués dans la recherche océanographique (CNRS, INSU, Ifremer, Météo-France, SHOM). L'objectif principal était de comprendre les mécanismes physiques et biologiques dont la conjonction fait de cette région de l'Atlantique nord-est un des principaux puits de dioxyde de carbone de l'océan mondial (Rios, 1995) en prenant en compte la dynamique de méso-échelle, dont le rôle restait à déterminer. Afin de pouvoir aborder ce défi, une communauté interdisciplinaire incluant des biologistes, des dynamiciens, des météorologistes et des géochimistes a réuni ses efforts pendant plus d'une année de campagnes intensives (2000 et 2001), et de nombreux chercheurs continuent à travailler pour valoriser la riche moisson de données effectuée pendant ces deux années. Du point de vue de l'océanographie physique, les sujets d'étude définis lors de la planification des missions comprenaient la subduction de l'eau modale à 11-12°C (Paillet et Arhan, 1996), l'interaction entre la subduction et la circulation à moyenne échelle, les mouvements verticaux.

A partir des observations antérieures à l'expérience POMME, on pouvait s'attendre à trouver des courants moyens faibles : Paillet et Mercier (1997), ont combiné des observations hydrologiques dans la période 1981-1993 en utilisant une méthode inverse sur un domaine couvrant l'Atlantique nord-est. Ils ont diagnostiqué des courants moyens inférieurs à 4 cm/s et dirigés en moyenne vers le sud-est au-dessus de la thermocline, et des courants atteignant par endroits 1 cm/s vers le sud à une profondeur de 500 m. Le transport intégré estimé dans la zone par cette étude s'élève à 4 Sv qui entre par le nord-ouest et sort par le sud (Figure 1.1).

Le phénomène physique particulièrement intéressant, qui a motivé le choix de cette zone d'étude, est la subduction des eaux modales à 11-12°C. La subduction est un des mécanismes

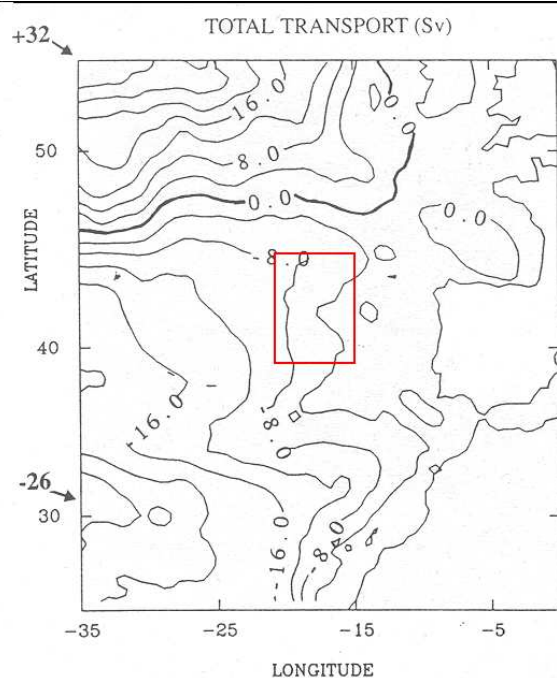


FIG. 1.1 – Fonction de courant du transport total, d’après Paillet et Mercier (1997). L’intervalle de contour est 4 Sv. Le contour de la zone POMME a été superposé en rouge

océaniques déterminants pour les échanges gazeux et thermiques entre l’atmosphère et l’océan profond. On peut définir la subduction comme la perte de contact prolongée (plusieurs années) avec la surface d’une masse d’eau constituant initialement la couche mélangée de surface (Luyten *et al.*, 1983). Deux processus de formation peuvent générer la subduction : le premier est lié au réchauffement saisonnier des eaux de surface ; le bas de la couche mélangée de surface est alors ”piégé” par la thermocline saisonnière ; si toute la colonne d’eau est advectée vers le sud, le refroidissement de l’hiver suivant ne sera pas suffisant pour re-homogénéiser la couche de mélange jusqu’à la profondeur de l’année précédente, et l’eau en dessous de la nouvelle couche de mélange aura donc été subductée. L’autre processus possible est la subduction sous un front : les eaux subductées plongent sous une autre masse d’eau superficielle de densité inférieure. Cette plongée est associée à un cisaillement vertical de vitesse horizontale et à une advection horizontale vers des endroits où la densité de surface hivernale est inférieure.

La subduction se distingue du phénomène d’apparition d’une thermocline saisonnière (qui provoque une perte de contact de la partie basse de la couche mélangée hivernale avec la surface durant la saison estivale) par le fait que la perte de contact avec l’atmosphère dure plus d’une saison.

Avec leur modèle inverse, Paillet et Mercier (1997) ont pu estimer le taux de subduction dans l’Atlantique nord-est. Suivant leurs résultats, le nord-est de la zone POMME et une seconde zone

plus proche des côtes de Galice, présentent les taux de subduction les plus élevés de toute leur région d'étude, dépassant 100 m/an.

A l'aide de données hydrologiques historiques, Van Aken (2001) a montré les concentrations de traceurs (température potentielle, salinité, traceurs biogéochimiques et surtout l'oxygène dissous) en Atlantique nord-est sont en bon accord avec l'idée généralement admise (Marshall *et al.*, 1993 ; Paillet et Arhan, 1996) d'une subduction des eaux modales de densité autour de $\sigma_\theta = 27.1$ associée à une circulation générale en direction du sud, et évalue sa vitesse caractéristique à -1 cm/s à partir d'estimations du taux moyen d'utilisation de l'oxygène faites par d'autres auteurs. On remarquera que ces taux varient du simple au double suivant les auteurs (Van Aken, 2001, p255), et que les erreurs sur ce taux se répercutent dans l'estimation de vitesse. Les mesures hydrologiques utilisées par Van Aken, sont bien denses sur le plateau ouest-ibérique et sur le talus, mais dans la zone POMME, il ne disposait que de deux radiales méridionales (15°W et 20°W) et quelques profils isolés. Toute la variabilité de la structure des courants et des caractéristiques hydrologiques dans la partie hauturière, révélée plus tard par les mesures de POMME, échappe donc à cette étude.

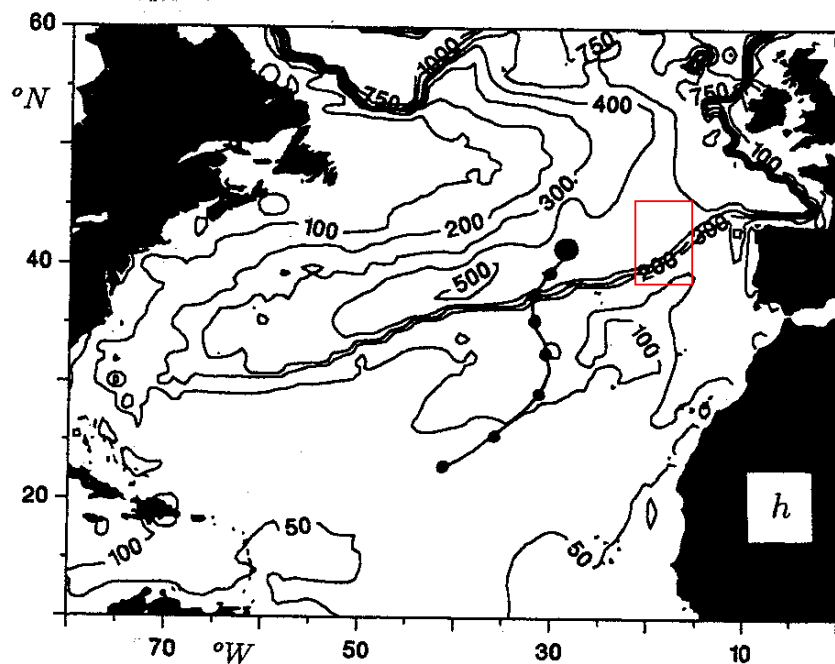


FIG. 1.2 – Profondeur de la couche mélangée (m) à l'équinoxe de printemps, d'après Williams *et al.* 1995. Les points noirs représentent pour huit années consécutives la position d'une particule lagrangienne advectionnée vers le sud. Le contour de la zone POMME a été superposé en rouge

Par ailleurs, des simulations numériques du bassin Atlantique nord avec une résolution spatiale de 1°(Williams et al, 1995) ont mis en évidence un front très marqué de profondeur de

couche mélangée vers 40°N (Figure 1.2) dans des conditions de fin d'hiver et une circulation lagrangienne vers le sud. Ces deux facteurs expliquent un maximum de taux de subduction au niveau de front dépassant 200m par an. Les auteurs notent qu'un front aussi net n'apparaît pas dans les données lissées de l'atlas hydrologique de Levitus, mais il restait à établir si un tel front existe réellement dans l'océan, ou s'il correspond à une situation fortement idéalisée.

Une des questions ouvertes est celle de l'influence de la circulation à moyenne échelle sur la subduction. Dans leur étude de la ventilation océanique dans l'Atlantique nord-est, Paillet et Arhan (1996) utilisent un modèle stationnaire à grande échelle de la thermocline, qui permet de reproduire de façon satisfaisante la distribution de densité de surface et d'obtenir des taux de subduction vraisemblables, quoique probablement inférieurs à la réalité.

La campagne *Vivaldi 1991* (Pollard *et al.*, 1996 ; Leach *et al.*, 2001) a consisté en un ensemble de profils méridiens avec des mesures hydrologiques (SEASOAR) et des mesures de courant (ADCP de coque) en continu durant le printemps 1991. Ce jeu de données permet d'évaluer les termes de transport turbulent dans les couches superficielles (0-300 m) à partir de mesures directes sur une zone située au nord et à l'ouest de POMME (avec un très faible recouvrement). Le transport de chaleur turbulent est dirigé vers le nord au nord de 48°N. Au sud de 48°N, il n'est pas significativement différent de zéro. Les auteurs constatent aussi un transport vers le nord de vorticité potentielle (PV), qui correspond à l'advection vers le sud des eaux modales, caractérisées par une anomalie négative de PV (Paillet et Arhan, 1996).

Dans une étude de la subduction à partir de simulations numériques dans un modèle du bassin Atlantique nord, Valdivieso *et al.* (2005) montrent en revanche que le cycle saisonnier et la dynamique de méso-échelle ont une importance cruciale dans le processus de subduction et que de l'utilisation de diagnostics basés uniquement sur les transports moyens et le maximum de profondeur de couche mélangée conduit à des erreurs conséquentes lorsqu'on considère un modèle qui inclut la méso-échelle. Cette impossibilité d'évaluer la subduction à partir de valeurs moyennes peut selon toute vraisemblance être extrapolée à l'océan réel.

Les campagnes POMME

Les campagnes POMME sont décrites en détail dans la section 2.1. Quatre campagnes *Sec. 2.1* s'étalant sur une année complète de septembre 2000 à octobre 2001, comprenaient chacune un premier leg où une couverture systématique de la zone par un réseau de CTD était réalisée, et un second leg où les investigations se concentraient sur un petit nombre d'endroits jugés représentatifs sélectionnés en fonction des résultats du premier leg. Lors des seconds legs, des stations longues répétées et des mesures avec des instruments fournissant une haute résolution spatiale (SEASOAR, TOWYO) ont été réalisés afin d'observer plus précisément les phénomènes dont l'échelle échappe aux premiers legs. Des campagnes préliminaires ont été conduites par le SHOM en septembre 1999 (Pommier 1) et avril 2000 (Pommier 2).

Les premiers résultats de l'expérience POMME ont été publiés dans le numéro spécial

consacré à POMME par *Journal of Geophysical Research* (2005) ainsi que dans divers articles parus séparément (en particulier, pour les aspects liés à la physique : Fernandez *et al.*, 2005 ; Giordani *et al.*, 2005 ; Assenbaum et Reverdin, 2005). Des conditions relativement chaudes dans le nord de la zone POMME liées à un indice EA¹ fortement positif ont eu pour conséquence que le gros de l'eau modale à 11-12°C s'est formée plus au nord qu'en moyenne en 2001, hors de la zone d'observations intensives. Une partie du domaine POMME au nord de 41°N a tout de même contribué à former des eaux modales moins denses. En revanche, on a observé une circulation à moyenne échelle très supérieure en intensité aux vitesses de la circulation moyenne (Assenbaum et Reverdin, 2005).

Le programme ARGO

Les moyens d'investigations développés et déployés ces dernières années répondent à trois objectifs principaux :

1. améliorer notre connaissance des processus physiques et biologiques dans l'Océan,
2. surveiller l'évolution du climat et en particulier quantifier le réchauffement climatique,
3. fournir des données d'initialisation et d'assimilation pour les modèles d'océanographie opérationnelle civils ou militaires.

Si la campagne POMME s'inscrivait plutôt dans une logique strictement scientifique en se rattachant au premier point, le programme international ARGO, qui se base sur la technologie du flotteur profilant pour établir un réseau mondial d'observation de la température et de la salinité *in situ* diffusées en temps quasi-réel répond plutôt au deux derniers points. Toutefois, les utilisations scientifiques des flotteurs de type ARGO sont nombreuses. Lavender *et al.* (2000) ont pu obtenir pour la première fois une image complète et assez détaillée de la circulation dans la Mer du Labrador et la Mer d'Irminger grâce à un déploiement massif de flotteurs profilants dans cette zone difficile d'accès. Leur étude a modifié de façon conséquente le schéma de circulation préalable, et donné de nouvelles pistes pour comprendre les chemins par lesquels l'eau de la Mer du Labrador (LSW) est exportée dans le bassin Atlantique. On peut citer aussi les travaux de Schmidt *et al.* (2001) qui utilisent les déplacements de flotteurs P-ALACE déployés à partir de 1997 pour caractériser les régimes de circulation en Atlantique tropical ; les projets scientifiques récents ou en cours utilisant les flotteurs profilants sont nombreux (voir section 2.2.1).

Les spécifications du programme ARGO prévoient de mettre en oeuvre une flottille de 3000 flotteurs dans l'océan mondial d'ici fin 2006 avec un espacement d'environ 300 km. Les flotteurs sont programmés pour effectuer un profil vertical de 2000 m de profondeur à la surface tous les 10 jours, et mesurent en général la température et la salinité. La couverture géographique prévue est illustrée par un exemple en figure 1.3, et devrait permettre de suivre les évolutions du contenu thermique de l'océan dans les prochaines années. Le premier flotteur ARGO mis au point a été

¹EA (Eastern Atlantic Index) Indice de la variabilité atmosphérique, cf. section 2.1

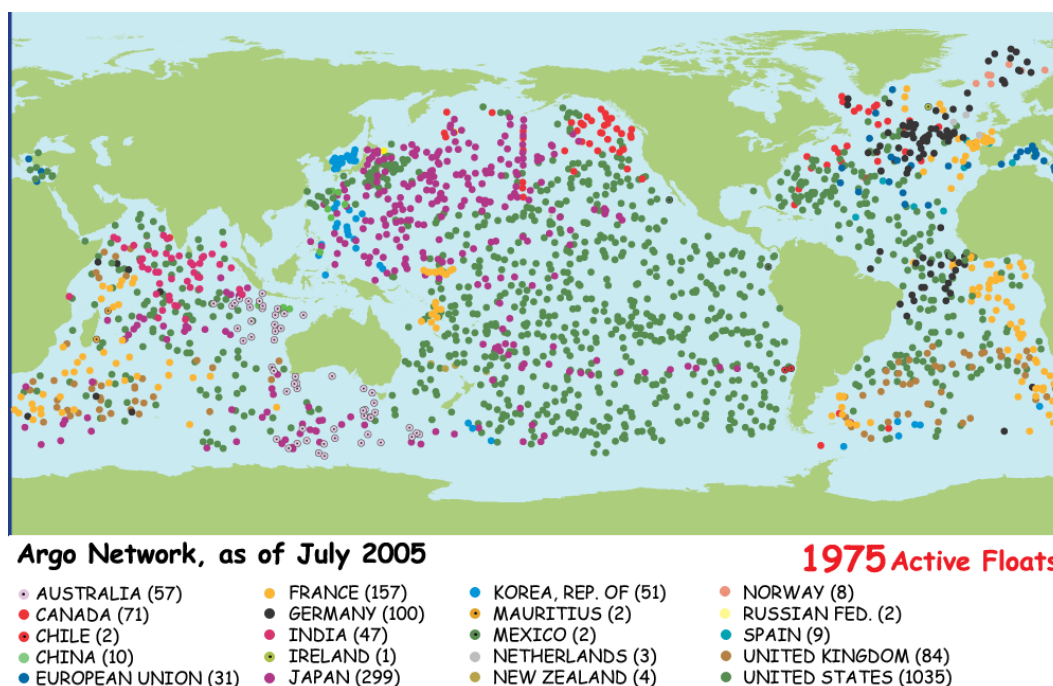


FIG. 1.3 – Position des flotteurs ARGO déployés et actifs en juillet 2005, par pays (source : ARGO).

le P-ALACE (Davis *et al.*, 2001). En France, l’Ifremer a développé un autre flotteur profilant de type ARGO, baptisé PROVOR, en partenariat avec la société MARTEC (Loaec *et al.*, 1998). La section 2.2 donne un historique des flotteurs de subsurface dont l’évolution a conduit au flotteur profilant et détaille le fonctionnement des flotteurs profilants et les méthodes mises en oeuvre pour exploiter leurs trajectoires. Sec. 2.2

Flotteurs profilants et moyenne échelle

L’expérience POMME a été l’occasion pour l’Ifremer et le SHOM de déployer pour la première fois le flotteur PROVOR dans des conditions opérationnelles.

Les données fournies par les PROVOR se sont avérées une source d’information extrêmement riche pour l’expérience POMME : en plus des mesures durant le profil, les flotteurs ARGO dérivent librement à une profondeur déterminée entre deux profils, et le déplacement sur cette période peut être utilisé pour estimer la circulation à cette profondeur. De plus, leur disponibilité en temps quasi-réel a permis de disposer avant et pendant les campagnes d’informations sur l’état de l’océan aux profondeurs intermédiaires.

L’enjeu de cette thèse est de décrire en détail l’évolution de la circulation à moyenne échelle dans la zone POMME, en particulier les structures de subsurface, à partir des données Lagrangiennes et quasi-lagrangiennes (flotteurs de tous types) et des données hydrologiques (profils de

température et de salinité, provenant des flotteurs profilants et des campagnes).

Sec. 2.3

Pour modéliser la dynamique à méso-échelle ainsi que la subduction, et être en mesure d'implémenter une méthode d'assimilation variationnelle, nous avons choisi d'utiliser le modèle MICOM (section 2.3) particulièrement bien adapté à la représentation des processus de subduction (Bleck *et al.*, 1989) et disposant d'un modèle linéaire tangent et de son adjoint développés au CMO Toulouse.

L'utilisation des données des PROVOR, instruments nouveaux et conçus pour l'étude de la circulation à grande échelle, dans un contexte de moyenne échelle, pose plusieurs questions méthodologiques, aussi bien lorsqu'on souhaite estimer des champs de vitesse dont la variabilité n'est que marginalement résolue par l'échantillonnage temporel de 10 jours que lorsqu'il s'agit de prendre en compte dans un système d'assimilation des données qui ne s'expriment pas simplement en fonction des variables du modèle.

Sec. 2.4

Etant donné que la zone POMME était largement sous-échantillonnée par les flotteurs profilants, il était indispensable pour avoir une vue complète mais aussi précise que possible de la circulation de *combiner* ces observations avec les autres sources d'informations disponibles, en particulier les mesures altimétriques fournies par les satellites et les profils de température et de salinité disponibles sur la zone, mais aussi notre connaissance a priori de l'hydrologie de la zone et des lois physiques qui régissent la circulation. Dans la section 2.4, nous passerons en revue les différentes méthodes utilisées pour estimer des champs dynamiques à partir d'un ensemble de mesures souvent hétérogène aussi bien du point de vue des grandeurs mesurées que de leur répartition spatiale.

Chap. 3

Afin de répondre aux diverses questions sur les caractéristiques de la circulation à moyenne échelle dans POMME, nous avons commencé par utiliser l'analyse objective (AO). Cette méthode permet de prendre en compte des relations linéaires entre différentes grandeurs, et nous montrerons dans le chapitre 3 son fonctionnement et ses limitations. Les champs de courants estimés par l'AO ont permis d'obtenir des résultats sur l'évolution dynamique de la zone, les structures à méso-échelle et l'advection des masses d'eau superficielles.

Chap. 4

Pour pouvoir mieux appréhender la dynamique de la zone et pouvoir s'affranchir des limitations inhérentes à notre méthode d'AO, nous avons ensuite implémenté des méthodes d'assimilation qui permettent d'utiliser un modèle numérique d'océan comme un interpolateur dynamique spatial et temporel et d'obtenir un état estimé de l'océan compatible avec la dynamique du modèle. Dans le chapitre 4, nous commençons par détailler la configuration régionale du modèle MICOM que nous avons implémentée sur la zone POMME. Ensuite, cette configuration est utilisée pour effectuer des expériences d'assimilation de données avec deux méthodes d'assimilation classiques (interpolation optimal et 4D-VAR) adaptées pour l'assimilation des données de déplacement des flotteurs profilants. Les conclusions ont pu être dégagées des simulations réalisées avec assimilation, sur le plan méthodologique et dans l'optique des objectifs de POMME.

Chap. 5

Le chapitre 5 donne les conclusions générales et les perspectives de ce travail.

Chapitre 2

Les Outils : Données, Modèles, Méthodes

2.1 Les Données POMME

2.1.1 Description physique de la zone

Bathymétrie

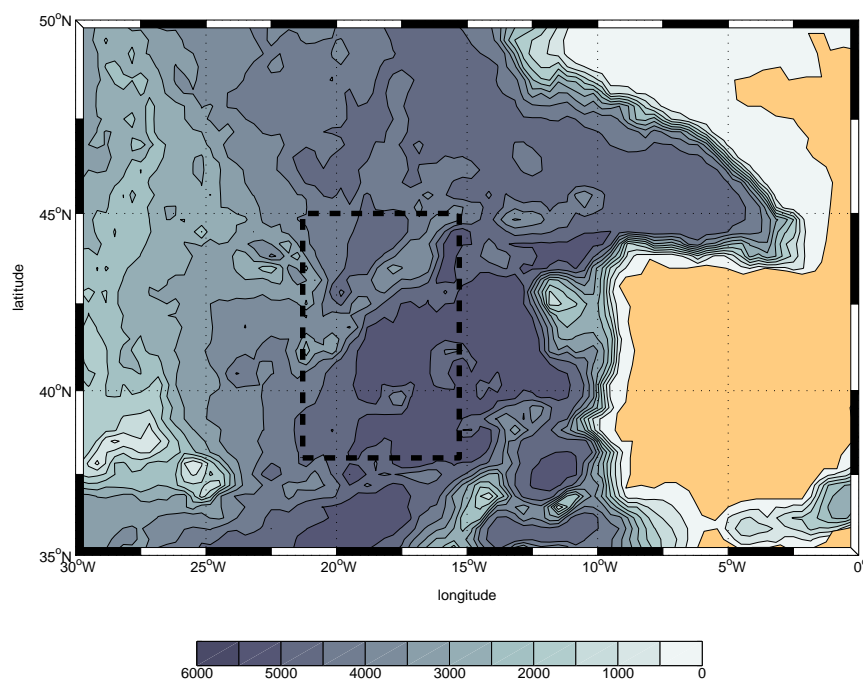


FIG. 2.1 – Localisation de la zone POMME (cadre tireté) et bathymétrie ETOPO-20

La zone d'étude définie pour POMME est une zone rectangulaire de l'Atlantique nord-est au large des côtes portugaises et espagnoles délimitée par les parallèles 38°N et 45 °N et les

méridiens 21°20' W et 15°20' W (Figure 2.1). C'est une zone strictement hauturière dont la plus grande partie couvre la plaine abyssale ibérique avec des fonds d'environ 4000 m en moyenne. Le Massif Açores-Gascogne, chaîne de monts sous-marins culminant à 1600 m sous la surface, coupe la zone du centre-ouest au coin nord-est.

Masses d'eau

Les eaux superficielles de la zone sont caractérisées par des températures d'hiver variant de 12°C au Nord à 16°C au Sud ; En été, une thermocline saisonnière se forme et les températures de surface atteignent typiquement de 20 à 23°C du nord au sud. Dans le Nord, la salinité moyenne de surface très proche de 35.8 PSU. Vers le sud, on trouve des eaux de surface plus légères et plus salées (36 à 36.2 PSU) qui proviennent vraisemblablement du courant des Açores. La profondeur de couche mélangée dans le Nord de la zone peut atteindre 400 m en hiver, alors que dans le Sud, elle reste de l'ordre de 100 à 150 m.

Dans une section de la campagne Bord-Est, Paillet et Arhan (1996) ont localisé la zone de subduction de l'eau modale à 11-12°C à des latitudes correspondant à la zone POMME (bien que plus à l'est que POMME). Ces eaux centrales d'une densité comprise entre $\sigma_\theta = 27.05$ et $\sigma_\theta = 27.20$ se retrouvent pratiquement dans toute la zone à des profondeurs de 200 à 500 m ; en hiver, elles peuvent affleurer en surface dans le nord de la zone.

L'un des objectifs du projet POMME est l'étude de la genèse et de la subduction de l'eau modale Nord-Atlantique, phénomènes qui conditionnent l'efficacité de la "pompe océanique" de carbone qui est au centre du projet POMME. Cette Eau Centrale a été l'objet de nombreuses études par les équipes du CMO et du LPO à Brest en particulier par Paillet et Arhan, (1996a,b), et Mauritzen *et al.* (1999). Une présentation plus complète des eaux modales et de leurs caractéristiques observées lors des campagnes POMME est donnée dans la section 3.7 et dans l'article en annexe C.

Les niveaux plus profonds sont caractérisés par la présence d'eau profonde nord-atlantique (NADW) avec une influence plus ou moins marquée d'eau méditerranéenne (MW). Quelques observations de "meddies" d'intensité variable ont été faites à des profondeurs comprises entre 700 et 1400 m pendant les campagnes. Plus profond, on trouve de l'eau du Labrador (LSW), marginalement échantillonnée par les profils des campagnes POMME qui s'arrêtaient pour la plupart à 2000 m.

La circulation moyenne dans la zone reste faible, même si des excursions de la Dérive Nord-Atlantique au nord et du Courant des Açores au sud induisent occasionnellement des vitesses de l'ordre de 25cm s^{-1} . Le champ de vitesse est largement dominé par la méso-échelle, avec des niveaux d'énergie cinétique moyenne de l'ordre de $80 - 100\text{cm}^2\text{s}^{-2}$ si on filtre les mouvements de période inférieure à une semaine.

La circulation océanique superficielle dans la zone POMME est caractérisée par plusieurs types de structures non stationnaires ; en particulier on identifie des tourbillons méso-échelle qui

pourraient avoir un rôle non négligeable dans la circulation générale en raison du mélange et de l'advection qu'ils induisent (Paillet, 1998 ; 1999).

Conditions climatiques durant POMME

Pour remettre les campagnes POMME dans leur contexte, il est intéressant de voir quelles étaient les conditions climatiques générales dans l'Atlantique durant POMME, et en particulier durant l'hiver 2000-2001, et en quelle mesure elles peuvent influencer sur les processus océaniques observés. Utilisant des longues séries d'observations, Dickson *et al.* (1996) montrent que les variations de l'activité convective dans différents sous-bassins de l'Atlantique Nord (Mer du Labrador, Mer des Sargasses) sont corrélées, et ces variations se retrouvent dans la variabilité hydrologique du bassin est, mais leur étude n'aborde pas les eaux superficielles aux latitudes moyennes dans le bassin Est-Atlantique.

Sutton et Allen (1997) montrent que les variations à basse fréquence de la température de surface de l'océan dans les moyennes latitudes de l'Atlantique Est sont fortement corrélées avec la variabilité atmosphérique au-dessus de la partie ouest du bassin, et suggèrent des téléconnexions liées au transport d'anomalies de contenu thermique par l'advection océanique à grande échelle.

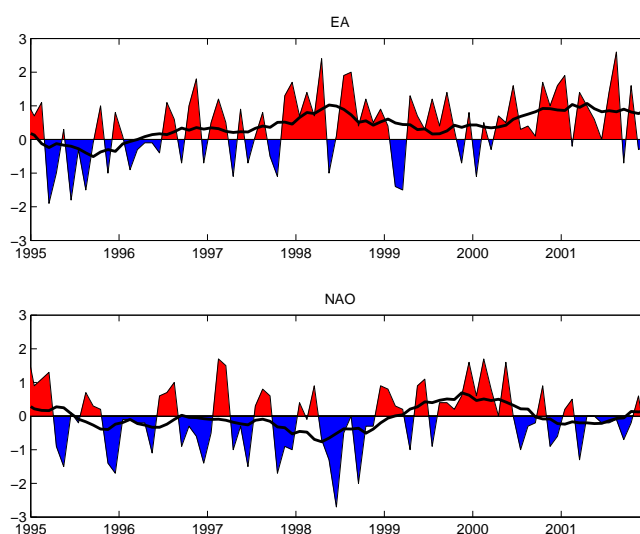


FIG. 2.2 – Index atmosphériques EA (Eastern Atlantic) et NAO (Northern Atlantic Oscillation) pour la période 1995-2001 : index mensuel (données NOAA) et moyenne glissante sur 13 points (courbes noires).

Les indices EA et NAO (figure 2.2) représentent les principaux modes de la variabilité climatique aux échelles pluriannuelles dans l'Atlantique. L'Oscillation Nord-Atlantique caractérisée par l'indice NAO présente une structure bipolaire en pression atmosphérique de surface entre la dépression islandaise et l'anticyclone des Açores (voir par exemple Cayan, 1992, et les références citées par cet auteur). Un indice NAO positif correspond à une intensification des vents d'ouest

en Atlantique nord-est. L'index de l'Atlantique Est (figure 2.2, en haut) est le second mode de variabilité en Atlantique Est par ordre d'importance. Sa structure est centrée sur les latitudes moyennes vers 50°N et 25°W, avec une anomalie négative de pression associée à EA positif, induisant une circulation cyclonique.

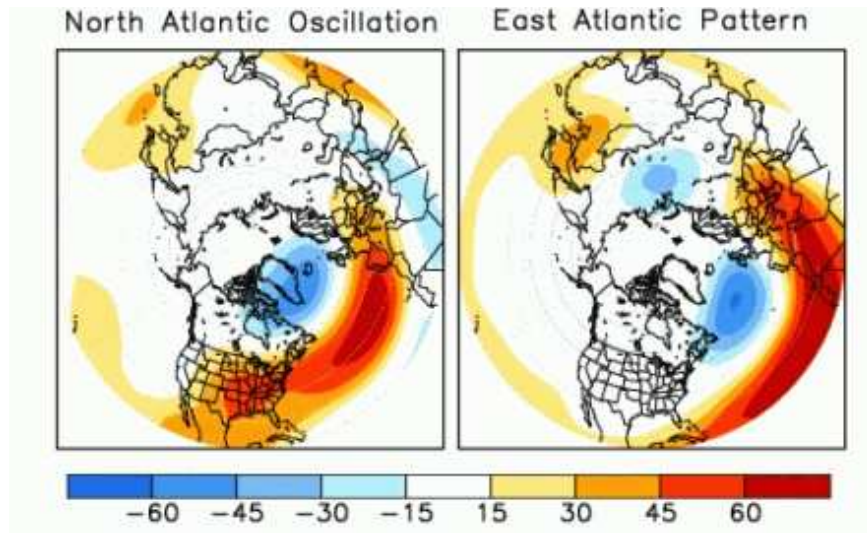


FIG. 2.3 – Structure des modes NAO et EA en janvier. Contours de la corrélation entre l'anomalie normalisée de pression atmosphérique en chaque point et l'indice du mois. Graphiques NOAA/NCEP/Climate Prediction Center.

En hiver, les vents dans la région POMME sont fortement influencés par l'indice EA, avec des vents du sud-ouest plus chauds et plus humides pour EA positif et des vents plus secs du nord-est pour EA négatif. L'indice EA a été constamment positif durant les années 1998 à 2001, ce qui implique un décalage vers le sud des vents d'ouest et une divergence des courants de surface due au pompage d'Eckman dans une zone centrée un peu au nord de la zone POMME, ainsi qu'une anomalie positive de flux de chaleur de l'atmosphère vers l'océan entre 38°N et 52°N (Cayan, 1992). Bojariu et Reverdin (2002) ont également montré en utilisant des résultats de modèle atmosphérique que EA positif s'accompagne d'une anomalie positive de précipitations dans la zone POMME, et d'une anomalie faible d'évaporation résultant en un bilan E-P positif. L'indice NAO a présenté des valeurs positives durant l'hiver 2000 (après plusieurs années de valeur négatives). Ceci a pu avoir un impact dans le sud de la zone, avec des flux de chaleur plutôt faibles.

On place généralement à la latitude moyenne de POMME la "ligne de flux nul", au nord de laquelle l'océan cède de la chaleur à l'atmosphère (et inversement au sud). Des estimations récentes (Caniaux *et al.*, 2005b, Weller, 2004) tendent à montrer que le flux dans la zone est positif (gain de chaleur par l'océan) sur presque toute la zone. Dans le cadre du projet POMME, des estimations précises des composantes du flux air-mer ont été produites par l'équipe MEMO du CNRM,

qui évaluent le flux moyen annuel net à $+33Wm^{-2}$ (Caniaux et al., 2005a). En tenant compte de l'évolution thermique et en imposant une cloture du bilan de chaleur, Caniaux *et al.* (2005b) on réévalué ce flux net à $+17Wm^{-2}$. Les estimations de modèles numériques météorologiques pour la même période sont nettement inférieurs avec un flux net de $-9Wm^{-2}$ pour les réanalyses du Centre Européen (ECMWF) et de $-25Wm^{-2}$ pour le modèle Arpège (Météo-France). On notera cependant que la fermeture du bilan imposée par Caniaux *et al.* prend en compte une dynamique océanique fortement lissée, où une grande part de la variabilité à méso-échelle est ignorée, ce qui peut conduire à sous-évaluer les échanges turbulents aux frontières latérales du domaine, dont le bilan net est difficile à estimer.

2.1.2 Les Campagnes POMME

Campagne	Pommier		POMME						
	1	2	0	1		2		3	
Leg				1	2	1	2	1	2
Mois/année	9/1999	4/2000	9/2000	2/2001		4/2001		10/2001	
Navires	L'Ailette	DTX	Thalassa et DTX	L'Atalante et DTX		L'Atalante et DTX		Thalassa et L'Ailette	
CTD casts	0	15	84	143	145	136	73	83	62
XCTD launches	0	21	6	6	12	13	21	0	0
XBT launches	45	67	120	126	52	126	13	44	19
SEASOAR		+					+	+	

TAB. 2.1 – Campagnes Pommier et POMME : dates, navires, profils hydrologiques effectués (DTX = B. O. D'entrecasteaux)

Le tableau 2.1 donne la liste des campagnes POMME avec les dates approximatives et le nombre de profils effectués pour chaque leg. Il faut préciser que les campagnes POMME0, 1 et 2 ont impliqué deux navires travaillant en parallèle pour effectuer une couverture quasi-synoptique de la zone, alors que les campagnes Pommier et POMME3 n'ont impliqué qu'un seul navire.

Les campagnes Pommier 1 et 2 étaient des campagnes exploratoires mises en oeuvre par le SHOM, et permettant d'avoir une idée des conditions hydrologiques dans la zone sur l'année qui a précédé POMME. Les legs 1 des campagnes à 2 legs constituent un réseau dense de CTD sur toute la surface de la zone (avec un espacement de 55 km environ entre les stations). La campagne POMME0 constitue aussi un réseau sur la plus grande partie de la zone (la couverture a été incomplète faute de temps). Les legs 2 sont focalisés sur quelques sous-régions jugées particulièrement intéressantes ou représentatives et ne constituent pas un réseau utilisable comme condition initiale, mais plutôt un jeu de données de validation.

Les figures 2.4 et 2.5 montrent des cartes des températures et salinités de surface (données

CTD des legs 1 à 5 m, sauf pour Pommier 1 : données XBT à 5 m) obtenues à partir des mesures des différentes campagnes.

La température et la salinité de surface présentent au premier ordre un gradient nord-sud, ou plus précisément NNE-SSW, les eaux plus chaudes et plus salées se trouvant au coin sud-est de la zone. En hiver, la température de surface a atteint un minimum de 12°C dans le coin nord-est lord de POMME 1.

Au niveau des eaux méditerranéennes et des eaux de la Mer du Labrador, la température et la salinité sont fortement anticorrélées, et on n'observe pas de variabilité saisonnière. L'image générale est un gradient entre le nord-ouest froid et peu salé et le sud-est chaud et salé, la salinité variant de 35.2 PSU au NW et 36.1 PSU dans le coint SE. Ces observations montrent la même structure horizontale que les cartes montrées par Mauritzen *et al.* (2001) pour des données historiques, principalement dans les décennies 1980 et 1990 ; Dans la partie sud-est de POMME, les salinités observés en 2000 et 2001 sont toutefois plus élevées de 0.5 PSU, suggérant une extension plus au nord de la langue d'eau méditerranéenne.

Les profils moyens de densité potentielle (figure 2.8) des différentes campagnes montrent une stratification classique pour la région, avec une thermocline saisonnière très marquée en été vers 50-70 m de profondeur, et une pycnocline permanente vers 700 m. La fréquence de Brunt-Väisälä N , calculée par :

$$N^2 = \frac{-g}{\rho} \frac{\partial}{\partial z_{P=cste}} \sigma(\theta, S, P) \quad (2.1)$$

est un indicateur de la stratification. Elle présente un minimum relatif vers 300-500 m au niveau des eaux modales, et un maximum relatif dans la pycnocline. En été, un fort maximum correspond à la thermocline saisonnière, alors que pour POMME 1, en février-mars 2001, un minimum en surface sur environ 130 m traduit la couche mélangée de surface.

La structure verticale détaillée (par exemple dans les coupes à 18°W de la figure 2.9) est fortement modulée par la méso-échelle : on voit par exemple dans cette coupe la forte plongée des isopycnes (de l'ordre de 150 m) associée à l'anticyclone A2 vers 40,5°N. Les échelles horizontales de variation de la stratification et de la profondeur de couche mélangée ne sont pas bien résolues par le réseau, comme on peut le voir à la grande variabilité d'un profil au suivant.

Les analyses de circulations présentées dans la section 3.2 prennent en compte toutes les données CTD, XBT et XCTD des campagnes, ainsi que toutes les trajectoires de flotteurs. Les données de Seasoar et Towyo n'ont été utilisées qu'en petite partie à cause de la difficulté à prendre en compte correctement ces données dont l'échantillonnage est très inhomogène à l'échelle des analyses.

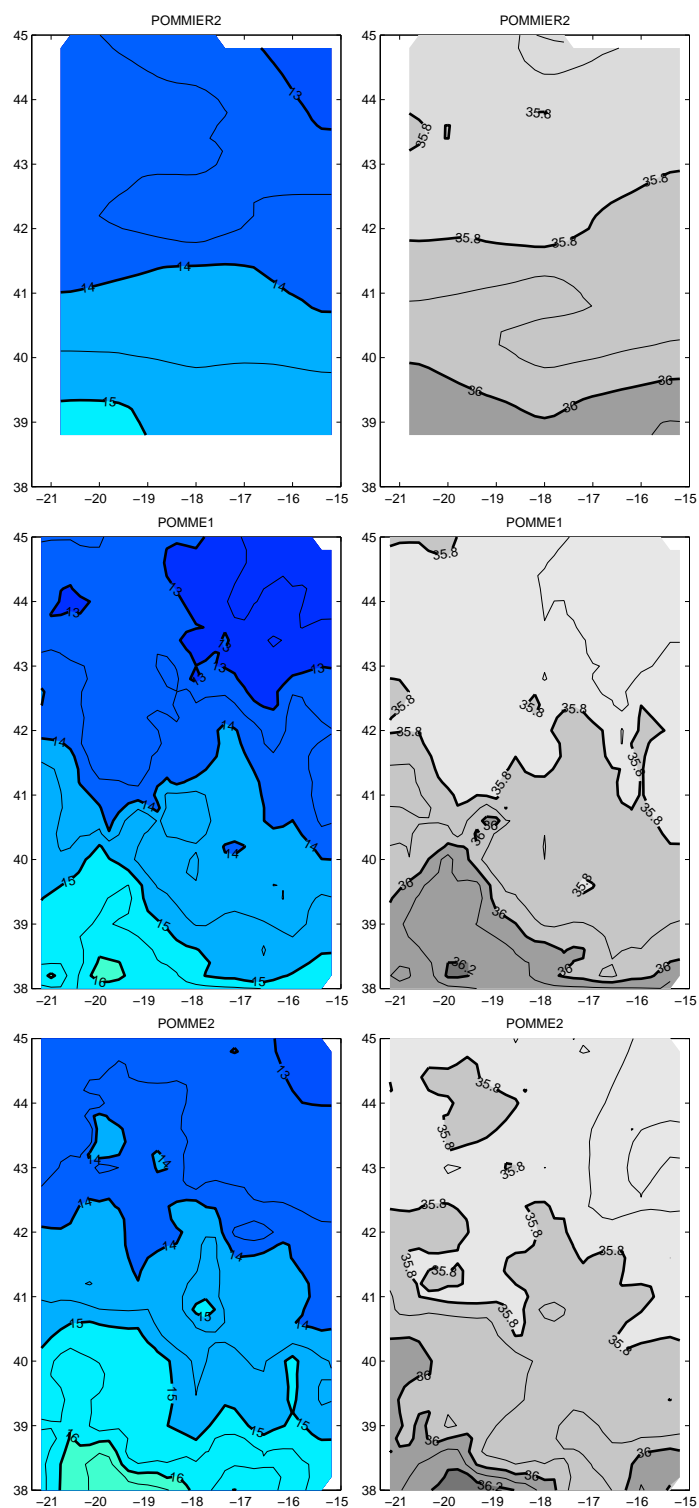


FIG. 2.4 – Température (°C, à gauche) et salinité (PSU, à droite) de surface pour les campagnes d’hiver et de printemps : Pommier 2, POMME 1 et POMME 2.

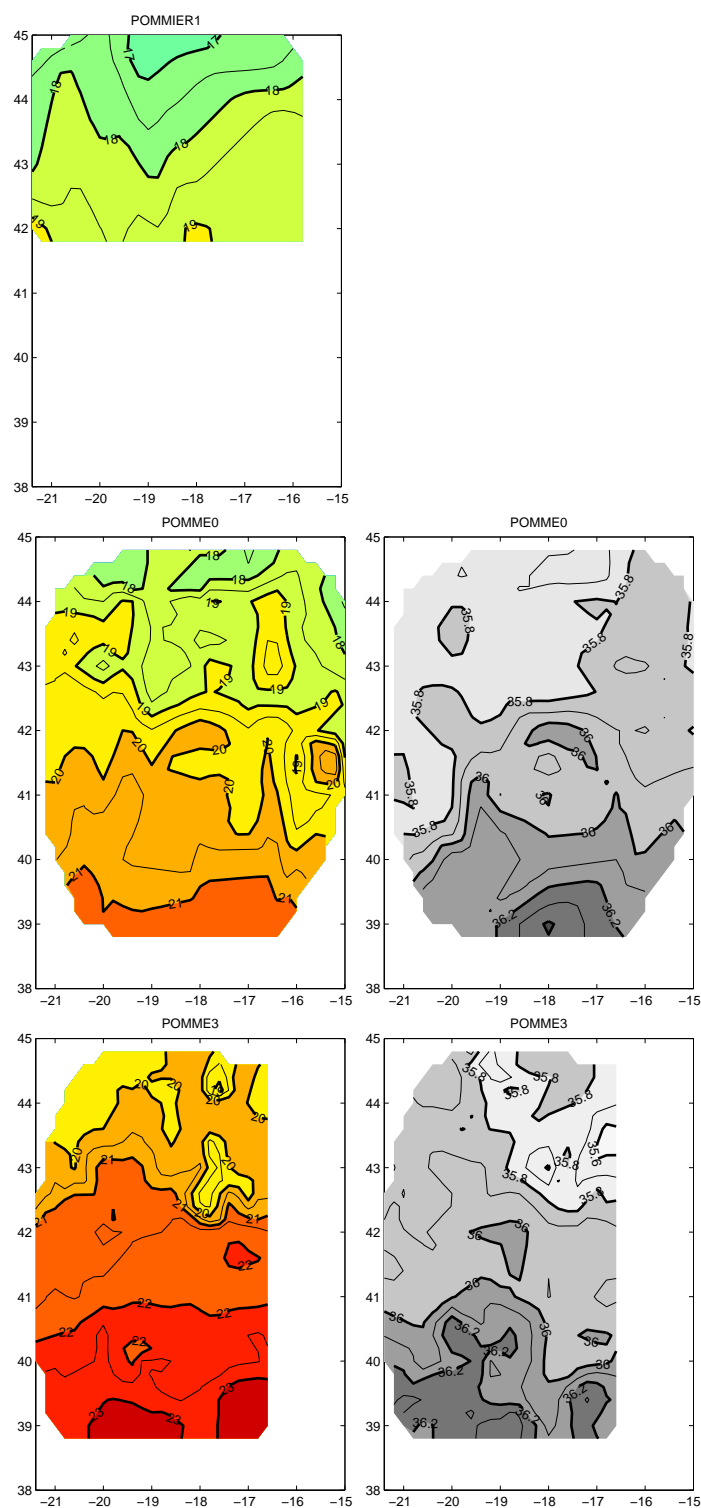


FIG. 2.5 – Température (°C, à gauche) et salinité (PSU, à droite) de surface pour les campagnes d'automne : Pommier 1, POMME 0 et POMME 3. Il n'y a pas eu de mesures de salinité à Pommier 1.

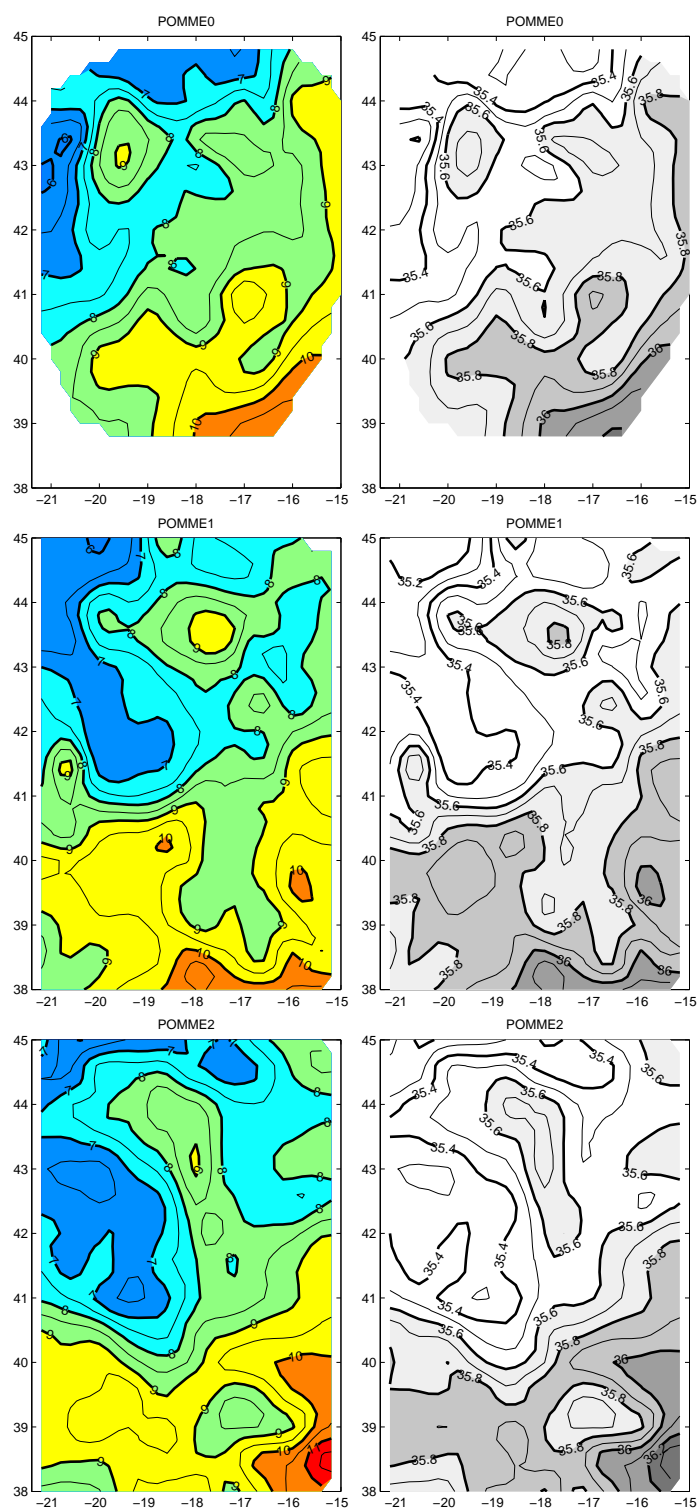


FIG. 2.6 – Température (°C, à gauche) et salinité (PSU, à droite) à 1200 m pour les campagnes : POMME0, 1, 2 et 3.

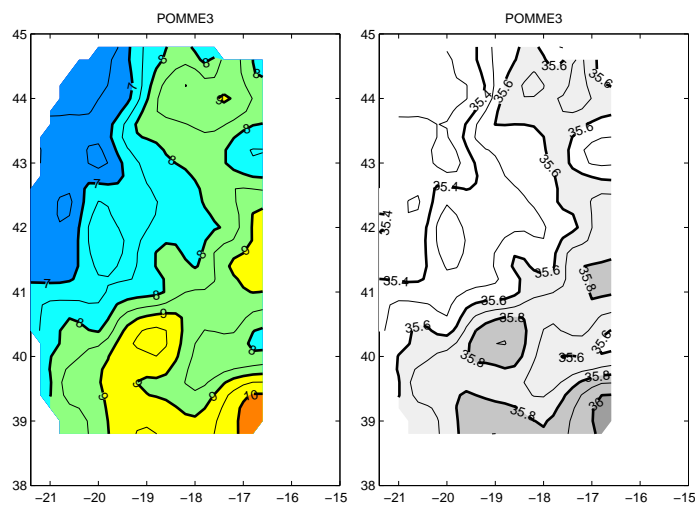


FIG. 2.7 – Température (°C, à gauche) et salinité (PSU, à droite) à 1200 m pour la campagne POMME3.

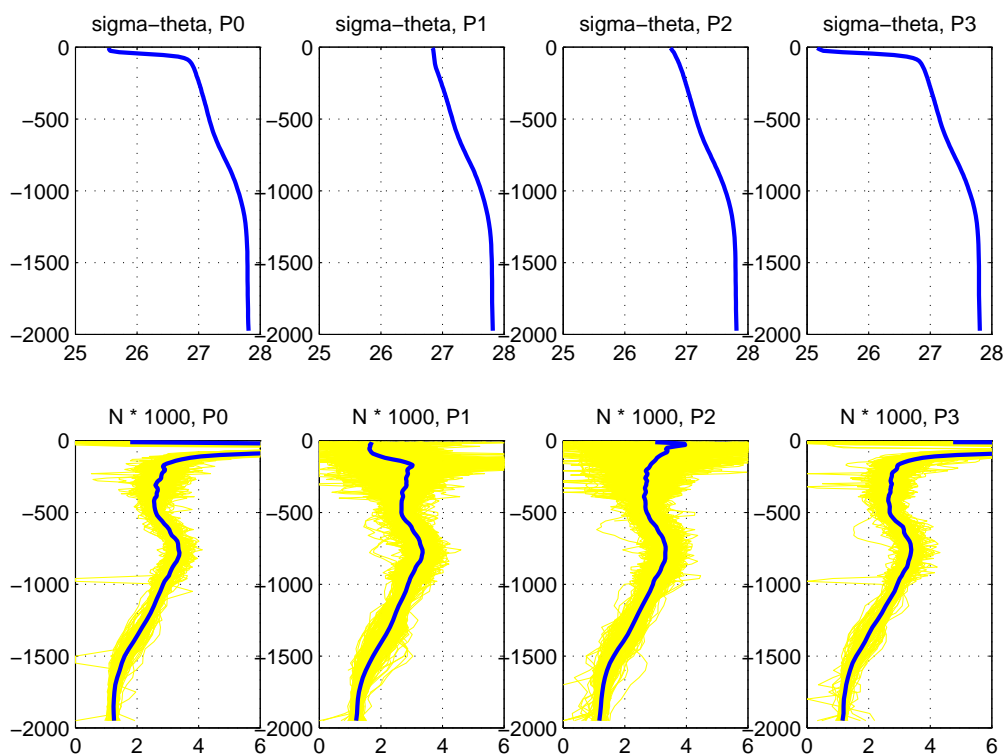


FIG. 2.8 – Densité potentielle moyenne (en haut, $\sigma_\theta = \rho(\theta, S) - 1000$) et fréquence de Brunt-Väisälä (en bas, en $s^{-1} \times 1000$) pour les campagnes P0, P1, P2 et P3.

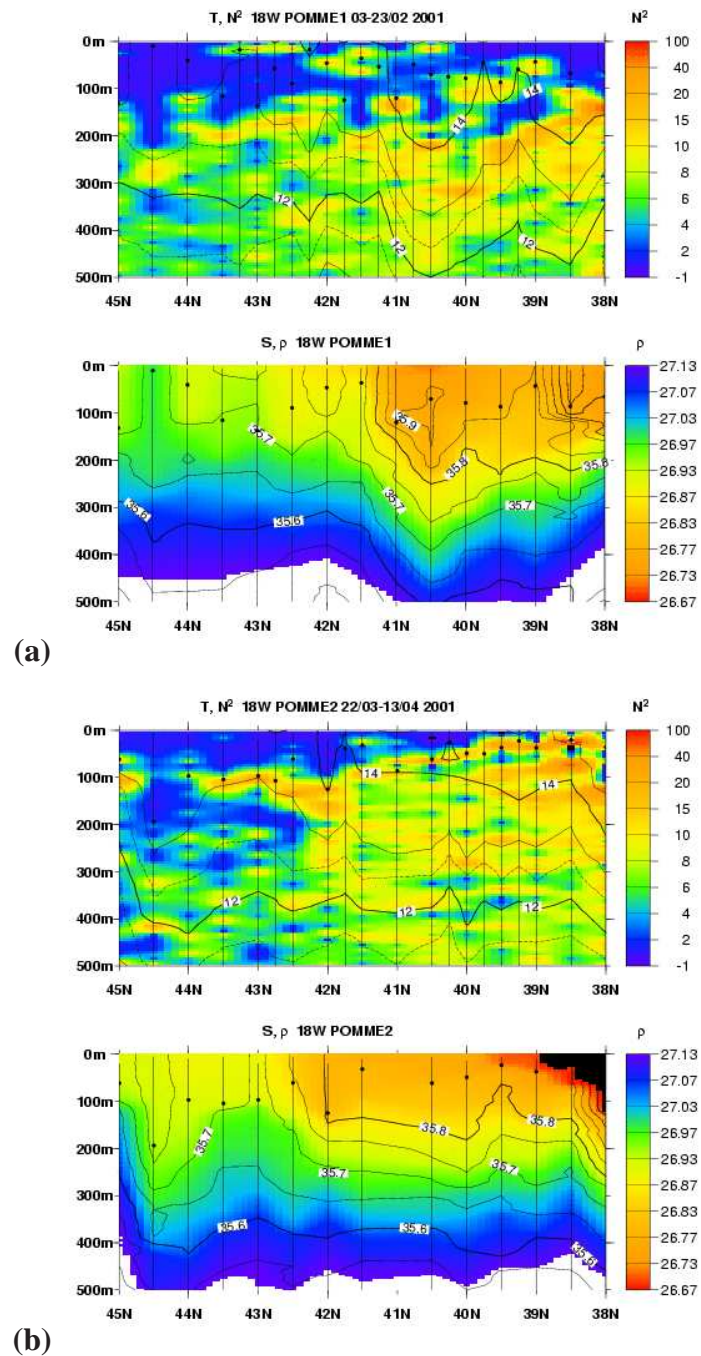


FIG. 2.9 – (a) POMME 1 Leg 1 et (b) POMME 2 Leg 1 : Coupes verticale Température (en haut, contours en °C), Fréquence de Brunt-Väisälä (en haut, couleur), salinité (en bas, contours en PSU), et densité potentielle (en bas, couleurs). Les points noirs sur les figures du bas indiquent la profondeur de couche mélangée calculée avec un critère de différence de température de 0.1 °C par rapport à la température à 10 m. (figures de Gilles Reverdin, 2001)

2.1.3 Les Flotteurs dans POMME

La zone POMME a été richement échantillonnée par des flotteurs de divers types durant toute la durée de l'expérience POMME, et en particulier à partir de la campagne P0 (septembre 2000) où 55 flotteurs ont été déployés (Tableau 2.2).

On peut distinguer quatre types de flotteurs dans POMME du point de vue de leur technologie et de leur comportement durant leur mission :

1. Des flotteurs SURDRIFT (Figure 2.10), qui sont des bouées dérivantes de surface munies d'une ancre flottante, reliée à la bouée par un câble de Kevlar. Dans la cas de POMME, les bouées, déployées par le SHOM, avaient un câble de 400 m. Les SURDRIFT sont localisées par GPS toutes les heures, et les positions et les mesures du capteur de température de surface sont transmises par ARGOS en temps réel. Les positions sont transmises avec une troncature à 0.001 degré, ce qui réduit la précision de la donnée à environ 100 m, malgré une précision de la mesure bien meilleure (le brouillage intentionnel du GPS par le DoD américain a été supprimé début 2001, permettant des mesures à une précision de l'ordre de 10 m avec des récepteurs standard).

En première approximation, on peut négliger les effets du vent, des vagues et des courants de surface sur la bouée et sur le câble et considérer ces bouées comme des traceurs isobares de la circulation à une profondeur de 400 m. On peut également estimer statistiquement l'effet du vent sur la vitesse du SURDRIFT par une méthode de régression linéaire et corriger cet effet (Reverdin et Hernandez, 2001). Cette méthode a été utilisée sur les bouées lors POMME, afin de corriger des effets du vent, mais aussi de détecter les pertes d'ancre flottante (les coefficients de la régression changent significativement suivant que la bouée a encore son ancre ou qu'elle l'a perdue)

1. Des flotteurs de subsurface multicyles isobares de type MARVOR (*cf.* section 2.2.2), programmés pour dériver à 400 m de profondeur.
2. Des flotteurs de subsurface quasi-isobares RAFOS (décrits dans la section 2.2.2). Ces flotteurs ont été déployés par paires avec des ballastages différents (profondeurs nominales de 200 et 400 m), afin de pouvoir estimer le cisaillement de courant entre ces niveaux.
3. Des flotteurs de type RAFOS VCM (décrits brièvement dans la section 2.2.1), permettant

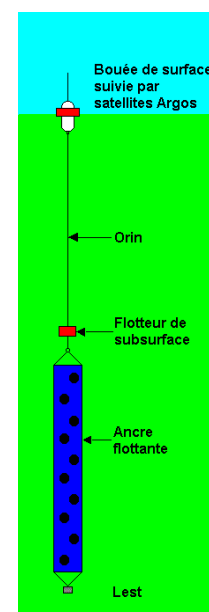


FIG. 2.10 – Schéma d'une bouée SURDRIFT (source LPO, J.-P. Girardot, 2002)

de mesurer la vitesse verticale de l'eau environnante. Ces flotteurs ont été ballastés pour se stabiliser à une profondeur d'environ 200 m. L'exploitation des mesures de vitesse verticale, effectuée par Pascale Lherminier au LPO, pose de sérieuses difficultés de traitement et d'interprétation, et est encore en cours.

4. Des flotteurs profilants PROVOR, programmés pour effectuer leur dérive de subsurface à 1750 dbar (flotteurs déployés en 1999) et à 400 dbar (flotteurs déployés en 2000). Des informations précises sur le PROVOR sont données dans la section 2.2.3.

Cruise		Pommier		POMME						
		1	2	0	1		2		3	
Month/Year		9/99	4/00	9/00	2/01		4/01		10/01	
Leg					1	2	1	2	1	2
PROVOR profiler releases*	1800	5	2	8	3			3	1	1
PROVOR profiler releases*	400	5	2	8	3			3	1	1
Surface drifter releases**	15		5	3	19	8		5	4	
SURDRIFT drifter releases	400		4	5	5	5		6		
MARVOR float releases***	400			5				10		
RAFOS float releases	400			34		6				
RAFOS float releases	200			34		6				

TAB. 2.2 – Flotteurs déployés pendant l'expérience POMME Seuls les flotteurs ayant transmis des données sont indiqués. (*) premiers PROVOR déployés à Pommier1 et 2, et 2 déployés pendant l'été 2001. Ils avaient été programmés avec une profondeur de dérive à 1800 m, alors que ceux déployés pendant les campagnes POMME dérivait à 400 m (**) d'autres flotteurs de surface se trouvaient dans le domaine POMME, en particulier des bouées type SVP avec une ancre flottante à 15 m. (***) 6 autres MARVOR floats des expériences Eurofloat et Arcane ont dérivé dans le domaine POMME. Ils avaient des profondeurs de dérive diverses (450, 1000, 1750 m) alors que ceux de POMME étaient programmés pour dériver à 400 m.

2.2 Les Flotteurs Profilants

2.2.1 Historique des flotteurs lagrangiens de subsurface

L'exploration de l'Océan à l'aide d'instruments lagrangiens de subsurface a débuté au milieu des années 1950 sous l'impulsion de John Swallow (1955) au Royaume-Uni et Henry Stommel (1955) aux Etats-Unis. Les premiers flotteurs construits et utilisés par John Swallow étaient des assemblages de tubes d'aluminium ayant une flottabilité neutre et pourvus d'une source acoustique à 10 kHz en émission constante. Ils étaient suivis par un navire chargé de les localiser grâce à leur émission acoustique. Pour la première fois, il fut possible de mesurer et de suivre la circulation profonde à grande échelle par une mesure directe. Les premiers flotteurs furent utilisés pour l'étude du courant profond de bord ouest (Deep Western Boundary Current) lors de sa traversée du Gulf Stream (Swallow et Worthington, 1957).

La collaboration entre Swallow et Stommel aboutit à l'expérience *Aries* en 1960, conçue pour valider les hypothèses de Stommel sur la circulation profonde. A lieu des vitesses de l'ordre de 1 cm/s qui étaient attendues d'après la théorie de Stommel pour fermer le bilan de la circulation à grande échelle de l'Atlantique, les flotteurs a 2000 et 4000 m mesurèrent des vitesses de l'ordre de 10 cm/s dont l'échelle de cohérence horizontale put être évaluée par des mesures simultanées de couples de flotteurs : plus de 10 km, mais moins de 200 km (Crease, 1962). L'importance de la mésoéchelle océanique était découverte. Swallow (1971) présente des comparaisons entre le courant géostrophique calculé à partir de l'hydrologie et le courant mesuré par ses flotteurs et montre qu'aux erreurs de mesure près, les courants observés directement sont géostrophiques. Trois flotteurs et une section hydrologique dans une lentille d'eau à 18°C préfigurent les méthodes d'investigation utilisées aujourd'hui encore et particulièrement dans POMME.

En 1969, Tom Rossby et Douglas Webb construisent un flotteur émettant dans le canal SOFAR, avec une fréquence d'émission plus basse (500-600Hz) et une portée très supérieure, ce qui permit d'envisager des expériences plus longues puisque le bateau n'était plus astreint à suivre les flotteurs à quelques kilomètres de distance et à les positionner au moins une fois tous les deux jours. Il fut alors possible de recevoir le signal des flotteurs depuis des stations à terre d'écoute acoustique de l'armée américaine (Rossby et Webb, 1971 ; Gould, 2005).

En 1973, l'expérience anglo-américaine MODE (Mid-Ocean Dynamics Experiment) mar-



FIG. 2.11 – Un flotteur SOFAR profond. Photographie John Gould.

quait le début des grands projets d'exploration systématique de la dynamique à méso-échelle, en combinant l'utilisation de 20 flotteurs SOFAR, de courantomètres et de réseaux hydrologiques (MODE Group, 1978).

Dans un second temps, des récepteurs acoustiques autonomes (ALS) purent être postés sur des mouillages, ce qui permit de s'affranchir complètement du bateau suiveur et des contraintes géographiques liées à l'installation de stations de réception à terre. Les inconvénients de ce système était d'une part que les mesures n'étaient disponibles qu'après relevage des ALS, qui étaient généralement déployées pour des durées de 6 mois à un an, et d'autre part que les flotteurs étaient lourds, complexes, et que leur durée de vie et leur portée étaient limitées car ils devaient contenir les batteries nécessaire à l'émission acoustique.

Les ALS rendirent possible le déploiement de flotteurs SOFAR dans d'autres régions que l'Atlantique Ouest. Dans l'Atlantique Est, elles furent utilisées lors de l'expérience américano-soviétique POLYMODE/LDE - Local Dynamics Experiment (McWilliams *et al.*, 1986 ; Rossby *et al.*, 1986a) ainsi que pour l'étude des meddies.

Le développement par Tom Rossby et collaborateurs des flotteurs RAFOS, qui inversaient le principe du flotteur SOFAR en plaçant la lourde source acoustique sur un mouillage et la réception sur le flotteur, fut un bond technologique : ces flotteurs légers, petits et bon marché rendirent possible une utilisation de routine (Rossby *et al.*, 1986b). Ils transmettent leurs données *via* le système de communication par satellites ARGOS lorsqu'ils font surface à la fin de leur mission. Ce type de flotteur continue à être utilisé extensivement et a été déployé dans la campagne POMME pour le suivi de l'eau modale.

De nombreuses variantes et applications ont été développées à partir du RAFOS, en particulier l'adjonction d'un élément compressible permettant de rendre le flotteur quasi-isopycnal (Rossby *et al.*, 1985) et l'adjonction d'ailettes et d'un compas magnétique permettant de mesurer les vitesses verticales (développement original de Douglas Webb dans les années 1960) Ce dernier système, le RAFOS VCM, a été utilisé dans la Mer du Labrador (Lherminier et Gascard, 1998) pour l'étude de la convection profonde et par Jean-Claude Gascard et collaborateurs dans l'expérience POMME.

Le suivi acoustique des flotteurs impose la mise en place de sources acoustiques qui est une opération relativement lourde, limitée de fait à une zone d'intérêt particulier. Pour s'affranchir de cette limitation, Russ Davis et Douglas Webb ont développé le flotteur ALACE, qui effectue des cycles réguliers en surface et peut ainsi être positionné par satellite. Le prix à payer pour cette autonomie globale est de ne pas connaître précisément la trajectoire profonde (il n'y a pas de positionnement en profondeur) mais seulement le déplacement du flotteur quand il fait surface. Les premiers déploiements de flotteurs ALACE eurent lieu en 1990 pour WOCE.

En France, le MARVOR, flotteur multi-cycles acoustique a été développé par l'Ifremer et utilisé dans le projet SAMBA en Atlantique Sud (Ollitrault *et al.*, 1994) et dans les projets ARCANE et EUROFLOAT (Le Cann *et al.*, 1999 ; Colas, 2003) dans l'Atlantique Nord-Est. Le projet ARCANE, un projet SHOM/Ifremer avec des coopérations internationales, était focalisé

sur les eaux centrales (niveau 450 m) et les eaux d'origine méditerranéenne (niveau 1000 m) ; Le projet européen EUROFLOAT avait pour but l'étude de l'eau profonde de la Mer du Labrador (niveau 1750 m).

La prise de conscience de la possibilité d'un changement climatique dans l'océan a été la principale motivation pour un suivi global en temps réel de l'hydrologie, et en particulier de la température en surface et en profondeur. Le programme ARGO a pour but de mettre en place et de maintenir un ensemble de 3000 flotteurs mesurant la température et la salinité dans toutes les mers ouvertes du Globe. Des variantes des flotteurs ALACE et MARVOR, baptisées respectivement P-ALACE et PROVOR furent développées à la fin des années 1990. Ces flotteurs profilants sont capables de mesurer la température et la salinité sur un profil vertical entre 2000 m et la surface, et de le transmettre *via* le système ARGOS qui détermine en même temps leur position de surface.

De nombreux programmes de recherche incluent maintenant des déploiements de flotteurs profilants P-ALACE ou PROVOR, à commencer par POMME, bien sûr, mais aussi OVIDE (Observation de la Variabilité Interannuelle et Décennale en Atlantique Nord, LPO) et FLOSTRAL (étude des eaux antarctiques intermédiaires par Rosemary Morrow et collaborateurs).

2.2.2 Comportement vertical des flotteurs

Un flotteur véritablement lagrangien suivrait les trois composantes de la vitesse dans l'océan à toutes les échelles de temps (d'Asaro, 2003). Or, comme on l'a vu dans la section précédente, les flotteurs sont tributaires de matériaux et de technologies qui font que leur comportement dévie plus ou moins de cet idéal lagrangien.

On peut distinguer suivant leur principe et leur comportement vertical :

1. les flotteurs «isobares passifs» dont la compressibilité est nettement inférieure à la compressibilité de l'eau de mer, trouvent leur profondeur d'équilibre sur une surface qui est proche d'une isobare étant donné que la densité de l'eau de mer dépend principalement de la pression. Les premiers flotteurs de Swallow (1955) et plusieurs types de RAFOS actuels comme le RAFOS IFM (figure 2.12a), présentent ce comportement. La profondeur d'équilibre dépend de la stratification locale et est aussi influencée par la vitesse verticale de l'eau environnante. Près de la surface, il est souvent très difficile d'obtenir un balastage stable ; ces flotteurs ne sont donc pas strictement, mais seulement approximativement isobares. Dans POMME, les flotteurs de type RAFOS et RAFOS-VCM suivent cette dynamique verticale ;
2. les flotteurs «isopycnaux» (Rossby *et al.*, 1985) pour lesquels on utilise un matériau compressible afin d'avoir une compressibilité proche de celle de l'eau de mer, et qui se stabilisent sur une surface d'égale densité potentielle (isopycne) ¹,

¹D'Asaro (2003) fait remarquer que la circulation océanique n'est ni isobare, ni strictement isopycnale, en parti-

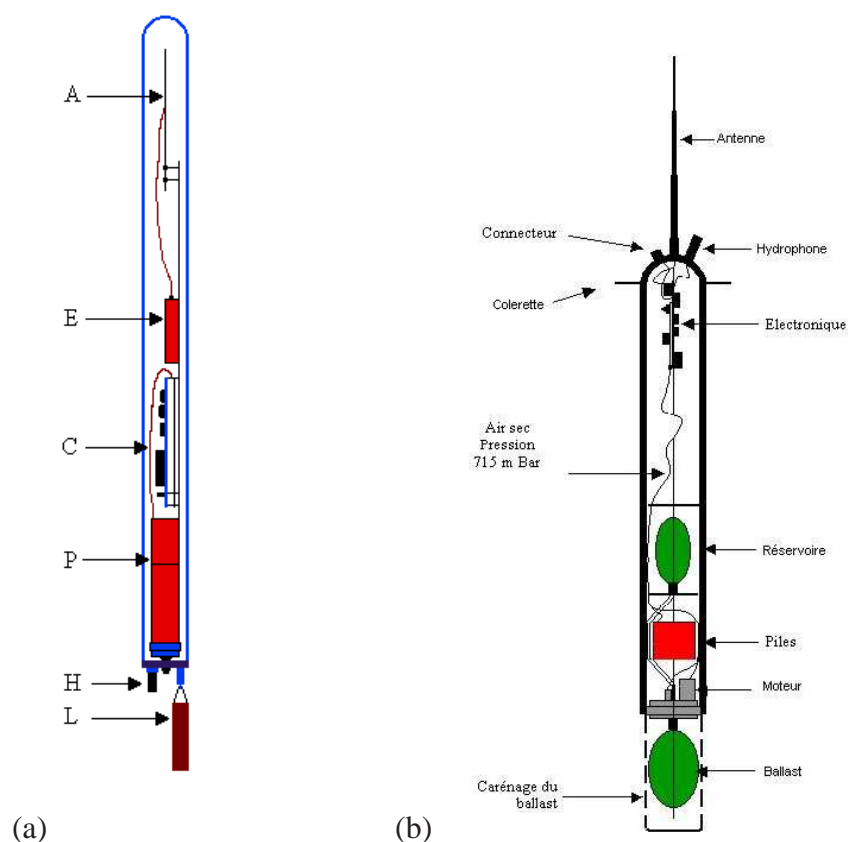


FIG. 2.12 – (a) Schéma d'un flotteur de type RAFOS-IFM (développé à l'*Institut für Meereskunde* de Kiel). Le tube en verre d'environ 1,5 m de long et 10 cm de diamètre contient l'antenne (A), l'émetteur Argos (E), l'électronique (C) et les batteries (P). L'hydrophone (H) est le capteur de positionnement acoustique. Le lest (L) est largué en fin de mission pour faire surface. (b) Schéma d'un flotteur MARVOR (source LPO, J.-P. Girardot, 2002)

3. les flotteurs «isobares actifs», qui comportent un asservissement en pression qui régule le volume du flotteur *via* une vessie ou un piston. Ce type est représenté en particulier par les flotteurs MARVOR (figure 2.12b) et PROVOR dans POMME. L'asservissement est réalisé par un système électronique de contrôle qui actionne le piston en fonction des mesures de pression. Une tolérance préprogrammée permet d'éviter des action de piston trop fréquentes en réaction à de petits mouvements verticaux.

culier en présence de mélange. Des flotteurs spécifiques munis d'une ancre flottante horizontale ont été développés pour suivre au mieux les mouvements verticaux du fluide ambiant et pouvoir tracer les masses d'eau.

2.2.3 Le fonctionnement du PROVOR

Les flotteurs PROVOR sont localisés par le système ARGOS pendant leur séjour en surface qui dure typiquement une dizaine d'heures, puis plongent à une *profondeur de dérive* où ils restent pendant un intervalle de temps de plusieurs jours, avant de plonger plus profond jusqu'à la *profondeur de début de profil* (2000m) d'où ils remontent à la surface à vitesse contrôlée en mesurant la température et éventuellement (suivant le type d'instrument) la conductivité de l'eau. Le cycle du PROVOR est décrit par Loaec *et al.* (1998). Durant la phase de test d'ARGO, différentes immersions et durées de cycle ont été testées ; ARGO recommande maintenant une profondeur de dérive de 1000 m et une période de 10 jours. Sur le PROVOR, la durée totale du cycle ainsi que la profondeur de dérive peuvent être programmées, et dans l'expérience POMME, des cycles de 7, 10 et 14 jours et des profondeurs de 400 et 1750 m ont été utilisés. La figure 2.13 montre un exemple réel de profil d'un cycle pour le flotteur 69039 dont la période est de 10 jours et la profondeur de dérive nominale 400 m.

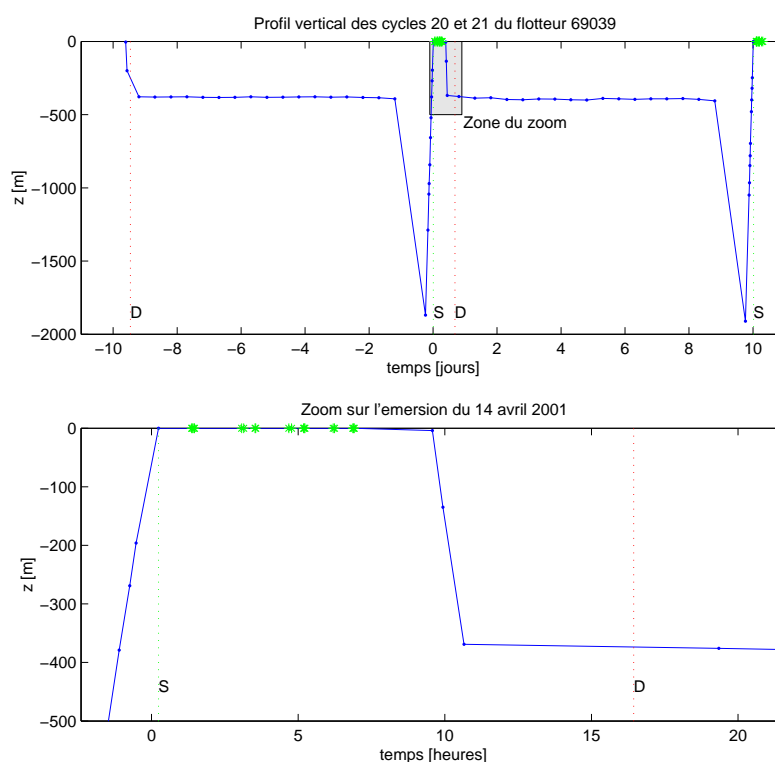


FIG. 2.13 – Deux cycles du PROVOR 69039 en avril 2001 : les points bleus montrent tous les enregistrements comprenant une date et une profondeur disponibles dans les données transmises ; les étoiles vertes marquent les instants où un positionnement ARGOS a eu lieu ; les lignes verticales pointillées marquent les dates de début de dérive (D) et d'émersion (S) transmises par le flotteur

Pour les besoins de cette étude, nous décomposons le cycle du PROVOR en 7 phases en

débutant le cycle à la fin d'une transmission ARGOS (ce qui présente l'intérêt qu'un cycle ainsi défini correspond aux données transmises lors d'un séjour en surface du flotteur) :

1. temps passé en surface après la dernière position ARGOS
2. plongée et descente jusqu'à la profondeur de dérive
3. dérive à profondeur contrôlée (pour POMME : 400 ou 1750m)
4. descente à la profondeur de début de profil
5. montée et mesure du profil
6. temps passé en surface avant la première position ARGOS
7. transmission ARGOS

Pour des raisons techniques (immersion de l'antenne, visibilité des satellites), la première localisation a lieu en général une à trois heures après que le flotteur ait atteint la surface, et la dernière localisation a lieu deux à quatre heures avant le début effectif de la descente. Par la suite, nous appellerons Δt_P la durée de la phase (1) entre la dernière position ARGOS et la plongée, et Δt_E la durée de la phase (7) entre l'émersion et la première position ARGOS.

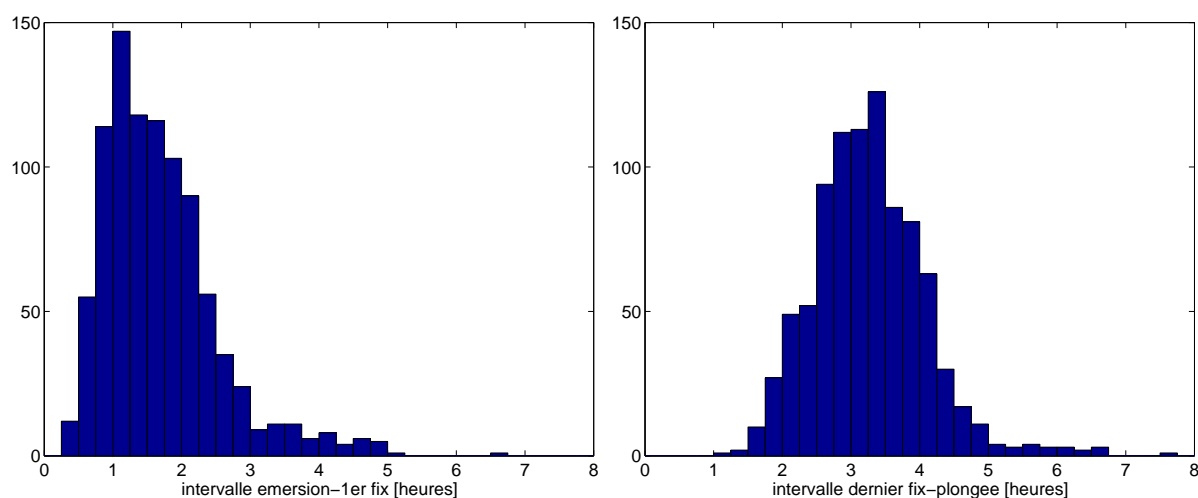


FIG. 2.14 – Distribution des intervalles de temps entre l'émersion et la première position (à gauche) et entre la dernière position et la plongée (à droite). Un échantillon d'environ 900 cycles de 23 flotteurs PROVOR T et CT du projet POMME a été utilisé.

La figure 2.14 montre les distributions observées de Δt_E et de Δt_P pour les 23 flotteurs déployés pendant le programme POMME sur la période de octobre 1999 à juin 2002. La moyenne de Δt_E est 1.7 heures, et celle de Δt_P est 3.3 heures.

2.2.4 Exploitation des données de trajectoire

Lorsque l'on utilise les déplacements des PROVOR pour estimer la circulation océanique à leur profondeur de dérive, on souhaiterait estimer à partir du déplacement total mesuré entre la dernière position d'un cycle et la première position du cycle suivant le déplacement effectué pendant la phase (3) à la profondeur de dérive.

Les déplacements horizontaux pendant les phases de descente (2) et (4) et la phase de remontée (5) sont très difficiles à estimer : il faudrait pour cela estimer le profil du courant entre la surface et la profondeur de début de profil, ainsi que le détail des mouvements verticaux du flotteur. Les données disponibles sont généralement insuffisantes pour cet exercice, sauf en faisant des hypothèses très grossières. Nous donnerons par la suite une estimation de l'erreur due à ces déplacements inconnus. On fait donc l'hypothèse que le déplacement horizontal serait le même au niveau de dérive. Cette hypothèse, qui peut être justifiée dans la zone POMME par le fait que les cisaillements verticaux sont relativement faibles serait évidemment caduque dans des zones où le profil de vitesse présente une inversion, comme les courants de bord ouest ou la zone équatoriale.

Avec nos hypothèses, estimer la dérive de subsurface équivaut à estimer les positions de plongée et d'émersion du flotteur, c'est-à-dire à extrapoler la trajectoire de surface. Dans la plupart des cas, la dynamique de surface est nettement plus énergétique qu'en profondeur. Même s'il ne dure que quelques heures ($\Delta t_E + \Delta t_P$), le déplacement de surface peut ne pas être négligeable par rapport au déplacement profond sur une durée bien plus longue, ce qui fait qu'il est parfois indispensable de l'estimer si on veut utiliser les dérives. Par exemple, dans la zone POMME, pour des flotteurs dérivant à 1800 m, le déplacement observé pendant une dérive profonde de 6.5 jours était typiquement 20 km, alors que le déplacement en surface pendant 6 heures peut atteindre 5 km et l'incertitude sur ce déplacement peut causer une erreur significative sur l'estimation du déplacement profond.

Nous avons implémenté et testé plusieurs méthodes d'estimation pour résoudre ce problème. Les détails de ce travail sont consignés dans l'annexe A. Dans le cadre du ARGO science team, Kuh Kim et Jin Jung Park se sont penchés sur la même question, en utilisant également une modélisation paramétrique des ondes inertielles (Park *et al.*, 2004 et 2005). Leurs conclusions sont plus optimistes, et nous avons pris contact avec pour but d'effectuer une validation croisée de nos résultats respectifs. Ce travail est encore en cours.

2.2.5 Spécificité des données lagrangiennes

Traditionnellement, les données lagrangiennes sont utilisées pour estimer des vitesses locales (Crease, 1962 ; Bretherton *et al.*, 1976), et des schémas de circulation moyenne (Speer *et al.*, 1999 ; Lavender *et al.*, 2000 ; Sena Martins *et al.*, 2002).

Pour quantifier le nombre de données lagrangiennes indépendantes (ou degrés de liberté)

dans un échantillon statistique, on définit une durée, appelée temps intégral lagrangien (T_L) au bout de laquelle la perturbation de vitesse de la particule est statistiquement décorrélée de la perturbation de vitesse initiale. Le temps intégral lagrangien se définit par :

$$T_{Lu} = \int_0^{\infty} R_u(\tau) d\tau \quad (2.2)$$

avec :

$$R_u(\tau) = \frac{1}{u'^2 T} \int_0^{T_{max}} u'(t) u'(t + \tau) dt \quad (2.3)$$

où u' est la perturbation de vitesse ($u' = u - \bar{u}$) par rapport aux échelles de variation qu'on considère comme résolues et qui sont invariantes par l'opérateur de moyenne. Le nombre de degrés de liberté est alors $N = \frac{T}{T_L}$ où T est la durée d'échantillonnage (voir par exemple Poulain *et al.*, 1996).

En plus de la vitesse, des grandeurs dérivées très intéressantes peuvent être obtenues à partir des données lagrangiennes, en particulier la dispersion (Colin de Verdière, 1983 ; Poulain *et al.* 1996 ; Lumpkin *et al.*, 2002), qui permet d'évaluer les effets de la turbulence de méso-échelle sur les traceurs, et plus spécifiquement le paramètre de diffusivité utilisé dans les modèles d'océan. L'échelle caractéristique de longueur de la turbulence est la distance $L_L = u' T_L$. Par analogie à la loi de Fick pour la diffusion, on peut définir un coefficient de diffusivité turbulente :

$$K_H = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle x^2 \rangle \quad (2.4)$$

Dans la limite d'une marche aléatoire (mouvement brownien), pour $t \gg T_L$, le coefficient de diffusion tend vers

$$K_H = u' L_L \quad (2.5)$$

L'existence de cette limite n'est pas toujours vérifiée, car les régimes de turbulence océanique n'ont pas toujours les «bonnes» propriétés (séparation d'échelles, isotropie, homogénéité) qui conduisent à une marche aléatoire (Colas, 2002).

Dans son article de 1983, Alain Colin de Verdière exploite des données de 16 flotteurs lâchés dans l'Atlantique Nord-Est entre 46°N et 47.5°N pour calculer différents indicateurs statistiques à partir des trajectoires. Les diffusivités obtenues pour les échelles de temps correspondant aux tourbillons sont de l'ordre de $2 \cdot 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ avec une légère anisotropie, et le temps intégral lagrangien est de seulement 2 jours pour ces flotteurs de surface, avec une énergie cinétique relativement élevée ($100 \text{ cm}^2/\text{s}^2$), mais compatible avec le gradient Sud-Nord d'énergie cinétique observé dans la zone POMME. Le spectre lagrangien de l'énergie présente un centre de gravité vers 12 jours et une décroissance avec une pente de -2 pour les fréquences supérieures à un cycle par jour. Ces résultats relativement anciens constituent une bonne base de comparaison pour nos résultats, aussi bien sur le plan de la modélisation que des observations.

La thèse de François Colas (2002) apporte une mise à jour de ces statistiques à partir des données lagrangiennes des programmes ARCANE et EUROFLOAT. Les temps intégraux lagrangiens calculés pour une zone englobant POMME, mais aussi le bord Est, sont croissants

avec la profondeur et varie de 3.5 jours à des profondeurs de 80-150 m jusqu'à 5.8 jours à 1400-1900 m. L'anisotropie observée dans T_L est inférieure à la marge d'erreur et ne peut pas être considérée comme significative. François Colas a réalisé une étude poussée de la diffusion/dispersion turbulente; il rencontre des difficultés pour estimer une constante de diffusion équivalente K dans certaines zones et à certaines profondeurs (en particulier dans la zone POMME à 1700 m) car les trajectoires observées montrent un régime super-diffusif (croissance de la dispersion en t^n avec $n > 1$). A 1000m, les valeurs obtenues pour la zone POMME sont $K_x = 1660m^2s^{-1}$ et $K_y = 870m^2s^{-1}$. La vérification du caractère gaussien de la distribution des perturbations de vitesses aboutit à un résultat négatif : les fonctions de densité de probabilité sont plutôt exponentielles que gaussiennes, ce qui signifie que la paramétrisation de la dispersion par une diffusivité turbulent K n'est pas vraiment justifiée. Ce caractère non gaussien est attribué aux propriétés intrinsèques de la turbulence océanique, et en particulier à la présence de structures cohérentes induisant à leur pourtour des zones de déformation (ou zones hyperboliques) où les perturbations de vitesse des particules ont une distribution non gaussienne.

Pour le cas particulier des flotteurs profilants, l'article de Davis *et al.* (1992) comporte une discussion sur les limitations de l'utilisation des flotteurs profilants pour la détermination des déplacements profonds et propose des solutions, en particulier pour le problème de l'estimation de la dérive de surface.

Le préalable nécessaire à l'assimilation d'observations lagrangiennes est une bonne compréhension des limitations imposées par la façon dont ces données sont mesurées et calculées. Kirwan et Chang (1979) ont posé les bases du calcul d'erreur pour l'estimation de la vitesse et du gradient de vitesse à partir des trajectoires de flotteurs. Ils montrent que les méthodes "intuitives" (calcul de la vitesse par différences finies, dérivation du gradient de vitesse) conduisent à des résultats biaisés et proposent des estimateurs non-biaisés.

2.2.6 Exploitation des profils

Les travaux de Jean-Michel Pinot et Herlé Mercier durant les campagnes POMME (2001) ont montré qu'il était possible de suivre l'évolution du contenu thermique de la couche mélangée, en utilisant uniquement les mesures de températures de flotteurs PROVOR individuels, et en faisant l'approximation d'une "colonne d'eau" lagrangienne. Le résultat montrait un bon accord avec l'évolution thermique due aux flux de surface intégrés, à la position du flotteur, compte tenu de l'entraînement/détrainement dans les couches plus profondes.

Les campagnes POMME ont servi de test pour la technologie du PROVOR; les premiers flotteurs déployés mesuraient uniquement la température; ensuite, des capteurs de salinité ont été ajoutés, d'abord à titre expérimental (capteurs FSI sur certains et Seabird sur d'autres) puis à titre opérationnel. Les profils de salinité à la descente présentaient de gros biais sur les 200 premiers mètres, qui ont rendu impossible une calibration *in situ* lors du déploiement. Lors de la montée, les erreurs de mesure systématiques (biais) ont été évaluées à 0.02-0.04 PSU dans la par-

tie profonde à partir de la relation T/S. Dans la thermocline, des biais atteignant 0.1 PSU ont été évalués dans des cas isolés (Gilles Reverdin, *comm. pers.*). Des intercomparaisons systématiques de flotteurs ont aussi été faites par Yves Desaubies et Carole Grit au LPO.

Nous ne reviendrons pas sur la validation de ces profils de température, utilisés dans les analyses de la section 3.2 de manière analogue aux profils XBT. On considère que les profils de montée donnent une estimation correcte du profil de température.

2.3 Le Modèle MICOM

2.3.1 Présentation

MICOM (Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model) est un modèle de circulation générale de l'océan utilisant les équations "shallow-water" formulées en coordonnées isopycnales. La circulation et la répartition des masses d'eau dans l'océan sont au premier ordre isopycnales ; les processus diapycnaux connus dans l'intérieur de l'océan agissent de façon localisée (convection, mélange turbulent aux frontières, déferlement d'ondes internes) ou très lente (diffusion diapycnale) (Bleck *et al.*, 1992). Les échelles de variations des caractéristiques des masses d'eaux le long d'isopycnes sont significativement plus longues que le long d'isobathes (Gavart et De Mey, 1997). L'énorme intérêt de la formulation isopycnale est donc de pouvoir prendre en compte plus exactement que les coordonnées verticales classiques (isobathes) le caractère essentiellement isopycnal et adiabatique de l'océan.

Les équations "shallow-water", détaillées dans la section suivante, découlent des équations d'Euler par une analyse dimensionnelle où l'on fait l'hypothèse que l'échelle caractéristique des mouvements verticaux est très inférieure à celle des mouvements horizontaux, approximation qui est vérifiée dans la plupart des phénomènes océaniques et atmosphériques (Pedlosky, 1987, p58-59)

En utilisant des paramétrisations adéquates des processus diapycnaux, MICOM permet de reproduire des processus océanographiques complexes comme la frontalité, la ventilation de la thermocline (Bleck *et al.*, 1992) ou les déversements d'eaux denses d'un bassin dans un autre (overflows), avec l'avantage pour l'analyse physique des processus que les composantes isopycnales et diapycnales sont intrinsèquement séparées et peuvent être diagnostiquées.

Une autre caractéristique intéressante de MICOM est la séparation entre un mode barotrope ou externe (rapide) et un mode barocline (plus lent). Cette séparation permet d'utiliser un pas de temps relativement long pour les phénomènes lents tout en résolvant les phénomènes rapides liés aux ondes de gravité avec un pas de temps court, mais des calculs moins coûteux car les équations pour le mode barotrope sont bidimensionnelles et non tridimensionnelles.

L'aptitude à modéliser des phénomènes barotropes rapides permet de prendre en compte les interactions entre modes barotropes et baroclines, en particulier au niveau du talus continental et s'avèrent indispensable pour reproduire la dynamique côtière. C'est pourquoi les derniers

développement du modèle OPA comportent l'ajout d'un mode externe à un modèle initialement développé avec une hypothèse dite de «toit rigide» (c'est-à-dire sans la dynamique rapide barotrope, en particulier les ondes de gravité) (Laurent Bessières, séminaire donné au LEGOS, 2004).

Le modèle MICOM est basé sur des développements initiaux de Rainer Bleck (1978) adaptés pour la circulation océanique par Bleck et Boudra (1986). Il a bénéficié de nombreux développements et améliorations au cours de deux décennies au RSMAS à l'Université de Miami (Bleck *et al.*, 1992). Ce modèle a été largement utilisé aussi bien pour des études de processus (Bleck, 1978, Jacob et Shay, 2003) que pour des simulations à l'échelle de bassins (par exemple Chassignet *et al.*, 1996). Il connaît également un grand succès en Europe, en particulier avec son utilisation par des équipes françaises (Pierre Brasseur au LEGI, Rémy Baraille au CMO) et norvégiennes (Geir Evensen au NERSC) pour des expériences d'assimilation de données.

L'équipe du C.M.O./B.R.E.S.M. a largement contribué à l'effort de développement autour de MICOM avec en particulier la dérivation du linéaire tangent et de l'adjoint du modèle (Baraille et Filatoff, 1998), ce qui permet de mettre en oeuvre des méthodes d'assimilation variationnelle, mais aussi la mise en place de configurations à frontières ouvertes avec zone de recirculation et l'implémentation dans un contexte pré-opérationnel pour les besoins de la Marine Nationale.

Enfin, ces dernières années, un groupe s'intéressant à la simulation de flotteurs lagrangiens dans MICOM, regroupant à la fois des expérimentateurs et des modélisateurs, a commencé à explorer les résultats du modèle sous un angle nouveau (Garaffo *et al.*, 2001) et ouvert la voie pour l'assimilation de trajectoires de flotteurs qui devient possible avec le déploiement d'engins lagrangiens de plus en plus nombreux et le développement des techniques d'assimilation et des moyens de calcul.

Récemment, une nouvelle version du modèle, baptisée HYCOM, permet de prendre en compte une formulation en niveaux verticaux dans la couche de mélange (Bleck *et al.*, 2002). Cette version n'est pas utilisée dans cette étude car son linéaire tangent et son adjoint n'étaient pas encore disponibles lorsque nous avons commencé.

2.3.2 Les équations shallow-water multicouches

MICOM est un modèle aux équations primitives comprenant quatre équations prognostiques : l'équation du moment, l'équation de continuité pour la masse, et les équations de conservation du sel et de la chaleur. Ces équations ont été écrites par Bleck (1978) pour une coordonnée verticale généralisée s , formellement applicable aussi bien pour les coordonnées isopycnales de couches inférieures que pour la couche mélangée de surface (et même pour le modèle en coordonnées hybrides HYCOM qui succède à MICOM).

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t_s} + \nabla_s \frac{\mathbf{v}^2}{2} + (\zeta + f) \mathbf{k} \times \mathbf{v} + \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} + \nabla_\alpha M = -g \frac{\partial \tau}{\partial p} + \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)^{-1} \nabla_s \left(\nu \frac{\partial p}{\partial s} \nabla_s \mathbf{v} \right) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t_s} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right) + \nabla_s \left(\mathbf{v} \frac{\partial p}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t_s} \left(\frac{\partial p}{\partial s} T \right) + \nabla_s \left(\mathbf{v} \frac{\partial p}{\partial s} T \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\dot{s} \frac{\partial p}{\partial s} T \right) = \nabla_s \left(\nu \frac{\partial p}{\partial s} \nabla_s T \right) + \mathcal{H}_T \quad (2.8)$$

avec les notations : $\mathbf{v} = (u, v)$ est le vecteur de vitesse horizontale, T représente chaque variable thermodynamique du modèle (température, salinité, flottabilité), $\alpha = \rho^{-1}$ est le volume spécifique, $\zeta = \partial v / \partial x_s - \partial u / \partial y_s$ est la vorticité relative, $M = gz + p\alpha$ est le potentiel de Montgomery, gz est le géopotentiel, f est le paramètre de coriolis, \mathbf{k} est le vecteur unitaire vertical, ν est un coefficient de viscosité turbulente variable, τ est le vecteur de tension de cisaillement correspondant au frottement au fond et à la tension de vent en surface, \mathcal{H}_T représente les termes source diabatiques de T . Les indices indiquent la variable maintenue constante lors de la différentiation. Les distances selon x et y sont mesurées en projection sur un plan horizontal, ce qui rend inutiles les termes correctifs liés à la pente de s .

2.3.3 L'implémentation numérique

La discrétisation des équations du modèle et les schémas numériques utilisés sont décrits de façon détaillée par Baraille (1994). Nous nous contentons ici de donner quelques éléments sur les variables, la grille horizontale et la coordonnée verticale qui permettent de comprendre les variables et paramètres du modèle.

La coordonnée verticale

Dans MICOM, l'océan est modélisé par un empilement de couches non miscibles de densité potentielle constante. Les couches dont la densité est supérieure à la densité au fond ou inférieure à la densité de surface présentent localement une épaisseur nulle. Afin de pouvoir représenter correctement l'interface avec l'atmosphère, la première couche, qui représente la couche mélangée océanique, a une densité variable, et peut échanger de l'eau avec la couche inférieure avec laquelle elle est en contact, suivant les variations de densité qu'elle subit.

L'intégration verticale des équations 2.6 - 2.8 entre deux interfaces de couches conduit à des équations par couches qui constituent le modèle. Pour cela, on considère comme surface de s aussi bien les interfaces isopycnales de l'océan intérieur que la surface, la base de la couche mélangée et le fond.

La grille horizontale

Le schéma numérique utilisé s'appuie sur quatre grilles décalées pour les composantes de la vitesse U et V , le potentiel de Montgomery M et la vorticité ϕ respectivement (figure 2.16). La disposition de ces champs correspond à la grille C d'Arakawa utilisée dans de nombreux modèles

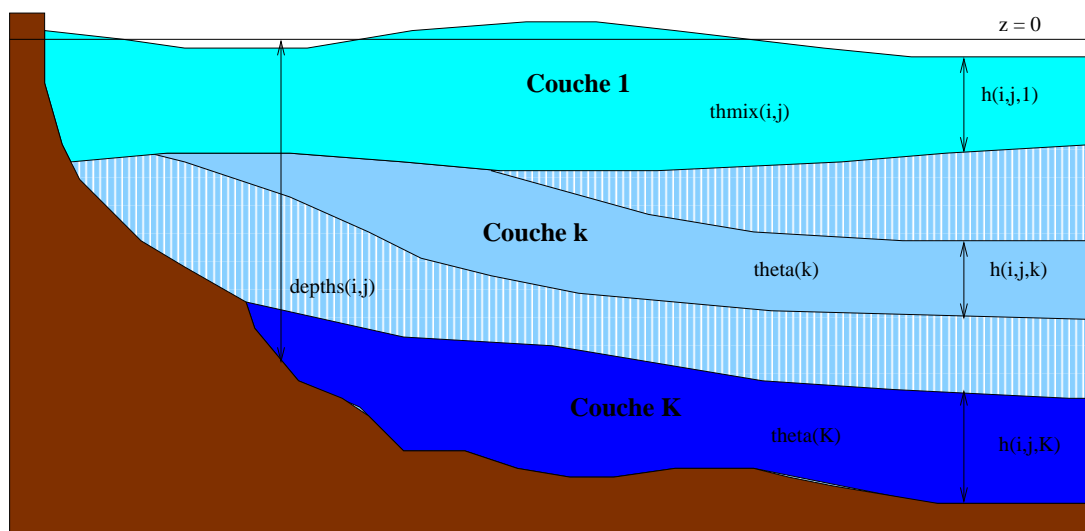


FIG. 2.15 – La discrétisation verticale dans MICOM : la première couche représente la couche mélangée et peut avoir une densité variable. Les couches suivantes ont une densité constante, et peuvent disparaître localement si cette densité est inférieure à celle de la surface ou supérieure à celle du fond.

d’océan car elle permet une expression simple en différence finie des dérivations partielles intervenant dans les équations primitives. Cette disposition a été choisie car elle est bien adaptée à des simulations résolvant la méso-échelle, bien qu’elle soit considérée comme non optimale pour des modèles à plus faible résolution (Bleck et al, 1992).

Le schéma temporel

Une séparation explicite entre la composante barotrope et la composante barocline permet d’utiliser un pas de temps relativement long pour les équations baroclines, tout en résolvant avec le pas de temps court la composante barotrope. Les équations barotropes sont intégrées en utilisant un schéma «avant-arrière» qui utilise l’«ancien» champ de masse pour intégrer l’équation de continuité puis le «nouveau» champ de pression dans l’équation du moment. Pour les équations baroclines, on utilise un schéma «leapfrog» (ou «saute-mouton») avec un pas de temps considérablement plus long (typiquement 60 fois plus dans nos simulations). Les deux schémas interagissent à chaque pas de temps barocline. Le schéma «leapfrog» étant sujet à générer un mode numérique où les pas de temps pairs et impairs divergent, il est nécessaire d’introduire un filtrage temporel. Un filtre d’Asselin sur toutes les variables pronostiques est utilisé dans l’intégration barocline. Le premier pas de temps barocline est un pas de temps «Eulérien» qui permet d’avancer les variables baroclines à partir de l’état initial du modèle et d’avoir deux échéances pour démarrer le «leapfrog».

L’intégration du mode barotrope s’est avérée plus rapide que la détermination de la fonc-

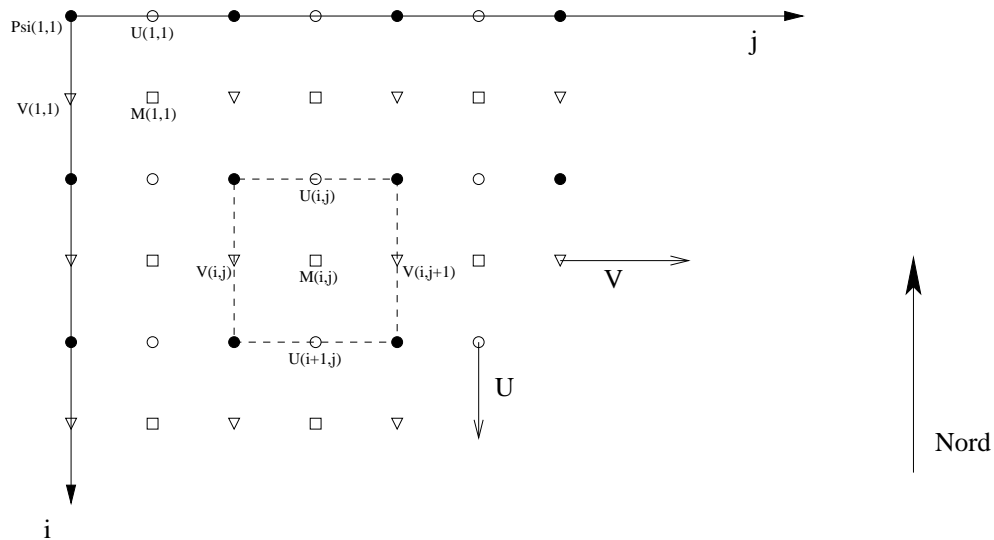


FIG. 2.16 – La discrétisation horizontale dans MICOM : les carrés représentent les points de définition du potentiel de Montgomery M , les cercles la vitesse U suivant i , les triangles la vitesse V suivant j et les points noirs la vorticité ϕ . Les vecteurs U et V indiquent les directions pour les vitesses.

tion de courant barotrope par résolution du problème de Poisson généralement utilisée dans les modèles à toit rigide, et présente l'avantage de reproduire une surface libre réaliste (Bleck *et al.*, 1992).

Les variables

Les variables prognostiques du modèle sont la vitesse horizontale barocline $\mathbf{v}' = (u', v')$, la vitesse horizontale barotrope $\bar{\mathbf{v}} = (\bar{u}, \bar{v})$, le poids par unité de surface de chaque niveau noté Δp , la pression au fond p_b , la densité de la couche de mélange, la température T et la salinité S . Le tableau 2.3 résume les principales variables, leurs noms dans le modèle et leurs unités physiques. Pour une description plus exhaustive, on peut se reporter à Langlois (1995).

Dans la version que nous utilisons, la température dans les niveaux intérieurs est en fait une variable diagnostique déduite de la salinité par inversion de l'équation d'état, mais ce n'est pas généralement le cas dans MICOM : Bleck *et al.* (1992) ont utilisé une version avec température pronostique et évalué le «cabbelling», c'est-à-dire le changement de densité dû au mélange de deux masses d'eau de densité égale, mais de température différente.

La vitesse \mathbf{v} et les variables thermodynamiques sont traitées comme des variables «de couche», c'est-à-dire qu'elles sont considérées constantes sur la hauteur de la couche et discontinues à l'interface. La pression, la profondeur d'interface et le flux de masse vertical \dot{s} ($\partial p / \partial s$) sont définis à l'interface. Le potentiel de Montgomery M est une variable «de couche».

variable	notation	unité	nom dans MICOM
<i>paramètres</i>			
densité des couches intérieures	ρ_k		theta(k)
<i>variables pronostiques</i>			
vitesse barocline	$\mathbf{v}' = (u', v')$		u(i, j, k) et v(i, j, k)
vitesse barotrope	$\bar{\mathbf{v}} = (\bar{u}, \bar{v})$		ubavg(i, j) et vbavg(i, j)
poids surfacique des couches	Δp		dp(i, j, k)
pression au fond	p_b		pbavg(i, j)
température	T		temp(i, j, k)
salinité	S		saln(i, j, k)
densité de la couche mélangée	ρ_1		thmix(i, j)
<i>variables diagnostiques</i>			
potentiel de Montgomery	M		montg(i, j, k)
pression à l'interface	p_k		p(i, j, k)

TAB. 2.3 – Principales variables de MICOM

2.3.4 Le passage en « variables physiques » : `split` et `unsplit`

Les routines `split` et `unsplit`, développées au CMO Toulouse, permettent de passer des vitesses et pressions totales (dites « physiques ») aux variables de MICOM (dites « splittées »). Ces opérations qui peuvent paraître triviales et n'ont pas été explicitement codées dans la version distribuée par le RSMAS deviennent très utiles si on fait de l'assimilation de vitesses par exemple (il faut traiter comme variable la vitesse totale, si on utilise les variables « splittées », cela complique l'opérateur d'observation et il faudrait traiter un problème d'optimisation sous contrainte), et cette formalisation devient indispensable lorsqu'on s'intéresse à l'adjoint (Baraille et Filatoff, 1998).

2.3.5 Le linéaire tangent et l'adjoint

La construction et la validation du modèle adjoint de MICOM est décrite en détail dans Baraille et Filatoff (1998). Le modèle linéaire tangent discret a été dérivé directement du modèle non linéaire discret, sans essayer de discrétiser la forme continue des équations en perturbation, suivant la méthode proposée par Yang et Navon (1996). Cette méthode permet d'obtenir un code linéaire tangent très proche du code original, avec une correspondance routine par routine, boucle par boucle, et même ligne par ligne. Les variables de contrôle par rapport auxquelles le modèle est dérivé sont les vitesses barotropes (`ubavg`, `vbavg`) et baroclines (`u`, `v`), les épaisseurs de couche (`dp`) et la pression barotrope (`pbavg`).

Le code adjoint a été construit par transposition boucle par boucle du code linéaire tangent. Sa construction est décrite en détail par Baraille et Filatoff (1998). Le modèle non linéaire peut être vu comme une suite d'opérateurs élémentaires qui modifient chacun une partie du vecteur

d'état.

$$\mathbf{x}(t_{i+1}) = \mathcal{M}\mathbf{x}(t_i) = \mathcal{M}_4\mathcal{M}_3\mathcal{M}_2\mathcal{M}_1\mathbf{x}(t_i) \quad (2.9)$$

et le modèle linéaire tangent s'écrit de la même façon

$$\delta\mathbf{x}(t_{i+1}) = \mathbf{M} \delta\mathbf{x}(t_i) = \mathbf{M}_4\mathbf{M}_3\mathbf{M}_2\mathbf{M}_1 \delta\mathbf{x}(t_i) \quad (2.10)$$

Le modèle adjoint va effectuer le calcul en sens inverse, car la transposition inverse l'ordre des opérateurs :

$$\delta\mathbf{x}^*(t_i) = \mathbf{M}^T \delta\mathbf{x}^*(t_{i+1}) = \mathbf{M}_1^T\mathbf{M}_2^T\mathbf{M}_3^T\mathbf{M}_4^T \delta\mathbf{x}^*(t_{i+1}) \quad (2.11)$$

Les intégrations linéaire tangente et adjointe nécessitent évidemment la connaissance à chaque étape du vecteur d'état non linéaire \mathbf{x}^f autour duquel s'effectue la linéarisation. Ceci ne pose pas de difficulté dans le cas du linéaire tangent car on peut calculer les termes non linéaires parallèlement aux termes linéaires. Dans le cas du modèle adjoint, c'est plus complexe étant donné que les valeurs sont utilisées dans l'ordre inverse (partant de l'état final pour arriver à l'état initial) et que les équations non linéaires ne sont pas inversibles. Il est donc nécessaire de stocker la trajectoire non linéaire $\mathbf{x}^f(t_i)$, $i = [0...n]$ complètement ou partiellement et de recalculer les valeurs intermédiaires de calcul du vecteur d'état non linéaire

Le compromis entre stockage, exactitude et temps de calcul a fait l'objet de nombreux travaux, car le stockage de la trajectoire et/ou le recalcul des termes non-linéaires sont les opérations les plus coûteuses en ressources et la principale limitation à l'utilisation des méthodes adjointes. Par exemple, certaines implémentations ne sauvegardent qu'un sous-ensemble temporel ou spatial de la trajectoire non linéaire, se contentant de valeurs approximatives des termes non linéaires. Par exemple, dans OPA-TAM (Weaver *et al.*, 2002), un stockage partiel et une interpolation linéaire de la trajectoire sont implémentés. Le code utilisé ici stocke à chaque pas de temps barocline le vecteur d'état complet et une échéance de vitesse barocline supplémentaire ; les états intermédiaires correspondant aux étapes d'intégration à l'intérieur d'un pas de temps sont recalculés exactement lors de l'intégration adjointe. Une telle configuration est envisageable sur des problèmes de petite dimension, et présente l'énorme avantage pour le développement méthodologique que l'adjoint est exact à la précision machine près, mais son utilisation serait d'un coût prohibitif pour une configuration de la taille des modèles opérationnels.

La version de code de base est MICOM version 2.7, mais seules les équations dynamiques sont prises en compte, à l'exclusion des processus de mélange diapycnal et des processus thermodynamiques.

2.4 Les Méthodes d'Analyse et d'Assimilation

2.4.1 Motivation

Il existe différents moyens d'exploiter les données de campagnes et les enregistrements des instruments autonomes déployés pendant POMME. La première méthode, la plus ancienne,

consiste à examiner les données isolément et de les comparer de façon ciblée en établissant des séries temporelles, des corrélations spatiales, ou des corrélations entre plusieurs variables mesurées par une même plateforme. Ce travail, qui permet de tirer le plus grand parti de la qualité des données et de l'intuition du chercheur, présente toutefois des limites lorsque :

1. la quantité de mesures recueillie est telle qu'il est pratiquement impossible de les exploiter individuellement,
2. la complémentarité des mesures existantes n'apparaît pas obligatoirement,
3. on souhaite exploiter des connaissances complémentaires sur le «système» observé, par exemple la connaissances de lois dynamiques régissant son état et/ou son évolution,
4. on recherche une information générale et objective : le chercheur sélectionnera naturellement parmi les données disponibles celles qui excitent sa curiosité, et il y a un risque naturel de se concentrer sur des cas particuliers et de négliger le cas général

Dans le cas des campagnes POMME, toutes ces conditions étaient réunies, en effet en comptant tous les instruments déployés, on dispose d'un ensemble de plusieurs millions de mesures de température, salinité, courant et déplacement lagrangien.

Bien que l'échantillonnage de zone POMME soit exceptionnellement bon (il n'existe presque pas d'autre zone de l'océan hauturier aussi bien échantillonné sur une durée aussi longue), la plupart des structures de moyenne échelle sont quand même sous-échantillonnées pour la plupart des grandeurs physiques observées, aussi bien en espace qu'en temps : les "mailles du filet" ont une taille de 55 km pour la salinité et 23 km au mieux pour la température lors des premiers legs des campagnes, et ces campagnes sont souvent espacées de plusieurs mois (*cf.* figure chrono). D'où l'intérêt de disposer d'un modèle pour simuler les phénomènes non observés, et servir d'"interpolateur dynamique" entre les différentes campagnes de mesures.

Sous l'appellation générale de "**méthodes inverses**" (dont on donne une définition dans la section 2.4.3), on regroupe un large spectre de procédés permettant d'estimer un jeu de paramètres décrivant l'océan. On distingue d'une part des méthodes d'estimation d'un état synoptique, pouvant ou non inclure des contraintes dynamiques, regroupées sous le terme anglais de "mapping" (analyse objective, krigeage, méthode inverse de Wunsch et Minster (1982)), d'autre part des méthodes d'assimilation permettant de contrôler un modèle dynamique de l'évolution de l'océan. La principale méthode d'estimation utilisée dans ce travail est l'analyse objective "multi-données", décrite en section 2.4.2. Cette méthode est d'abord présentée avec les notations de l'article classique de Bretherton, Davis et Fandry (1976), mais la section 2.4.6 montre l'équivalence avec les techniques d'assimilation séquentielle dans le cas linéaire et stationnaire. La section 2.4.3 décrit les méthodes inverses proprement dites.

Dans l'étude de faisabilité scientifique du projet MERCATOR, De Mey *et al.* (1998) dressent un panorama extensif des méthodes d'assimilation utilisables pour un modèle d'océan en mode temps-réel, classées suivant quatre catégories :

- **les méthodes variationnelles** : 4D-Var, 3D-Var, PSAS, et leurs variantes incrémentales ;

- **les méthode de type filtre de Kalman** : Filtre de Kalman étendu (EKF), filtre de Kalman d'ordre réduit (ROEKF), filtre SEEK, filtre de Kalman d'ensemble ;
- **les méthodes adaptatives** : filtre de Kalman adaptatif (AKF), AKF d'ordre réduit (ROAKF), estimateur de Maybeck, estimateur du maximum de probabilité (ML), filtre adaptatif non linéaire (ROAF) ;
- **les méthodes “simplifiées”** : nudging, interpolation optimale (OI), interpolation sub-optimale multivariée (SOFA).

Dans les sections suivantes, nous décrivons les méthodes que nous avons utilisé dans ce travail :

- l'interpolation optimale, présentée avec le filtre de Kalman dans le formalisme plus général de l'assimilation séquentielle (section 2.4.5) ;
- le 4D-Var incrémental (section 2.4.8). Pour replacer le 4D-Var incrémental dans son contexte, nous présentons d'abord 4D-Var (section 2.4.7) dont il est une implémentation particulière.

Pour les autres méthodes, on peut se reporter à De Mey et al (1998) et à leur imposante bibliographie.

2.4.2 Analyse objective Multi-Données

L'analyse objective (AO) est une méthode couramment utilisée en océanologie pour cartographier des champs scalaires ou vectoriels de divers paramètres physiques, c'est-à-dire pour estimer en tout point une fonctionnelle qui a été observée en un nombre fini de points répartis irrégulièrement (par ex. Bretherton *et al.*, 1976 ; McWilliams *et al.*, 1986). Elle repose sur des idées et des techniques très anciennes : Gauss (1823) a déjà posé les bases d'une estimation d'une valeur physique à partir d'observations par la méthode des moindres carrés, en apportant une justification théorique par la minimisation de l'erreur, qu'on peut considérer comme l'ancêtre direct de l'AO. Pour les expérimentateurs, l'AO a l'avantage de permettre de prendre en compte de façon assez simple aussi bien les observations que des connaissances *a priori* sur les statistiques du paramètre physique à estimer et sur les erreurs d'observation. Le résultat est un champ lissé qui représente en chaque point le maximum de probabilité du paramètre. Dans les tests que nous présentons, nous avons utilisé le formalisme de l'analyse objective pour des raisons de simplicité :

L'hypothèse centrale pour pouvoir appliquer l'AO est que le champ à estimer est une réalisation d'un ensemble statistique dont on connaît la moyenne et la fonction de covariance, et dont la distribution est “normale”, c'est-à-dire complètement décrite par les moments statistiques d'ordre deux. Lorsque le champ est homogène et isotrope, la fonction de covariance peut être considérablement simplifiée, et s'écrit pour le champ scalaire ψ en deux points \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 :

$$\overline{\psi(\mathbf{x}_1)\psi(\mathbf{x}_2)} = F(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) \quad (2.12)$$

Dans le cas de POMME, nous disposons d'une assez bonne connaissance *a priori* du champ

de courant, grâce aux mesures altimétriques et aux modèles assimilant ces mesures. Cela permet d'effectuer l'analyse objective sur les anomalies des observations par rapport au champ de vitesse *a priori*, et non sur la vitesse totale. Si l'on considère que le modèle reproduit correctement la circulation moyenne, et que la dynamique méso-échelle dans le champ *a priori* et dans le champ vrai est homogène et isotrope, alors le champ d'anomalie que l'on cherche à estimer possède également ces propriétés et sa moyenne statistique est nulle.

Comme la densité des observations n'est pas suffisante pour estimer utilement la divergence du champ de vitesse horizontale, on fait l'hypothèse que le champ d'anomalie est non divergent, ce qui permet d'estimer une seule variable (en l'occurrence la fonction de courant Ψ) au lieu des deux composantes de la vitesse. Les composantes u et v de la vitesse se déduisent alors de Ψ par :

$$u = -\frac{\partial\Psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial\Psi}{\partial x} \quad (2.13)$$

Pour des raisons de simplicité nous considérerons que le champ de vitesse *a priori* est aussi non-divergent et qu'il est associé de la même façon à une fonction de courant $\Psi_{\text{a priori}}$. Cela ne pose pas de problème si ce n'est pas le cas, mais de toute façon, on ne pourra pas améliorer l'estimation de la partie non divergente du champ avec la méthode présentée ici.

Rappelons brièvement la méthode d'AO pour la détermination de la valeur du champ de fonction de courant ψ au point $\mathbf{x} = (x, y)$ (en général un point de la grille d'analyse) à partir d'un ensemble de N observations de la hauteur dynamique ΔH_r (par rapport à un niveau plus profond où les vitesses sont supposées connues) aux points \mathbf{x}_r , ($r = 1, \dots, N$), et un ensemble de M observations de la vitesse ou du déplacement lagrangien aux positions \mathbf{x}_q^u , ($q = 1, \dots, M$).

On définit un vecteur d'innovation ϕ avec $N + 2M$ éléments. Les premiers N éléments représentent les mesures de hauteur dynamique et sont calculés comme : $\phi_r = \Delta H_r - \Delta\Psi_a(x_r) - C_0$ pour $r = 1, \dots, N$, où $C_0 = \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N (\Delta H_r - \Delta\Psi_a(x_r))$ est soustrait de façon à obtenir une correction de moyenne nulle. Les derniers $2M$ éléments représentent les données de vitesse ou de déplacement lagrangien et sont calculés par : $\phi_{q+N} = \delta u_q$ et $\phi_{q+N+M} = \delta v_q$ pour $q = 1, \dots, M$ où δu_q et δv_q sont des anomalies de vitesse calculées de façon soit eulerienne, soit lagrangienne.

L'estimateur linéaire optimal au sens des moindres carrés pour $\psi(\mathbf{x})$ est

$$\hat{\psi}(\mathbf{x}) = \sum_{r=1}^{N+2M} C_{xr} \left(\sum_{s=1}^{N+2M} A_{rs}^{-1} \phi_s \right) \quad (2.14)$$

où $A_{rs} = \overline{\phi_r \phi_s}$ est la matrice de covariance des observations, et $C_{xr} = \overline{\psi(\mathbf{x}) \phi_r}$ est la covariance entre la valeur $\psi(\mathbf{x})$ à estimer et la r ème observation. Les erreurs d'observation sont modélisées par un poids supplémentaire E sur la diagonale de la matrice A :

$$A_{rs} = \overline{\phi_r \phi_s} = F(\mathbf{x}_r - \mathbf{x}_s) + E\delta_{rs} \quad (2.15)$$

Dans la pratique, on commence par calculer le vecteur

$$\eta_r = \left(\sum_{s=1}^{N+2M} A_{rs}^{-1} \phi_s \right) \quad (2.16)$$

qui est indépendant du point à estimer, en résolvant le système $A\eta = \phi$, puis on calcule les valeurs de

$$\hat{\psi}(\mathbf{x}) = \sum_{r=1}^{N+2M} C_{xr} \eta_r \quad (2.17)$$

En appliquant cet estimateur à tous les points d'une grille régulière, on obtient une estimation de l'anomalie de fonction de courant $\hat{\Psi}$. L'estimation du champ instantané de vitesse instantané à la date de l'analyse ("l'analyse") est obtenue par

$$\Psi_{est} = \hat{\Psi} + \Psi_{apriori} \quad (2.18)$$

Un avantage de la méthode d'analyse objective est de fournir une estimation de l'erreur dite "de mapping", dépendant des positions relatives des observations et de la structure des covariances :

$$(\hat{\psi} - \psi)^2 = C_{xx} - \sum_{r,s=1}^N C_{xr} C_{xs} A_{rs}^{-1} \quad (2.19)$$

2.4.3 Méthodes Inverses

Lorsqu'on étudie un système physique, on cherche à le décrire à partir d'équations théoriques et d'un nombre aussi réduit que possible de paramètres. Lorsqu'on utilise les valeurs de l'ensemble des paramètres pour calculer ou prévoir les valeurs de certaines quantités physiques mesurables, on dit qu'on résout un "problème direct". A contrario, lorsqu'on utilise des quantités mesurées pour déterminer l'ensemble de paramètres, on résout le "problème inverse" (Tarantola et Valette, 1982, plus loin abrégé en TV82). Dans le problème inverse, les inconnues (ou valeurs de sortie) sont donc les paramètres du système, et les données d'entrée sont des grandeurs physiques mesurées, et les lois physiques qui les relient aux inconnues.

La résolution du problème inverse peut poser quelques difficultés ; la première est l'instabilité (un petit changement des valeurs mesurées a pour effet un changement d'une ampleur physiquement inacceptable dans les valeurs des paramètres). Une difficulté plus essentielle est la non-unicité de la solution, qui peut être due au fait que les observations sont insuffisantes pour contraindre la solution, mais qui peut aussi être intrinsèque au problème physique abordé (TV82). Selon l'approche adoptée et le choix des "paramètres" à estimer, le problème peut être soit fortement sous-déterminé (estimation d'une variable en tous points d'une grille à partir de quelques observations), soit sur-déterminé (observations de hauteur de surface et profils de densité), voire présenter ces deux caractéristiques à la fois. Il est donc impératif de bien poser le problème. L'introduction d'information a priori sur les valeurs et les variances des inconnues,

même avec des contraintes faibles (c'est-à-dire des variances grandes) permet dans beaucoup de cas de garantir la stabilité et l'unicité de la solution.

Les problèmes inverses en géophysique sont généralement caractérisés par un très grand nombre d'inconnues et/ou de paramètres, et leur résolution n'a souvent pu être envisagée qu'avec l'utilisation des ordinateurs dans les années 1980, comme en témoignent de nombreux travaux fondateurs dans ces années. Dans la pratique, les problèmes inverses sont souvent posés comme un problème aux moindres carrés. Tarantola et Valette (1982) ont développé pour les besoins de la sismologie une généralisation de l'inversion, classique dans le cas linéaire, du problème des moindres carrés.

En océanologie, Wunsch et Minster (1982) appliquent la méthode des moindres carrés à la détermination des transports au travers des sections de bathysonde. L'océan Atlantique Nord est discrétisé en 15 «boîtes» dont les frontières sont des parallèles et des isopycnes. Les paramètres hydrologiques considérés dans ces boîtes sont des moyennes zonales. Les équations (contraintes) du modèle représentent les échanges entre boîtes dans une physique simplifiée comprenant l'équation d'advection-diffusion pour la température et la salinité, la conservation de la masse, de la chaleur et du sel. Les paramètres (inconnues) du modèle sont les vitesses horizontales et verticales, et les coefficients de diffusion isopycnaux et diapycnaux. Comme le problème est fortement sous-déterminé, des valeurs et variances a priori sont fournies pour les paramètres. Les auteurs montrent comment différents outils mathématiques permettent d'obtenir des informations à partir du problème formulé comme la recherche de ces paramètres : la décomposition en valeurs singulières et d'autres méthodes quadratiques fournissent une solution optimale au sens des moindres carrés ; la solution du problème inverse aux moindres carrés non linéaire proposée par TV82 permet de tenir compte de contraintes fortes et d'obtenir une solution plus «précise», par exemple en imposant des résidus négligeables sur la conservation de la masse. La programmation linéaire est aussi utilisée pour trouver des bornes absolues pour certains paramètres.

2.4.4 Notations pour l'assimilation

Pour les sections suivantes et pour tout le formalisme concernant les méthodes variationnelles, nous adoptons les notations proposées par Ide *et al.* (1997). Les auteurs explicitent dans un tableau à la fin de leur article les équivalences avec les notations de Bennett (1992) et d'autres travaux fondateurs.

Dans ce cadre, on note \mathbf{x} le vecteur d'état dont les éléments sont toutes les variables prognostiques du modèle. Dans le cas de MICOM, on peut y inclure les variables non splittés (\mathbf{h} , \mathbf{u} , \mathbf{v}) des épaisseurs de couches et des composantes de la vitesse à tous les points et à toutes les profondeurs. On peut aussi choisir d'utiliser les variables "splittées" du modèle ou considérer le vecteur $(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \zeta)$ des vitesses et des élévations d'interface, qui sont en relation bijective avec les épaisseurs de couches. L'avantage de cette transformation en élévations d'interface est d'avoir

accès directement à la surface libre.

On verra plus tard qu'on peut aussi choisir d'inclure des variables supplémentaires (positions des flotteurs) dans le vecteur d'état.

- \mathbf{x}^b (“background”) est la meilleure estimation de l'état du système *a priori*, c'est-à-dire avant l'utilisation des observations à assimiler. Ce peut être une climatologie, où le résultat d'une simulation (prévision) préalable.
- \mathbf{x}^g (“guess”) est la première itération de la simulation dans les méthodes variationnelles, et peut être identique à \mathbf{x}^b .
- \mathbf{x}^a (“forecast”) est le champ prévu par le modèle.
- \mathbf{x}^a (“analysis”) est le champ analysé résultat de l'assimilation.
- l'état vrai du système, qui n'est connu que dans les expériences jumelles, mais dont on considère que les observations sont représentatives, est noté \mathbf{x}^t (“true state”).

Le modèle, qui permet de faire évoluer le vecteur d'état du temps t_i au temps t_{i+1} est noté $\mathcal{M}(t_i, t_{i+1})$ et sa forme linéarisée est notée $\mathbf{M}(t_i, t_{i+1})$.

$$\mathbf{x}(t_{i+1}) = \mathcal{M}(t_i, t_{i+1}) [\mathbf{x}(t_i)] \quad (2.20)$$

H_i est l'opérateur d'observation au temps t_i qui permet à partir du vecteur d'état d'obtenir les équivalents modèle \mathbf{y}_i des observations \mathbf{y}_i^o , et \mathbf{H}_i est sa forme linéarisée :

$$\mathbf{y}_i = H_i [\mathbf{x}(t_i)] \quad (2.21)$$

et la différence entre les observations et leur équivalent dans le modèle est appelé vecteur d'innovation et noté \mathbf{d} :

$$\mathbf{d}_i = \mathbf{y}_i^o - H_i [\mathbf{x}^f(t_i)] \quad (2.22)$$

Dans les méthodes variationnelles, on utilise les matrices $\mathbf{M}(t_i, t_{i+1})^T$ et \mathbf{H}_i^T qu'on appelle respectivement le modèle adjoint et l'adjoint de l'opérateur d'observation et qui sont en pratique les transposées des formes linéarisées de M et H .

La matrice des covariances d'erreur de prévision, notée $\mathbf{P}(t)$, est souvent remplacée par une approximation *a priori* notée $\mathbf{B}(t)$. $\mathbf{R}(t)$, qui contient les covariances d'erreur d'observation, est souvent considérée comme une matrice diagonale. Dans le filtre de Kalman, on introduit également la matrice $\mathbf{Q}(t)$ pour représenter l'erreur de modélisation (processus non représentés par les équations du modèle et processus sous maille).

2.4.5 Assimilation Séquentielle

Dans le domaine de la modélisation, l'utilisation de l'assimilation de données permet de contraindre le modèle à rester proche des observations disponibles tout en disposant d'une simulation complète et dynamiquement cohérente de l'océan. La plupart des méthodes d'assimilation utilisées actuellement sont des variantes plus ou moins simplifiées du filtre de Kalman (Bennett,

1997). Le filtre de Kalman dans le cas où le modèle et l'opérateur d'observation sont tous deux linéaires s'écrit traditionnellement :

$$\mathbf{x}_{t+1} = \mathcal{M}\mathbf{x}_t + \mathbf{K}_{t+1} (\mathbf{y}_{t+1}^o - \mathbf{H}\mathcal{M}\mathbf{x}_t) \quad (2.23)$$

$$\mathbf{K}_{t+1} = \mathbf{P}_{t+1}^f \mathbf{H}^T (\mathbf{H}\mathbf{P}_{t+1}^f \mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} \quad (2.24)$$

$$\mathbf{P}_{t+1}^f = \mathbf{M} [(\mathbf{I} - \mathbf{K}\mathbf{H}) \mathbf{P}_t^f] \mathbf{M}^T + \mathbf{Q}_t \quad (2.25)$$

où \mathcal{M} est le modèle numérique, c'est-à-dire l'opérateur qui permet de faire évoluer le vecteur d'état x_t d'un pas de temps, \mathbf{P}_t^f est la matrice de covariance de l'erreur de prévision. \mathbf{K}_t est appelé le gain de Kalman.

On a donné ici une présentation synthétique du filtre de Kalman, sans séparer explicitement les étapes d'analyse et de prévision ; \mathbf{x}_t représente ici l'analyse. Pour plus de détails, on peut se reporter à Ide *et al.* (1997) et aux références que donnent ces auteurs.

Les équations complètes du filtre de Kalman comprennent les équations d'évolution de la matrice de covariance des erreurs de prévision. La simplification introduite par l'interpolation optimale est de faire l'hypothèse que les statistiques de l'erreur sont connues, et qu'on peut remplacer \mathbf{P}_t^f par son approximation \mathbf{B} .

$$\mathbf{x}^a(t_i) = \mathbf{x}^f(t_i) + \mathbf{K}_i^{OI} (\mathbf{y}_i^o - \mathbf{H}\mathbf{x}^f) \quad (2.26)$$

$$\mathbf{K}_i^{OI} = \mathbf{B}_i \mathbf{H}_i^T (\mathbf{H}_i \mathbf{B}_i \mathbf{H}_i^T + \mathbf{R}_i)^{-1} \quad (2.27)$$

$$\mathbf{B}_i = \mathbf{D}^{\frac{1}{2}} \mathbf{C} \mathbf{D}^{\frac{1}{2}} \quad (2.28)$$

$$\mathbf{x}_{i+1}^f = \mathcal{M}\mathbf{x}_i^a \quad (2.29)$$

Dans l'expression de \mathbf{B} , la matrice \mathbf{D} est une matrice diagonale contenant les variances de variables et la matrice \mathbf{C} est une matrice de diagonale unité contenant les corrélations.

2.4.6 Lien entre l'analyse objective et l'assimilation

Dans le cas de l'estimation d'un écoulement à un instant donné, tel qu'il est estimé par l'analyse objective le système [2.23, 2.24] s'écrit simplement :

$$\mathbf{x}^a = \mathbf{x}^b + K^{AO} (\mathbf{y}^o - \mathbf{H}\mathbf{x}^b) \quad (2.30)$$

$$K^{AO} = \mathbf{B}\mathbf{H}^T (\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} \quad (2.31)$$

où \mathbf{x}^b représente la connaissance *a priori* (background) du vecteur d'état, et \mathbf{x}^a l'estimation *a posteriori* ou analyse.

Généralement, on considère que le vecteur d'état comprend les variables pronostiques du modèle, c'est-à-dire par exemple pour un modèle QG, la fonction de courant et la vorticité en chaque point, ou pour un modèle PE isopycnal simplifié au maximum, les vitesses et les épaisseurs de couche en tout point. Avec ce choix, il s'avère que l'opérateur d'observation pour les déplacements des flotteurs est compliqué à exprimer et fortement non linéaire.

Le choix implicite effectué en utilisant le formalisme de l'analyse objective sur des anomalies de vitesse a été de linéariser H dans l'équation [2.31]. Décider de calculer directement des vitesses par différence centrée à partir des déplacements de flotteurs revient à linéariser également H dans l'équation [2.30], tandis que l'utilisation d'une méthode lagrangienne pour calculer les anomalies de vitesse revient à conserver l'opérateur non linéaire complet H .

Dans le cas où H est linéarisé dans les deux équations, on peut identifier les matrices utilisées dans les deux méthodes :

description	notation AO	notation KF
matrice de covariance des observations	$A = \langle \phi_i \phi_j \rangle = F(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i) + \delta_{ij} \epsilon_i^2$	$\mathbf{HBH}^T + \mathbf{R}$
matrice de covariance entre observations et variables d'état	$C = \langle \psi_i \phi_j \rangle$	\mathbf{BH}^T

2.4.7 4D-Var

La méthode 4D-Var consiste à appliquer la méthode adjointe à la résolution d'un problème de contraintes fortes en quatre dimensions (les trois dimensions d'espace et le temps). Le problème consiste à minimiser une fonction de coût J qui représente l'écart quadratique pondéré à un état *a priori* \mathbf{x}^b et aux observations y^o réparties dans l'intervalle de temps $[t_0, t_n]$. La fonction de coût s'écrit (Ide *et al.*, 1997) :

$$\begin{aligned}
 J[\mathbf{x}(t_0)] &= \frac{1}{2} \sum_{i=0}^n (\mathbf{y}_i^o - H_i[\mathbf{x}(t_i)])^T \mathbf{R}_i^{-1} (\mathbf{y}_i^o - H_i[\mathbf{x}(t_i)]) \\
 &+ \frac{1}{2} [\mathbf{x}(t_0) - \mathbf{x}^b(t_0)]^T \mathbf{B}_0^{-1} [\mathbf{x}(t_0) - \mathbf{x}^b(t_0)]
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

où \mathbf{B}_0 est la matrice des covariances d'erreur de \mathbf{x}^b pour $t = t_0$ et H est l'opérateur d'observation. On appellera par la suite le premier terme J^o le terme d'écart aux observations et le second terme J^b le terme de rappel.

Nous avons choisi d'effectuer la minimisation sur l'état initial du modèle $\mathbf{x}(t_0)$, qui est dans notre cas le paramètre déterminant pour simuler correctement la circulation à méso-échelle à l'échelle d'une dizaine de jours. Des formulations analogues à 2.32 existent pour minimiser J

par rapport à d'autres paramètres que l'état initial, par exemple les conditions aux limites ou les flux atmosphériques.

Pour minimiser J , la plupart des méthodes efficaces (en particulier les méthodes de type gradient conjugué et celles de type quasi-Newton) requièrent le calcul du gradient de J , c'est-à-dire les dérivées partielles de J par rapport aux éléments du vecteur d'état.

$$\begin{aligned} \nabla J = & \sum_{i=0}^n \left[\prod_{j=0}^{i-1} \mathbf{M}(t_{j+1}, t_j)^T H_i^T R_i^{-1} (y_i^o - H_i [x(t_i)]) \right] \\ & + \mathbf{B}_0^{-1} [\mathbf{x}(t_0) - \mathbf{x}^b(t_0)] \end{aligned} \quad (2.33)$$

Notons encore que l'équation 2.32 traduit l'hypothèse que les équations du modèle sont une contrainte forte, c'est-à-dire que le modèle est supposé parfait (Sasaki, 1970, Ide et al., 1997). Il est possible de lever cette hypothèse (Bennett, 1992 ; Ménard et Daley, 1996), mais nous n'aborderons pas cette question.

2.4.8 4Dvar incrémental

La 4D-Var incrémental (Courtier *et al.*, 1994) est une implémentation du 4D-Var dans laquelle la linéarisation est réalisée autour de l'état de référence $\mathbf{x}^g(t)$ fourni par une première intégration du modèle non-linéaire.

Cette implémentation présente plusieurs avantages par rapport au 4D-Var, en particulier

1. la linéarité du problème garantit l'existence et l'unicité d'une solution (sauf cas de dégénérescence)
2. la sauvegarde de la trajectoire non-linéaire du modèle, opération informatique coûteuse en temps, est réalisée une seule fois par cycle d'assimilation, et non pas une fois par itération.

On considère donc l'incrément $\delta\mathbf{x}(t_0) = \mathbf{x}(t_0) - \mathbf{x}^g(t_0)$. La fonction de coût du 4D-Var incrémental est le développement au premier ordre de variation par rapport à $\delta\mathbf{x}(t_0)$:

$$\begin{aligned} J[\delta\mathbf{x}(t_0)] = & \frac{1}{2} \sum_{i=0}^n [\mathbf{d}_i - \mathbf{H}_i \delta\mathbf{x}(t_i)]^T \mathbf{R}_i^{-1} [\mathbf{d}_i - \mathbf{H}_i \delta\mathbf{x}(t_i)] \\ & + \frac{1}{2} \left\{ \delta\mathbf{x}(t_0) - [\mathbf{x}^b(t_0) - \mathbf{x}^g(t_0)] \right\}^T \mathbf{B}_0^{-1} \left\{ \delta\mathbf{x}(t_0) - [\mathbf{x}^b(t_0) - \mathbf{x}^g(t_0)] \right\} \end{aligned} \quad (2.34)$$

où $\mathbf{d}_i = y_i^o - H_i [\mathbf{x}^f(t_i)]$ est le vecteur d'innovation, différence entre les observations et leur équivalent modèle dans la première intégration directe du modèle.

Le gradient de J s'exprime alors :

$$\begin{aligned} \nabla J = & \sum_{i=0}^n \left[\left(\prod_{j=0}^{i-1} \mathbf{M}(t_{j+1}, t_j)^T \right) H_i^T R_i^{-1} (\mathbf{d}_i - H_i [\delta\mathbf{x}(t_i)]) \right] \\ & + \mathbf{B}_0^{-1} [\delta\mathbf{x}(t_0) - [\mathbf{x}^b(t_0) - \mathbf{x}^g(t_0)]] \end{aligned} \quad (2.35)$$

L'analyse est ensuite obtenue en ajoutant l'incrément analysé à $\mathbf{x}^g(t_0)$:

$$\mathbf{x}^a(t_0) = \mathbf{x}^g(t_0) + \delta\mathbf{x}^a(t_0) \quad (2.36)$$

Elisabeth Rémy (1999) a utilisé le 4D-Var incrémental pour assimiler des données de tomographie acoustique simulées dans deux modèles d'océan. Dans un modèle quasi-géostrophique, où les ondes de gravités sont filtrées, de bons résultats ont pu être obtenus, mais dans le modèle aux équations primitives OPA, l'assimilation des données tomographiques, si elle améliore le champ de température, introduit des incréments de vitesse inacceptables attribués à la génération d'ondes de gravité (E. Rémy, 1999, p145). Bien que ces ondes existent dans l'océan réel, les amplitudes qu'elles atteignent dans l'analyse ne sont pas réalistes, et l'auteur propose d'introduire une contrainte supplémentaire pour pénaliser leur amplitude, comme cela est fait en météorologie.

Nous verrons que ce problème se pose aussi avec l'assimilation de données de vitesse en général et de flotteurs en particulier.

2.4.9 Le minimiseur M1QN3

La routine M1QN3 implémente un algorithme de descente qui permet d'effectuer une minimisation sans contrainte pour des fonctions dépendant d'un très grand nombre de variables (ordre de grandeur : plusieurs millions). Il s'agit d'une technique quasi-Newton à mémoire limitée (la méthode L-BFGS de J. Nocedal) avec un préconditionneur scalaire ou diagonal mis à jour dynamiquement. Le pas est déterminé par l'algorithme de Fletcher-Lemarchal, qui satisfait aux conditions de Wolfe (cf. Gilbert et Lemarchal (1989) et le site :

<http://www-rocq.inria.fr/gilbert/modulopt/optimization-routines/m1qn3.html>).

2.4.10 Travaux existants sur l'assimilation de données Lagrangiennes

L'un des premiers exemples d'assimilation de données de flotteurs lagrangiens dans un modèle d'océan est le travail de Everett Carter (1989) sur le Gulf Stream. Le modèle utilisé est de type shallow-water à une seule couche active, dont les variables sont la vitesse et la profondeur de l'interface. Comme les données assimilées sont des flotteurs RAFOS isopycnaux, ils fournissent donc *toutes* les variables du modèle en un point, et l'opérateur d'observation est localement une diagonale.

Parmi les travaux qui assimilent des vitesses de flotteurs calculées à partir des trajectoires comme décrit plus haut, on peut citer par exemple Rosemary Morrow et Pierre De Mey (1995), qui assimilent conjointement des vitesses calculées à partir des positions des SURDRIFT de l'expérience SEMAPHORE et des mesures altimétriques.

Parmi les travaux qui prennent en compte les *déplacements* des flotteurs sans calculer explicitement des vitesses, citons ceux de Kamachi et O'Brien (1995) qui ont utilisé une méthode adjointe sur un modèle simplifié du Pacifique Tropical. Leur propos est complètement différent de

l'objet de notre travail, puisqu'il s'agit de déterminer *a posteriori* les variations à basse fréquence de la position de la thermocline, à partir de cycles d'assimilation très longs (deux ans).

Ces dernières années, deux équipes américaines ont travaillé activement sur l'assimilation de données lagrangiennes : la première, regroupant des chercheurs des universités de Californie et de Caroline du Nord, s'intéresse aux aspects mathématiques et travaille sur des modèles simplifiés à l'extrême (un petit nombre de points vortex). L'article de Leonid Kuznetsov *et al.* (2003) présente leur méthode, qui consiste à inclure les positions des flotteurs lagrangiens dans le vecteur d'état du modèle.

La deuxième équipe, située au RSMAS à Miami, effectue des expériences jumelles dans des modèles d'océan idéalisés et utilise une méthode d'interpolation optimale pour assimiler des déplacements dans ces modèles. Leur approche pour calculer les écarts entre modèle et observations est similaire à celle proposée dans le présent travail, bien qu'elle ait été développée indépendamment : la dérive des flotteurs est simulée dans le champ modèle à partir de la position du début de dérive réel et la différence entre la position finale simulée et la position finale réelle est utilisée pour calculer une anomalie de vitesse. Les anomalies de vitesse correspondant aux différents flotteurs sont ensuite combinés par AO pour obtenir un champ de correction. Un premier article de Anne Molcard *et al.* (2002) est paru sur l'assimilation dans un modèle quasi-géostrophique, puis un second de Tamay Özgökmen *et al.* (2003) sur l'assimilation dans un modèle aux équations primitives. La méthode reste la même dans les deux cas, et elle est indépendante de la physique du modèle ; les simulations utilisées (double-gyre dans un océan rectangulaire avec un écoulement comportant des méandres, mais dominé par la circulation moyenne) ne comprennent pas beaucoup de points de bifurcation, et permettent donc d'obtenir de très bons résultats. La question de la structure verticale n'est pas traitée dans ces travaux qui se limitent à des configuration à deux couches, dont une couche profonde au repos.

Très récemment, la même équipe a publié de premiers résultats sur l'assimilation dans une configuration multi-couches de MICOM (Molcard *et al.*, 2005), toujours en configuration idéalisée.

Chapitre 3

Description de la Circulation dans la Zone POMME

3.1 Cartographie de la circulation et données Lagrangiennes

L'estimation d'une circulation moyenne ou quasi-synoptique (en anglais : *mapping*) n'est pas a strictement parler de l'assimilation de données, mais les techniques utilisées sont très similaires, et les questions qui se posent sont les mêmes. De nombreux auteurs ont utilisé l'analyse objective pour obtenir un champ de vitesse estimée, bien que d'autres méthodes soient envisageables, par exemple le krigeage. Davis (1977 et 1985) a d'ailleurs montré que toutes les méthodes couramment utilisées (en particulier l'AO, le krigeage ou l'utilisation d'un modèle paramétrique) sont finalement équivalentes.

Dans sa thèse de doctorat, Pierre-Yves Le Traon (1990, pp. 244-303) utilise des flotteurs SOFAR et des flotteurs de surface pour estimer le courant dans un tourbillon de méso-échelle. La particularité de son travail est d'avoir explicitement essayé d'estimer la divergence du champ de vitesse horizontal. Il semblerait cependant que les erreurs de mesure et la distribution irrégulière des observations ne permettent pas d'obtenir un champ de divergence significatif.

Parmi les travaux plus récents, citons Poulain *et al* (1996) qui utilisent des flotteurs de surface avec une ancre flottante à 15 m de profondeur pour obtenir une estimation de la circulation moyenne en Mer de Norvège.

La plupart des auteurs utilisant des données de flotteurs de surface à ancre flottante (type SVP ou SURDRIFT) ou bien des flotteurs à positionnement acoustique (type SOFAR, RAFOS ou MARVOR) prennent le parti de calculer directement des vitesses par différences finies à partir des positions successives des flotteurs. En général, les flotteurs de surface bénéficient d'un positionnement toutes les quelques heures grâce au système de localisation par satellite ARGOS, voire de positions GPS horaires (SURDRIFTS déployées pour POMME par le SHOM par exemple), et les flotteurs acoustiques sont localisés une ou plusieurs fois par jour. L'approximation faite pour le calcul de vitesse ne pose donc pas problème majeur, d'autant plus que les

vitesse obtenues sont souvent soumises à un filtre temporel afin d'en retirer les oscillations inertielles et/ou les ondes de marée.

On peut cependant remarquer que pour des raisons d'économie de coût de transmission, certains flotteurs de surface ne sont positionnés qu'un jour sur trois (cette pratique, qui a été la règle il y a quelques années, n'est heureusement plus actuelle) et que pour de tels cas, l'utilisation d'un filtre devient problématique et les méthodes que nous proposons peuvent avoir un intérêt.

3.1.1 Définitions et Hypothèses de Départ

Dans le cas des flotteurs profilants (mais le même formalisme peut aussi s'appliquer à d'autres types de flotteurs), chaque observation de déplacement de flotteur peut être mise sous la forme d'un couple de positions $(\mathbf{x}_{debut}, \mathbf{x}_{fin})$ où \mathbf{x}_{debut} est le vecteur de coordonnées (x_{debut}, y_{debut}) au temps t_{debut} du début de la dérive à la profondeur de séjour du flotteur, et \mathbf{x}_{fin} est le vecteur de coordonnées (x_{fin}, y_{fin}) au temps t_{fin} de la fin de la dérive à la profondeur de séjour. Dans les cas d'observations réelles de flotteurs profilants, \mathbf{x}_{debut} et \mathbf{x}_{fin} ne sont pas connus exactement mais estimés à partir des positions observées avant la plongée et après la remontée du flotteur.

La profondeur de séjour du flotteur est supposée constante et égale à la profondeur nominale de l'analyse. Les données pour lesquelles cette hypothèse n'est pas acceptable ne sont pas prises en compte. Une approche plus complète serait de prendre en compte les corrélations verticales entre le niveau de dérive et le niveau d'analyse, mais comme autour de la thermocline, on s'attend à ce que ces corrélations dépendent fortement de la saison, cette approche demanderait un travail supplémentaire conséquent qui sort du cadre de ces tests méthodologiques.

Dans la description des méthodes et dans les tests, nous considérerons :

1. un champ de vitesse *a priori*, noté $\mathbf{u}_{apriori}(x, y)$, qui est complètement connu, par exemple une sortie de modèle, une estimation antérieure ou une climatologie ;
2. un champ de vitesse vrai («la vérité»), noté $\mathbf{u}_{vrai}(x, y)$, que l'on essaie d'estimer et qui est bien évidemment inconnu dans l'océan réel, mais qui est connu lors des tests sur des données synthétiques.
3. des observations, réelles ou synthétiques. Les observations réelles sont les mesures de flotteurs PROVOR du programme POMME transmises en temps réel par le centre de données Coriolis¹. Les observations synthétiques sont obtenues en calculant des trajectoires dans le champ vrai par l'algorithme RKL (Runge-Kutta d'ordre 4 en temps et interpolation de Lagrange dans l'espace, cf. Drillet, 1997).

¹cf. le site internet Coriolis à l'adresse <http://www.ifremer.fr/coriolis>

3.1.2 Méthode des vitesses centrées

C'est la méthode la plus immédiate et la plus rapide : à partir des observations de déplacement, on calcule une vitesse moyenne de déplacement $u_{C_{obs}}$ de composantes $u_{C_{obs}}$ et $v_{C_{obs}}$ par :

$$u_{C_{obs}} = \frac{x_{fin} - x_{debut}}{t_{fin} - t_{debut}}$$

$$v_{C_{obs}} = \frac{y_{fin} - y_{debut}}{t_{fin} - t_{debut}}$$

La vitesse *a priori* correspondante $u_{C_{apriori}}$ est calculée au point x_C , milieu de x_{debut} et x_{fin} . La correction

$$\Delta u_C = u_{C_{obs}} - u_{C_{apriori}}$$

est appliquée au point x_C .

Cette méthode, largement utilisée, a pour désavantage de ne pas produire une correction nulle pour une erreur nulle : autrement dit, si le champ *a priori* est très proche de la vérité, le fait d'introduire des observations va le dégrader plutôt que de l'améliorer. Dans les tests ci-après, nous allons quantifier cet effet de dégradation sur des données synthétiques.

Pour remédier à cette déficience de la méthode des vitesses centrées, nous avons imaginé plusieurs méthodes de complexité variable, construites pour donner une correction nulle dans le cas d'un champ *a priori* «parfait».

3.1.3 Méthode des Déplacements

Pour chaque observation de déplacement, on effectue deux calculs de trajectoire dans le champ *a priori* :

1. une dérive «normale» débutant à x_{debut} qui permet de déterminer la position \tilde{x}_{fin} du flotteur après une dérive de $\Delta t = t_{fin} - t_{debut}$ dans le champ *a priori* :
2. une dérive «à rebours» débutant à x_{fin} qui fournit la position \tilde{x}_{debut} qu'aurait dû avoir le flotteur au temps t_{debut} pour atteindre x_{fin} au temps t_{fin} en dérivant dans le champ *a priori*.

On peut ainsi calculer deux anomalies de vitesse :

$$\Delta u_{avant} = \frac{\tilde{x}_{fin} - x_{fin}}{\Delta t}$$

et

$$\Delta u_{arriere} = \frac{x_{debut} - \tilde{x}_{debut}}{\Delta t}$$

3.1.4 Point d'application de la correction

Le formalisme de l'AO est adapté à des observations *ponctuelles* de la quantité physique à estimer ou d'une fonction linéaire de cette quantité. Or le déplacement d'un flotteur est une intégrale lagrangienne - non linéaire - de la vitesse et les anomalies de vitesse calculées à partir de ce déplacement dépendent donc de la différence de vitesse entre modèle et vérité sur toute la trajectoire du flotteur.

Pour la méthode des vitesses centrées, la façon de calculer l'innovation incite à choisir d'appliquer la correction au point central \mathbf{x}_C . Le nombre de données à analyser, qui détermine la taille de la matrice de covariance, est $2N_{obs}$. C'est le minimum étant donné que chaque observation de déplacement produit un couple (u,v) d'anomalies de vitesse. On notera quand même que ce n'est pas entièrement satisfaisant, étant donné que l'observation concerne toute la trajectoire, ce qui est loin d'être anecdotique puisqu'un flotteur avec un cycle de 10 jours peut parcourir plusieurs dizaines de kilomètres entre deux localisations (plus de 100 km à 12 cm s^{-1}).

Dans le cas de la méthode des déplacements qui fournit deux estimations de l'anomalie de vitesse, la question des points d'application de ces corrections est encore moins triviale, car elles correspondent à une différence entre des vitesses intégrées le long de deux trajectoires différentes.

Dans un premier temps, nous avons essayé d'appliquer la correction en un grand nombre de points le long de la trajectoire simulée correspondante, mais cette technique n'est pas compatible avec l'analyse objective : d'une part, les erreurs sur les déplacements ainsi calculés sont évidemment corrélés, ce qui est en contradiction avec les hypothèses de l'A.O., d'autre part le fait d'avoir un grand nombre de données proches les unes des autres cause des instabilités numériques lors de l'inversion de la matrice de covariance. Il est donc nécessaire (si on souhaite rester dans le cadre de l'AO) de choisir un point d'application par correction calculée.

Nous avons choisi de tester deux approches, la première consiste à appliquer la correction $\Delta \mathbf{u}_{avant}$ en \mathbf{x}_{debut} et $\Delta \mathbf{u}_{arriere}$ en \mathbf{x}_{fin} , puisque ces points sont les intersections des trajectoires simulées et réelles correspondantes (et en l'occurrence les seuls points dont on soit sûr qu'ils ont été échantillonnés par le flotteur réel). Il est bien clair que c'est un choix assez logique, mais pas le seul choix possible. Cette approche est assez coûteuse en termes d'analyse, puisque le nombre des données à analyser est $4N_{obs}$.

La seconde approche se rapproche de la méthode des vitesses centrées : on applique la correction moyenne de vitesse au point central \mathbf{x}_C . Le coût de l'analyse est alors le même que pour la méthode des vitesses centrées puisqu'il n'y a que $2N_{obs}$ données.

3.1.5 Structures des Covariances

Nous avons vu dans les sections précédentes comment les observations de déplacement permettent d'obtenir des anomalies de vitesse, soit en linéarisant la trajectoire (section 3.1.2), soit

en gardant le caractère non linéaire de la trajectoire et en linéarisant seulement l'incrément de déplacement (section 3.1.3). Il s'agit maintenant d'obtenir des fonctions statistiques permettant d'appliquer une analyse objective aux incréments de vitesse obtenus, en les combinant avec des observations du champ de masse par une relation géostrophique.

Les hypothèses classiques d'isotropie et d'invariance par rotation et par réflexion des covariances entre les diverses variables dynamiques et leurs incréments est adoptée, ce qui permet de définir une fonction de covariance dépendant uniquement du vecteur de séparation entre deux données. De plus, le champ de vitesse horizontal est supposé non divergent au premier ordre que nous voulons contraindre avec l'AO.

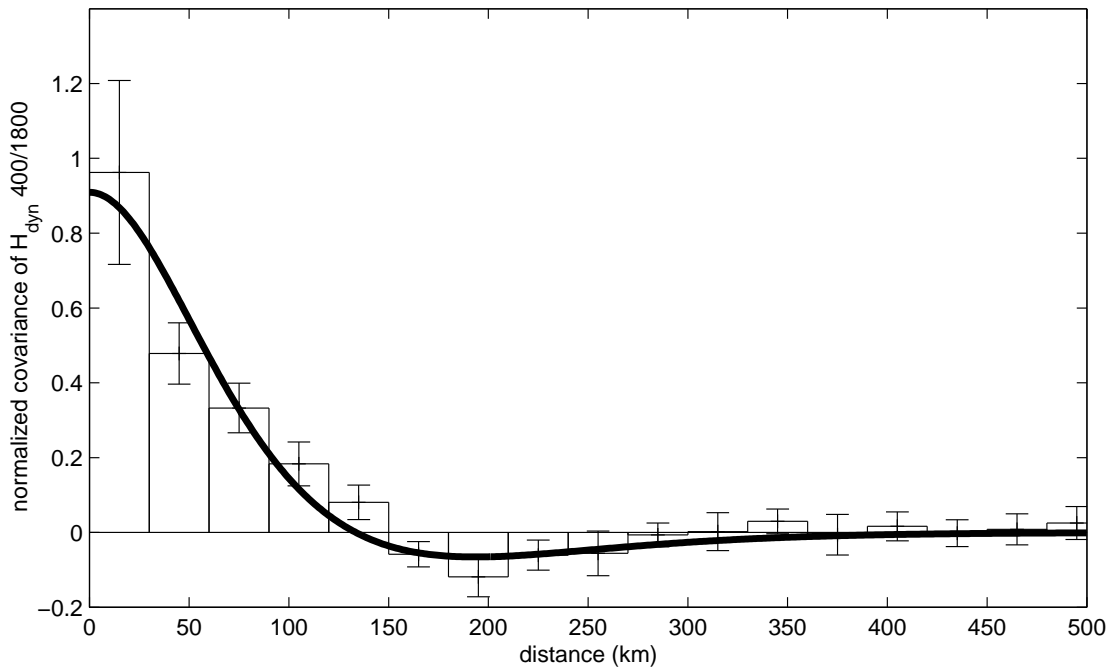


FIG. 3.1 – Covariance en hauteur dynamique en fonction de la distance. La courbe représente la paramétrisation utilisée et l'histogramme les statistiques obtenues à partir des observations de densité des campagnes POMME 0, 1, 2 et 3

Nous utilisons une fonction de covariance spatiale pour la fonction de courant issue des travaux de Arhan et Colin de Verdière (1985) sur les données de l'expérience TOURBILLON :

$$C(r) = \frac{3}{2} \frac{u'^2}{r_0^2} \left(1 + \frac{r}{r_0} + \frac{1}{6} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 - \frac{1}{6} \left(\frac{r}{r_0} \right)^3 \right) e^{-r/r_0}$$

Les auteurs ont estimé à 25 km le paramètre r_0 pour la zone TOURBILLON située au Nord-Est de la zone POMME.

Cette forme de fonction est également en bon accord avec les statistiques issues des données POMME (figure 3.1), mais la valeur estimée du paramètre r_0 pour POMME est 40 km. Les arguments théoriques qui plaident en faveur de l'utilisation d'une telle fonction plutôt que d'une gaussienne sont explicités dans la thèse de doctorat de Pierre-Yves Le Traon (1990). Sans entrer dans les détails, il s'agit d'une condition de positivité du spectre d'énergie cinétique. Le Traon and Ollittraut (1990) montrent que pour un écoulement géostrophique, toutes les fonctions de covariance entre u , v et ψ peuvent se déduire de la seule fonction $C(r) = \overline{\psi(x)\psi(x+r)}$:

$$\begin{aligned}\overline{\psi(\mathbf{x})u(\mathbf{x}+r)} &= -\frac{r_y}{r^2} \frac{dC}{dr} \\ \overline{\psi(\mathbf{x})v(\mathbf{x}+r)} &= \frac{r_x}{r^2} \frac{dC}{dr} \\ \overline{u(\mathbf{x})u(\mathbf{x}+r)} &= \frac{r_x^2}{r^3} \frac{dC}{dr} + \frac{r_y^2}{r^2} \frac{d^2C}{dr^2} \\ \overline{v(\mathbf{x})v(\mathbf{x}+r)} &= \frac{r_x}{r_x^2 + r_y^2} \frac{dC}{dr} \\ \overline{u(\mathbf{x})v(\mathbf{x}+r)} &= \frac{r_x}{r_x^2 + r_y^2} \frac{dC}{dr}\end{aligned}$$

où $r = (r_x, r_y)$ est le vecteur de séparation. Les covariances avec la hauteur dynamique sont déduites des covariances avec ψ par :

$$\overline{H(\mathbf{x})u(\mathbf{x}+r)} = \frac{f}{g} \overline{\psi(\mathbf{x})u(\mathbf{x}+r)}$$

Nous avons adopté une structure gaussienne pour la covariance temporelle, avec la même durée caractéristique pour toutes les variables, soit 10 jours.

3.1.6 Performances relatives des Méthodes

Les performances relatives des méthodes dépendent de plusieurs critères extérieurs, en particulier :

1. la qualité du champ *a priori*, ou la norme de l'innovation,
2. l'intervalle d'assimilation lié dans le cas du flotteur profilant à la durée du cycle du flotteur,
3. le temps intégral lagrangien de l'écoulement.

Nous avons effectué des expériences de sensibilité à la durée de la dérive des flotteurs et à la qualité du champ *a priori*, dont les résultats sont résumés dans les figures 3.2 et 3.3. Ces expériences sont du type expériences jumelles, avec comme «état vrai» un champ de vitesse réaliste tiré des analyses SOPRANE et comme champ *a priori* un champ altéré par combinaison linéaire avec un champ d'une date antérieure, de façon à faire varier l'erreur d'estimation *a priori*

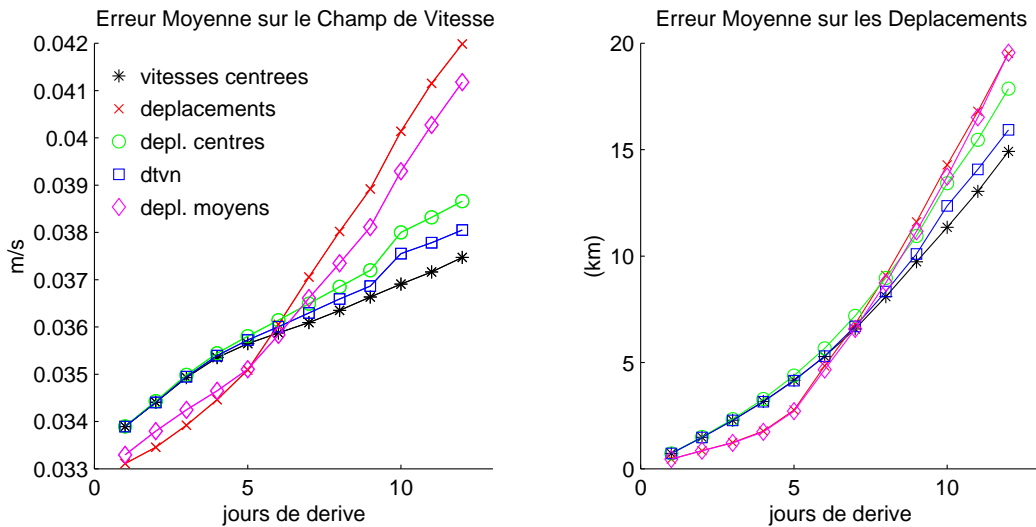


FIG. 3.2 – Erreurs sur l’estimation du champ de vitesse et des déplacements en fonction de la durée de dérive de subsurface, dans des expériences jumelles de sensibilité (*cf.* texte). L’erreur moyenne de vitesse pour le champ *a priori* (non représentée) est 0.050 m/s.

des vitesses entre 0 et 0,55 fois la variance des vitesses. 180 flotteurs simulés dérivent dans le champ vrai et leur dérives sont utilisées pour l’estimation du champ de vitesse résultat.

Comme on peut le constater sur la figure 3.2, un résultat plutôt inattendu est que pour un champ *a priori* assez éloigné de la vérité (erreur *a priori* de 0,55 fois la variance du signal), les performances de la méthode des déplacements (croix rouges) sont meilleures pour de petites durées de cycle, alors que pour des durées de cycle plus longues, ses performances sont moins bonnes que celles de la méthode des vitesses centrées (étoiles noires). Les diverses autres méthodes testées ont des performances intermédiaires et ne semblent pas présenter un grand intérêt par rapport aux deux premières méthodes.

La figure 3.3 montre les résultats quantitatifs de ces expériences de sensibilité à la durée de la dérive et à l’erreur *a priori*, obtenus pour un cas particulier (estimation du champ SOPRANE analysé du jour 18525). Aussi bien la méthode des vitesses (panneau de gauche) que celle des déplacements (panneau du centre) permettent de réduire l’erreur initiale, et l’erreur d’analyse dépend principalement de l’erreur d’ébauche.

Ces tests de sensibilité permettent de conclure que :

1. les méthodes utilisant la vitesse, qui consiste à linéariser complètement l’opérateur d’observation, ont le défaut de ne pas donner d’innovation nulle lorsque l’*a priori* est « parfait », c’est-à-dire que leurs performances sont inférieures lorsque la qualité de la prévision est très bonne. Une prévision excellente peut même être systématiquement dégradée.
2. Pour une prévision de moins bonne qualité, et de façon plutôt surprenante, les méthodes

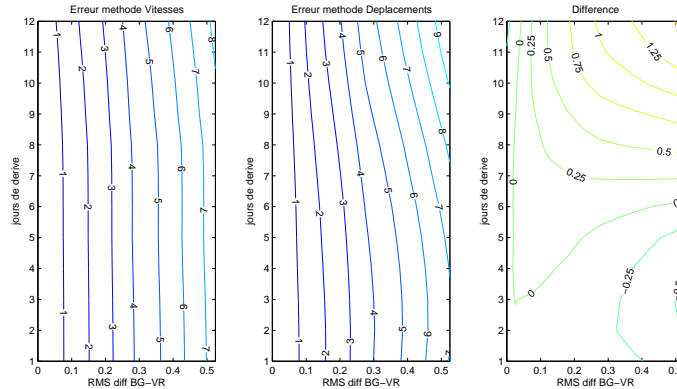


FIG. 3.3 – Erreurs sur l’estimation du champ de vitesse (en termes d’énergie cinétique, $[cm^2/s^2]$) pour la méthode des vitesses (à gauche) et des déplacements (au centre) dans des expériences jumelles de sensibilité (*cf.* texte). Les différences (à droite) sont positives lorsque la méthode des vitesses est meilleure.

utilisant la dérive donnent de meilleurs résultats pour des temps de dérive courts (inférieurs au temps intégral lagrangien), alors que les méthodes utilisant la vitesse sont plus performantes pour des temps de dérive plus longs. Il semblerait que lorsque l’opérateur d’observation devient fortement non linéaire, il est plus efficace de le linéariser complètement.

3.1.7 Stabilité de l’analyse

Bien que la matrice de covariances des erreurs de prévision soit par construction symétrique et inversible, elle peut être mal conditionnée, ce qui arrive en particulier quand on inclut dans les données à analyser des données très proches dans le temps et dans l’espace par rapport aux échelles spécifiées dans les fonctions de covariance. Le poids des éléments non diagonaux de la matrice devient alors proche du poids des éléments diagonaux, et l’inversion peut conduire à des composantes du vecteur η (²) beaucoup plus grandes que les observations.

Il existe deux solutions classiques pour résoudre ce problème, la première étant de moyenner systématiquement les données proches, la seconde d’adopter une méthode incrémentale (méthode des corrections successives, voir par exemple Ubaldi et Buzzi, 1994). Pour des raisons de simplicité, nous avons choisi d’implémenter la première méthode.

² $\eta_r = \sum_{s=1}^{N+2M} A_{rs}^{-1} \phi_s$ avec les notation de la section 2.4.2

3.2 Analyses de la circulation en temps réel (Article 1)

3.2.1 Résumé

La méthode d'analyse objective de données lagrangiennes décrite dans la section 3.1 a été appliquée en temps quasi-réel à l'ensemble des données disponibles durant les campagnes afin d'étudier la circulation dans les couches superficielles. En plus des données prises en compte comme déplacements lagrangiens (PROVOR, MARVOR, RAFOS), les analyses intègrent des données de vitesse pseudo-eulériennes (SURDRIFT et SVP corrigées des effets du vent), les profils de densité et de température issus des campagnes à la mer et ceux provenant des PROVOR et des XBT des navires d'opportunité. L'analyse se focalise sur les couches superficielles (de 400 m de profondeur à la surface) pour lesquelles on dispose de plus de mesures que pour les couches profondes. L'analyse objective bidimensionnelle est appliquée successivement à chaque niveau en commençant par le niveau le plus profond (1800 m). La correction effectuée à chaque niveau est utilisée pour améliorer les champs *a priori* des niveaux supérieurs. Une analyse hebdomadaire a été effectuée en utilisant comme champ *a priori* les analyses du système opérationnel SOPRANE, basé sur un modèle quasi-géostrophique (Blayo, 1994) assimilant l'altimétrie satellitale. L'ensemble de données utilisé couvre une période d'un peu plus d'un an entre le début de septembre 2000 et la fin de septembre 2001, avec une densité maximale d'observation dans la zone POMME.

A quelques occasions (durant les campagnes), il a été possible de faire des analyses avec des jeux de données indépendants qui ont permis d'évaluer les erreurs de l'analyse. Ces erreurs sont très inférieures à l'amplitude des signaux de méso-échelle. Les champs analysés présentent plusieurs améliorations par rapport aux champs *a priori* : l'évolution temporelle de l'énergie cinétique est plus régulière, et sa structure spatiale est plus cohérente. Les structures tourbillonnaires et frontales sont mieux définies (gradients plus forts) et dans le cas d'une structure particulière (A1), la précision de la détermination du centre de la structure (comparée à la vérité terrain fournie par les flotteurs) a pu être quantifiée à 15 km RMS, alors que pour le centre déterminé à partir des champs SOPRANE, la précision était de l'ordre de 25 km.

Les échelles des structures cohérentes dans l'analyse sont toutefois plus grandes que les échelles observées. La méthode proposée ne permet pas non plus de reproduire de façon satisfaisante les cisaillements verticaux de courant.

Des diagnostics basés sur la simulation de trajectoires lagrangiennes dans ces champs analysés indiquent que la structure de courant vers 41-42°N correspond à un front qui joue le rôle de barrière dynamique pour la diffusion des traceurs, mis à part pendant les mois de mars et avril 2001. Cette interprétation est confortée par les observations hydrologiques et biologiques de POMME. Si la distribution de données incluses dans l'analyse n'est pas toujours suffisante pour contraindre le champ de vitesse, la méthode d'analyse objective permet aussi de diagnostiquer quand et où cela arrive.

3.2.2 Discussion

Ce type d'analyse, qui a été mis en place pour produire une vision synoptique de la circulation à moyenne échelle en temps quasi-réel avec des moyens réduits, a bien sûr des limitations : d'une part, la stratégie d'analyse adoptée privilégie systématiquement l'exactitude pour les niveaux supérieurs : une observation prise en compte à une certaine profondeur conditionnera les champs à ce niveau-là et aux niveaux supérieurs, mais pas à des niveaux plus profonds. La conséquence est que la **cohérence verticale** avec les champs des niveaux inférieurs n'est pas assurée dans le cas de la prise en compte de données de vitesse aux niveaux supérieurs. La solution de ce problème aurait été de mettre en place une inversion tridimensionnelle au lieu de notre inversion par niveau ; La quantité de données à prendre en compte dans l'inversion aurait donc été augmentée d'un facteur cinq et cela nous aurait obligé utiliser une méthode approchée comme par exemple SOFA au lieu de notre inversion exacte. Il aurait aussi fallu spécifier les corrélations verticales ; les travaux exploratoires entrepris à ce sujet à partir de données eulériennes historiques disponibles au BODC et au SISMER pour la zone POMME élargie n'ont pas permis de réunir un échantillon statistique suffisamment grand pour obtenir des statistiques fiables.

L'autre défaut de nos analyses est de fournir uniquement un champ de fonction de courant, d'où l'on déduit un champ de vitesse non divergent ; elles ne fournissent pas d'information sur les caractéristiques hydrologiques, sur les divergences horizontales du champ de vitesse ou sur d'autres variables non observées. L'avantage est que ces champs sont construits de façon assez directe à partir des observations, et qu'il est possible de relier directement des anomalies observées dans le champ à des observations, ce qui n'est pas généralement le cas dans les méthodes inverses, surtout si elles prennent en compte des observations de nature hétérogène et des relations entre variables sous forme de contraintes.

La méthode utilisée par Fabienne Gaillard et collaborateurs (2005) pour réaliser une synthèse des observations physiques de POMME permet de résoudre ces lacunes, en estimant la température, la salinité et le courant sur un grille régulière. Pour cela, ils utilisent un filtrage de type Kalman, avec une étape de prévision consistant en un simple rappel à une climatologie. Afin de réduire la taille du vecteur d'état, ils utilisent une réduction d'ordre par EOF (Empirical Orthogonal Functions) sur la verticale et par composantes de Fourier sur l'horizontale. La température et la salinité sont représentés par des modes couplés (sans anomalie de densité) et des modes en salinité. La densité et la fonction de courant sont diagnostiquées à partir des modes de salinité. Pour les profils de température seulement, la salinité est estimée par une relation statistique avec une erreur associée.

Les champs de température, salinité, densité et fonction de courant obtenue par cette méthode ont permis d'estimer le budget de chaleur annuel et le volume d'eau modale subductée par classe de densité (Gaillard *et al.*, 2005), et les valeurs obtenues sont très vraisemblables, mais il semble difficile, vu la complexité de la méthode, de donner des barres d'erreurs pour ces estimations.

La contrepartie est une représentation moins fine de la structure horizontale, en particulier des

fronts et des structures tourbillonnaires intenses, et une structure verticale de vitesse conditionnée par les modes, qui sous-estime nettement le gradient d'énergie cinétique entre 600 m et la surface. Le fait d'opter pour la persistance tempérée par un rappel à une climatologie en guise d'évolution temporelle a aussi pour effet d'induire un biais systématique vers le passé, ce qui est souvent un problème inhérent aux analyses en temps réel (car par définition seul le passé est connu), mais pour une synthèse *a posteriori*, c'est plutôt dommage.

3.2.3 Perspectives

Les champs de courant obtenus, qui permettent malgré leurs limitations d'avoir une idée assez exacte de la dynamique de méso-échelle, ont été largement utilisés dans des expériences d'advection, qui permettent de quantifier l'effet intégral de la dynamique tourbillonnaire sur la répartition des masses d'eaux dans la zone (*cf.* sections 3.6 et 3.7). Pour valider cette approche, on pourrait comparer de façon plus approfondie, pour des flotteurs observés et les particules simulées, les statistiques lagrangiennes et la dispersion. Des premières comparaisons sont montrées dans la section 3.6 avec des résultats encourageants.

On a vu qu'avec les estimations obtenues par des méthodes inverses (au sens général) sans l'utilisation d'un modèle comme prédicteur et comme interpolateur dynamique, on arrive à des limites pratiques si on veut étudier et comprendre des phénomènes physiques dont les échelles temporelles ou spatiales ne sont pas bien résolues, ou pour lesquelles certaines variables ne sont pas observées.

3.3 Inventaire et suivi des structures tourbillonnaires

3.3.1 Motivation

Les premiers résultats des campagnes POMME (*cf.* section 3.2) ont montré que, comme on l'attendait, le courant moyen à grande échelle y est très faible, ne dépassant pratiquement pas 3 cm/s. En revanche, des structures tourbillonnaires persistantes ont pu être identifiées aussi bien par les mesures *in situ* eulériennes et lagrangiennes que par l'altimétrie satellitale. Durant les campagnes POMME1 et 2, on a également pu caractériser un front vers 41-42°N séparant les eaux de surfaces du Sud, plus chaudes et plus salées, de celles du Nord.

La nature, la provenance et l'évolution de ces structures tourbillonnaires, ainsi que la permanence et la variabilité du front vers 41°N sont déterminantes si on souhaite caractériser l'influence de la circulation à méso-échelle sur la subduction de l'eau modale, un des objectifs centraux de POMME. De plus, ces structures conservent, en première approximation au moins, leur caractéristiques hydrologiques au cours de leur histoire et fournissent donc un repère plus naturel pour le référencement d'observations de biologie ou de traceurs que la position géographique,

d'où l'importance pour un projet multidisciplinaire comme POMME de disposer d'une «nomenclature» et d'un suivi des structures observées.

3.3.2 Combiner les sources d'information

Des premiers éléments de réponse sur la localisation et les caractéristiques des structures peuvent être apportés par les mesures satellitales, mais après avoir tenté, avec Bernard Le Cann, d'explorer le potentiel de ces données pour identifier et suivre un ensemble de structures cohérentes identifiées lors des campagnes ou grâce aux trajectoires de flotteurs, nous sommes parvenus aux conclusions suivantes :

1. les données altimétriques permettent en général de suivre les tourbillons les plus énergétiques, comme cela a été fait par Morrow *et al.*(2004), mais certains tourbillons intenses en subsurface et tracés par les flotteurs MARVOR de POMME n'avaient qu'une faible signature altimétrique, et n'ont pas pu être détectés. D'autre part, les structures de taille relativement faible «disparaissent» parfois dans l'intervalle entre deux traces des satellite TOPEX ou ERS pendant plusieurs semaines, et il est difficile alors de les identifier et de les suivre sans ambiguïté,
2. l'anomalie de hauteur de surface correspondant à une structure donnée donne une idée de son intensité, mais peut varier assez irrégulièrement au cours du temps, ce qui suggère plus des problèmes de mesure (aliasing) qu'une réelle variabilité de la structure ;
3. les données de température de surface montrent parfois la trace de l'advection causée par les tourbillons, mais nous n'avons pas trouvé de moyen d'utiliser cette information systématiquement, d'autant plus qu'elle est conditionnée par l'existence d'un fort gradient horizontal de température, et altérée par des effets météorologiques : refroidissement local dû au vent, réchauffement différentiel dû aux variations du flux solaire incident.

Les données altimétriques peuvent être utilisées directement, mais aussi par le biais d'un modèle assimilant l'altimétrie, qui fait alors office d'«interpolateur dynamique» entre les observations.

Les données hydrologiques obtenues durant les campagnes POMME, en particulier les réseaux quasi-synoptiques des legs 1 (*cf.* 2.1.2), permettent de détecter et de cartographier la plupart des structures tourbillonnaires de mésoéchelle par leurs anomalies de propriétés hydrologiques, mais ne donnent pas d'information sur leur évolution, étant donné que l'intervalle entre les campagnes est suffisant (plusieurs mois) pour que les structures parcourent une distance supérieure à l'écart spatial moyen entre structures.

Les flotteurs lagrangiens permettent, s'il sont piégés dans une structure, de suivre la trajectoire du centre de la structure dans le temps, ce qui a été fait dans les cas où c'était possible (voir aussi Le Cann *et al.*, 2005, section 3.4). Cependant toutes les structures n'ont pas été échantillonnées par des flotteurs, ou pas sur toute la durée de l'expérience. On peut aussi s'attendre à ce que les flotteurs se retrouvent préférentiellement dans des structures particulières en

raison par exemple d'une convergence à leur niveau de dérive.

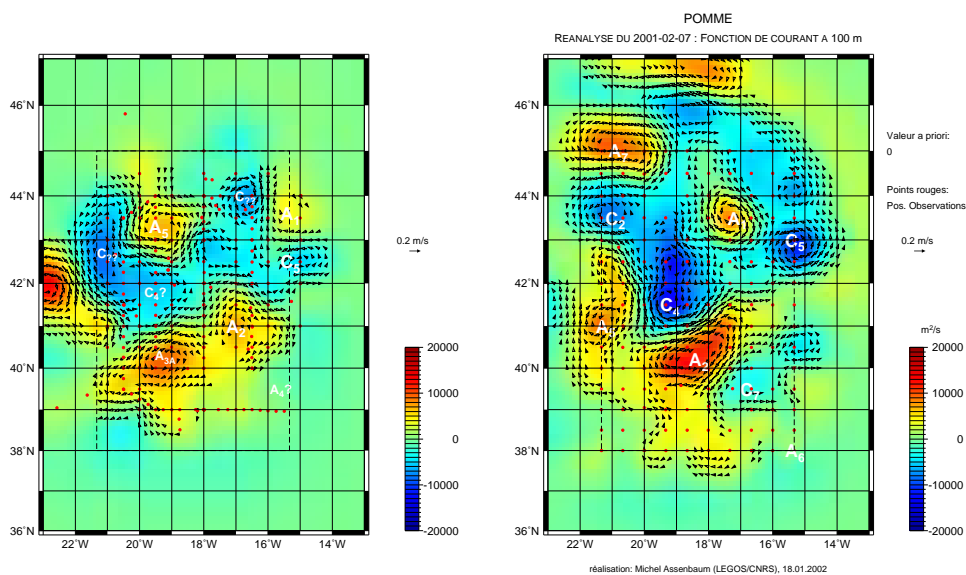
C'est en combinant ces diverses sources de données que nous avons essayé, en coopération avec Bernard Le Cann au LPO, d'identifier et de suivre systématiquement les structures tourbillonnaires dans POMME. Les campagnes hydrologiques permettent d'établir un inventaire de base des structures, et de caractériser leurs propriétés (ce qui fournit des informations sur leur provenance probable, et également un test de cohérence en vérifiant que les masses d'eaux piégées dans le coeur du tourbillon gardent les mêmes propriétés, lorsque le suivi s'étend à plusieurs campagnes). L'altimétrie, en l'occurrence des cartes altimétriques produites par CLS (projet DUACS) d'une part, et les sorties du modèle opérationnel SOPRANE du SHOM/CMO d'autre part, ont permis de suivre, dans la plupart des cas, les structures les plus marquées en anomalie de hauteur de surface. Enfin, les flotteurs ont livré des informations sur la trajectoire des structures mal détectées par l'altimétrie, et aussi permis de lever des ambiguïtés dues par exemple au passage d'une structure dans une zone inter-trace ou temporairement disparue des cartes altimétriques pour quelque autre raison.

3.3.3 Résultats

Les données altimétriques et les champs SOPRANE ont permis d'obtenir simplement et de façon semi-automatique des séries de positions de structures, en utilisant un algorithme de descente pour trouver les maxima/minima de hauteur dynamique et leur continuité au cours du temps (dans des champs hebdomadaires). Aussi bien dans les champs altimétriques que dans SOPRANE apparaissent des périodes où une structure est facilement repérée et des périodes où on constate des «bifurcations» (deux structures sont visibles là où il n'y en avait qu'une, des «apparitions», des «disparitions» ou des «fusions». Bien sûr, ces termes ne sont pas à prendre littéralement, une estimation bruitée de hauteur dynamique ne permettant pas de diagnostiquer les processus réellement à l'oeuvre dans les structures. La première cause des «disparitions» est vraisemblablement l'espacement entre les traces altimétriques, qui fait qu'un tourbillon en se propageant est tantôt échantillonné à son maximum d'anomalie de niveau de la mer, tantôt invisible entre deux traces des satellites, ou visible par intermittence s'il est échantillonné seulement par ERS-2 avec un période de 35 jours. Notons que la variabilité haute fréquence, en particulier les phénomènes barotropes, peut aussi causer des signaux de hauteur de la mer transitoires d'amplitude significative, et que des erreurs sur la mesure altimétrique (par exemple des erreurs de trajectographie du satellite ou le bruit de la mesure elle-même) interviennent aussi.

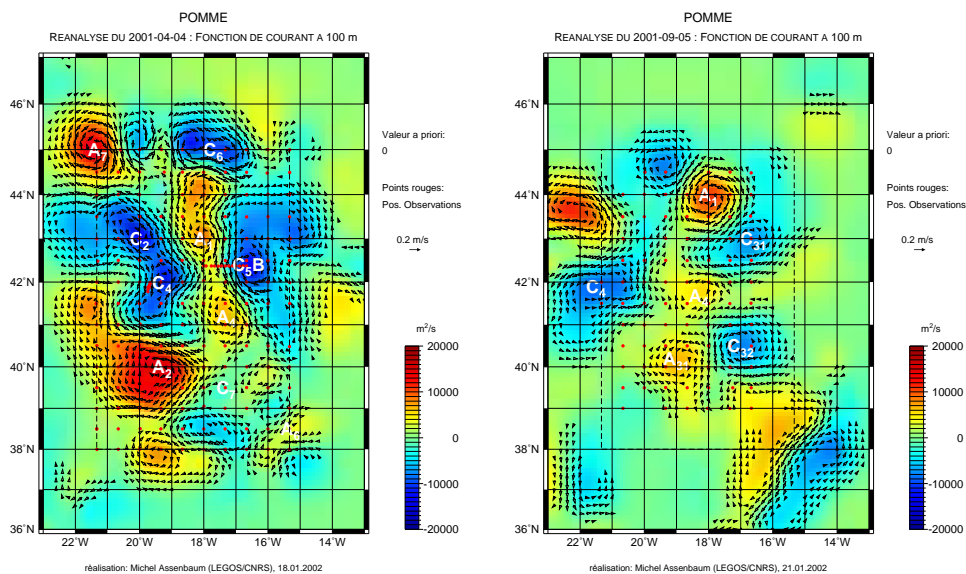
Le trajectoires de flotteurs permettent pour quelques structures de lever l'ambiguïté et de relier deux séries disjointes de positions issues de l'altimétrie.

Ensuite, il est possible d'identifier les structures dont les trajectoires ont été obtenues par l'altimétrie et les flotteurs à des anomalies hydrologiques lors des campagnes. Pour cela, on a réalisé à partir des mesures hydrologiques et en suivant la méthode décrite dans la section 3.2, mais avec un champ *a priori* nul, des analyses de hauteur dynamique (figure 3.4).



(a) POMME 0 - septembre 2000

(b) POMME 1 - février 2001



(c) POMME 2 - avril 2001

(d) POMME 3 - octobre 2001

FIG. 3.4 – Structures identifiées dans les données hydrologiques de campagnes. Les flèches représentent le courant géostrophique calculé à partir des données hydrologiques des campagnes, avec une hypothèse de niveau de vitesse nulle à 1800 m, et les couleurs la fonction de courant correspondante.

3.4 Description de la circulation superficielle (Article 2)

Cette section résume le travail effectué avec Bernard Le Cann, Gilles Reverdin et Jean-Claude Gascard et publié sous le titre «Observed mean and mesoscale upper ocean circulation in the mid-latitude North-East Atlantic during the POMME experiment (September 2000 - September 2001)» (voir article complet en annexe B). L'objectif de cet article était principalement de fournir les premiers éléments d'interprétation des observations de flotteurs lagrangiens (en particulier MARVOR et RAFOS, mais aussi des bouées dérivantes), et de caractériser la circulation de la zone, d'abord du point de vue statistique, puis en s'intéressant plus précisément à un certain nombre de structures tourbillonnaires qui ont été identifiées dans les observations des flotteurs et l'altimétrie satellitale.

3.4.1 Résumé

La circulation moyenne et la circulation à méso-échelle dans les couches superficielles (0 - ~ 500 m) d'une région de l'Océan Atlantique Nord-Est [36-47°N, 13-23°W] est étudiée à l'aide d'observations d'instruments lagrangiens et de données d'altimétrie satellitale. Dans cette région intergyre, située entre la Dérive Nord-Atlantique au nord et le système du Courant des Açores au sud, les courants sont faibles, aussi bien en moyenne qu'à méso-échelle. L'objectif de l'article est de quantifier la circulation moyenne et d'étudier la nature et l'évolution de structures tourbillonnaires cohérentes. L'ensemble de données lagrangiennes recueillies durant l'année POMME est décrit. Des flotteurs isobares totalisant 34.0 années-flotteur, ainsi que des flotteurs de surface représentant 27.9 années-bouée ont été déployés. Une analyse préliminaire de ce jeu de données à partir de statistiques élémentaires est faite. Nous montrons que la circulation moyenne est caractérisée par une alternance de courants zonaux de 2 à 5 cm/s, et par une faible composante méridienne en direction du sud, qui est intensifiée dans le sud de la zone, vers 38°N. Le courant vers le sud est presque nul au centre de la zone (vers 42°N), mis à part dans la partie ouest du domaine. L'énergie cinétique turbulente décroît du nord-ouest au sud-est de la zone, avec des valeurs passant de $\sim 100-200 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$ à $\sim 20-30 \text{ cm}^2\text{s}^{-2}$.

Bien que le niveau d'énergie soit faible, les structures de méso-échelle s'avèrent cohérentes et ont des durées de vie de l'ordre d'un an et très probablement plus. Aussi bien les cyclones que les anticyclones ont un déplacement moyen vers le sud-ouest. Dans la partie nord du domaine POMME, les structures anticycloniques sont des tourbillons d'eau centrale, dont la provenance probable est pour la plupart le bord est du bassin, alors que dans la partie sud, les structures anticycloniques semblent résulter de l'influence des «Meddies» (lentilles d'Eau Méditerranéenne) sur les niveaux supérieurs. Les structures cycloniques sont vues plutôt comme des «zones cycloniques», qui échangent entre elles de l'eau et des flotteurs. L'origine de ces zones cycloniques est moins claire. La vitesse de propagation vers l'ouest des structures tourbillonnaires semble s'accélérer vers le sud, ce qui est compatible avec la superposition de l'effet beta, la vitesse de

propagation étant proche de celle des ondes de Rossby longues, et de l'advection par le courant moyen. Les déplacements vers le sud sont comparables au courant moyen. L'influence de la bathymétrie profonde, qui semble contraindre les déplacements de certaines structures, est aussi abordée : en effet la propagation de plusieurs structures, tant cycloniques qu'anticycloniques, semble stoppée ou au moins infléchiée par la rencontre avec la Ride Açores-Gascogne.

3.4.2 Discussion et perspectives

L'étude des interactions avec la topographie, rapidement évoquées dans l'article (fin de la section 5 et conclusion), n'a pas pu être approfondie faute de temps. Plusieurs travaux expérimentaux (Cenedese, 2002) et numériques (Herbette, 2003) pourraient apporter des éclaircissements sur l'impact des monts sous-marins de la Ride Açores-Gascogne sur la propagation et sur l'évolution des structures. A part le cas de l'anticyclone A1 qui reste «bloqué» vers 18°W et 44°N, on constate que plusieurs structures (par exemple A2, C2, A5) ont des trajectoires parallèles à la Ride. Est-ce que ces trajectoires sont simplement conditionnées par une combinaison de la circulation moyenne et du mouvement propre de propagation vers l'ouest des tourbillons ? La topographie influe-t-elle *via* le courant moyen profond, ou bien existe-t-il une interaction directe ?

Pour pouvoir comprendre l'évolution de ces structures, surtout en surface, l'approche strictement cinématique utilisée dans l'article n'est pas suffisante ; par exemple il est utile de déterminer quelle masse d'eau forme le coeur de la structure pour connaître sa zone de formation (ou au moins pouvoir exclure certaines zones) et éventuellement son interaction avec l'atmosphère *via* les flux de chaleur et de flottabilité. Ces points sont abordés dans la section suivante (3.5).

Les mesures de flotteurs n'ont pas encore été complètement exploitées : pour la plupart des flotteurs, des séries de température sont disponibles et peuvent fournir des informations utiles. Mais de toute façon ces mesures ne sont pas assez denses pour avoir une image complète des variations verticales et radiales de vitesse, et de la stratification dans ces tourbillons. Les mesures de courant eulériennes (ADCP de coque, LADCP, mouillages courantométriques) pourront donner des informations complémentaires, surtout sur le profil vertical de vitesses et, en combinaison avec les données hydrologiques, sur les équilibres dynamiques dans ces tourbillons.

Le rôle de la dynamique tourbillonnaire dans la subduction est encore à quantifier, et les observations lagrangiennes décrites ici peuvent contribuer, en combinaison avec d'autres mesures, à évaluer le transport turbulent de chaleur $\langle v'T \rangle$ et à déterminer comment la contribution de la mésoéchelle aux flux horizontaux et à la subduction dans POMME peut être décrite : une advection des coeurs des structures, des phénomènes très localisés dans des zones dynamiquement actives, ou un transport par les structures à leur périphérie. Pour répondre à ces questions, une synthèse minutieuse de divers jeux de données et un énorme travail pluridisciplinaire sont encore nécessaires.

3.5 Caractéristiques T/S des tourbillons

3.5.1 Objectif et méthode

A partir du suivi des structures décrit dans les sections précédentes, nous avons tenté d'examiner plus précisément les caractéristiques hydrologiques de chaque tourbillon et leur évolution au cours de l'expérience. Une idée motrice de ce travail est que si les structures ont un rôle particulier dans la subduction lié à leur structure thermique verticale, son évolution devrait nous permettre de le déceler. Par ailleurs, on cherche aussi à obtenir des éléments sur la décroissance énergétique de ces tourbillons, et donc sur leur possible durée de vie. Enfin, nous nous intéressons à la structure verticale du point de vue dynamique (profils verticaux de vorticité) aux origines possibles de ces structures et à la balance dynamique qui les régit.

La méthode utilisée a été de créer une série journalière de positions du centre de chaque objet, en grande partie dans le cadre du travail commun avec Bernard Le Cann (2005). Pour chaque jour, on a alors calculé la distance aux profils hydrologiques disponibles et identifié de façon automatique les profils les plus proches du centre durant chaque campagne. Les anomalies de propriétés hydrologiques sont calculées en soustrayant aux valeurs du profil en question la moyenne des valeurs de tous les autres profils de la campagne situés dans une bande zonale de 200 km de large centrée sur le profil.

3.5.2 Résultats

Des profils hydrologiques suffisamment proches sur au moins deux campagnes ont pu être trouvés pour neuf structures : cinq zones anticycloniques et quatre zones cycloniques. Les profils obtenus pour un anticyclone (A1, figure 3.6) et un cyclone (C2, figure 3.5) sont présentés dans le texte. Quatre des cinq anticyclones (A1, A2, A5 et A6) présentent des anomalies positives de température et de salinité aux niveaux profonds, entre 800 et 1800 m de profondeur, avec un maximum souvent très marqué dont la profondeur se situe entre 1200 m et 1400 m.

Le cinquième anticyclone, A7 qui était situé au nord-ouest de la zone pendant POMME1 et POMME2, présente au contraire un fort minimum de température et de salinité à ces profondeurs et s'avère être de nature complètement différente.

Parmi les zones cycloniques, C2, C4 et C6 présentent des anomalies négatives de température et de salinité sur toute la colonne d'eau, avec un minimum au niveau des eaux méditerranéennes.

Pour plusieurs structures comme A6 et surtout C5, on observe une absence de continuité entre les propriétés hydrologiques, qui peut avoir plusieurs causes : soit il n'y a pas de profil suffisamment proche du coeur de la structure lors d'une campagne, et les propriétés hydrologiques du profil le plus proche ne sont donc pas représentatives des masses d'eau piégées dans ce coeur (exemple : A6 lors de POMME1) ; soit le suivi est inexact (imprécision dans la position ou confusion entre deux structures) ; soit des changements physique ont eu lieu dans la structure, en par-

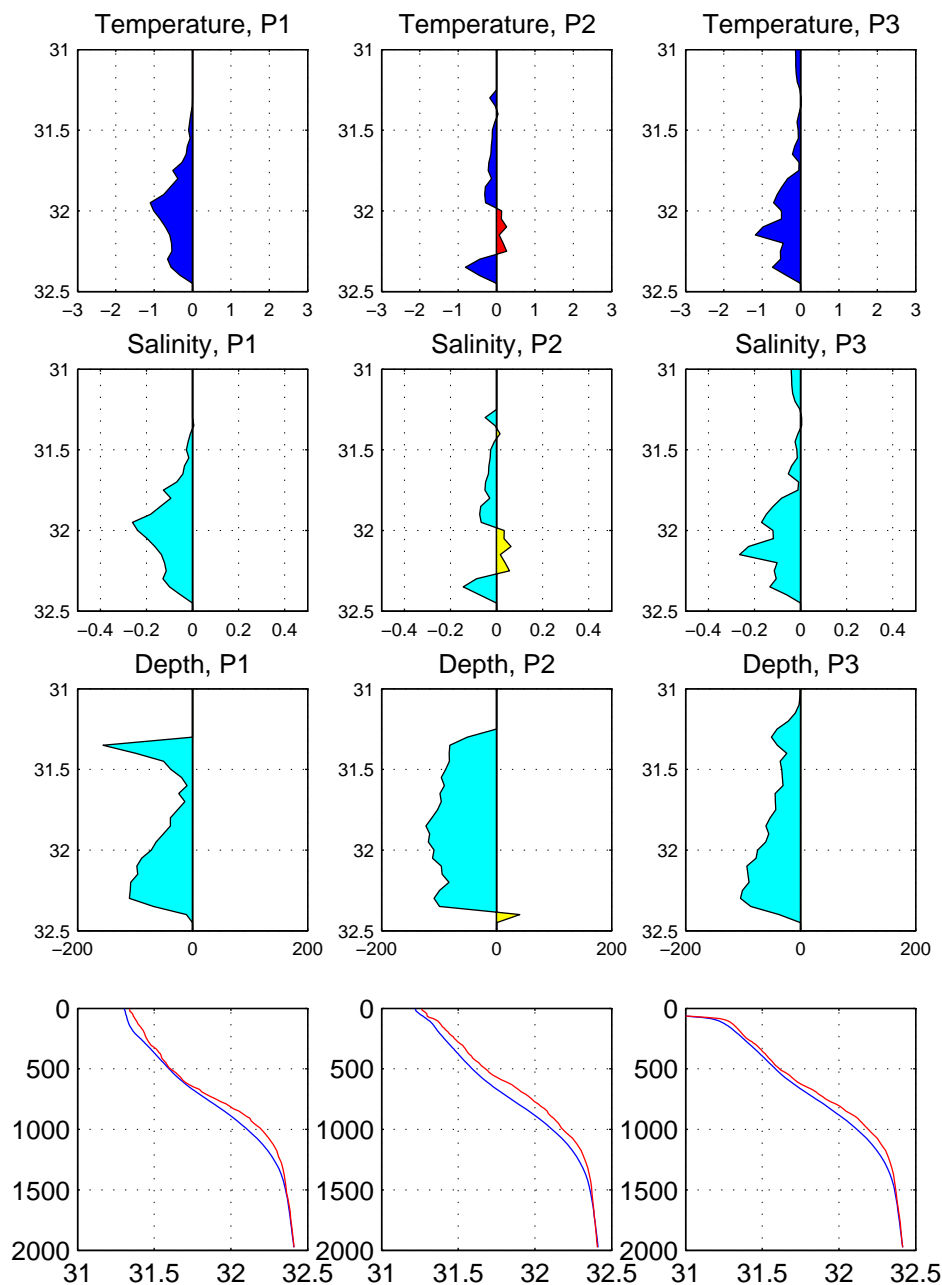


FIG. 3.5 – Structure C2 : Anomalies de température, salinité et profondeur sur surface iso- σ_1 pour les campagnes P1, P2 et P3. Les panneaux du bas montrent le profil de densité moyen (bleu) et celui de l'intérieur de la structure (rouge)

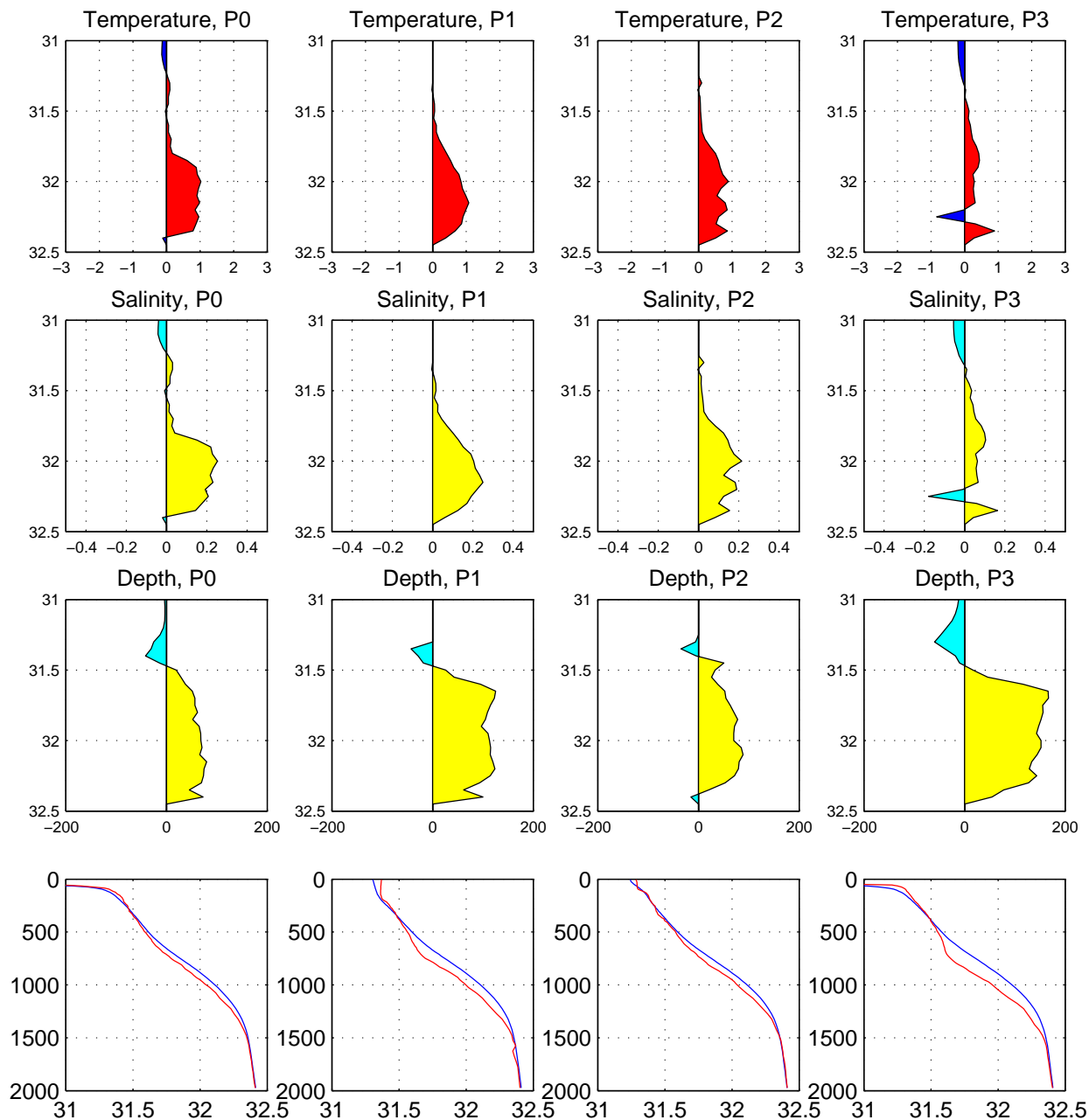


FIG. 3.6 – Structure A1 : Anomalies de température, salinité et profondeur sur surface iso- σ_1 pour les quatre campagnes POMME. Les panneaux du bas montrent le profil de densité moyen (bleu) et celui de l'intérieur de la structure (rouge)

ticulier on peut imaginer des « fusions » entre une structure profonde (par exemple un « meddy ») et une structure intensifiée en surface, qui une fois qu'ils sont superposés se renforcent mutuellement (suggestion de Bernard Le Cann, qui pourrait être corroborée par les travaux théoriques de Eyal Heifetz qui montre, dans le cas de l'instabilité barocline, des ondes de Rossby en propagation opposée (CRW, Counter-propagating Rossby Waves) sur des niveaux verticaux différents qui peuvent produire un blocage de phase réciproque.

La position de C2 lors de POMME0, ainsi que les propriétés hydrologiques de la structure C5, font partie des questions non encore résolues. La richesse du jeu de données POMME permet de penser qu'il sera possible de trouver des informations complémentaires permettant de répondre à ces interrogations, et de donner une image plus complète de l'évolution de ces structures.

Dans l'état actuel du traitement, l'intention initiale qui était de quantifier les échanges et la perte d'énergie de certaines structures n'a pas pu être poursuivie, en raison des grandes incertitudes qui subsistent sur la position relative des structures et des profils. Une solution serait certainement de sélectionner les structures qui ont été échantillonnées à bien plus haute résolution lors des legs 2 des campagnes P1, P2 et P3.

3.6 Traceurs lagrangiens

3.6.1 Motivation et Méthode

Les processus comme la subduction ou les échanges de masses d'eau sont de nature lagrangienne, et on les définit en suivant une « particule » d'eau (un volume élémentaire) jusqu'à qu'elle ait perdu le contact avec la surface (respectivement : traversé une certaine frontière). Lorsqu'on essaie de caractériser et de quantifier ces processus à partir de champs eulériens moyens de vitesse, on fait implicitement des hypothèses de stationarité en contradiction avec l'importance probable des phénomènes transitoires dans les processus étudiés. La simulation de l'advection de particules lagrangiennes dans des champs estimés (issus d'un modèle ou d'observations) permet d'acquérir une vision des transferts réels de masses d'eau qu'il est impossible de déduire directement de champs de vitesse moyenne eulérienne (Döös, 1995 ; Blanke et Raynaud, 1997 ; Blanke *et al.*, 2002). Dans l'expérience POMME, ces méthodes sont un outil intéressant pour quantifier la subduction en tenant compte de l'effet de la circulation horizontale à mésoéchelle. Ces mêmes particules simulées peuvent permettre de quantifier le mélange horizontal dû à la dynamique tourbillonnaire et le temps de résidence dans la zone.

Nous avons utilisé les champs de vitesse bidimensionnels aux niveaux 100 m, 200 m et 300 m des analyses hebdomadaires de circulation de la section 3.2 pour advecter des particules dans diverses expériences. Les vitesses hebdomadaires sont interpolées linéairement dans le temps sur une maille de $0,1 \times 0,1^\circ$. L'advection utilise un schéma RK4-L2 avec un pas de temps de 3 heures.

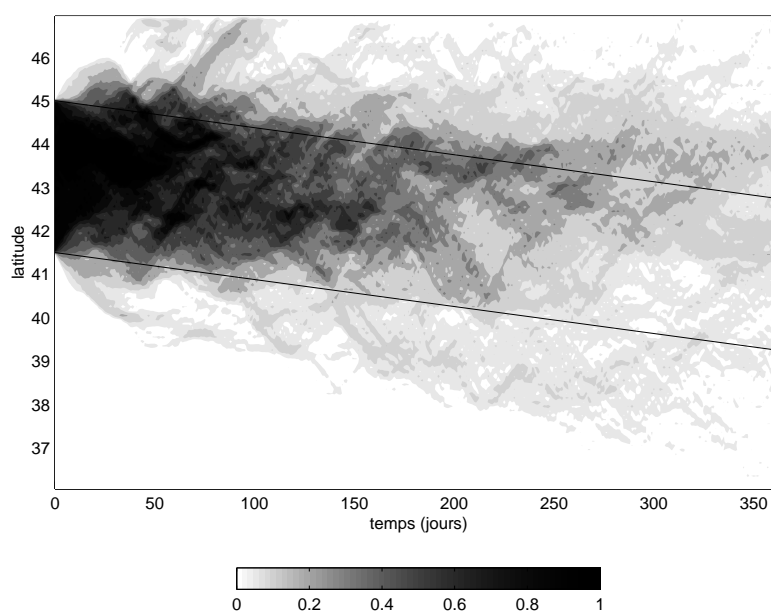


FIG. 3.7 – Evolution en fonction du temps de la moyenne zonale de «concentration» en flotteurs dans l'expérience d'advection sur un an (de P0, sept. 2000, à P3, sept. 2001) des eaux situées dans la moitié nord du domaine POMME (au nord de $41,5^{\circ}\text{N}$). La plus petite concentration grisée est 0,05. La concentration initiale était de 1,00 dans le nord du domaine et 0 partout ailleurs. Les lignes obliques indiquent la vitesse moyenne d'advection vers le sud calculée à partir des flotteurs réels par Le Cann *et al.*(2005).

Les expériences consistent à placer un ensemble de particules (typiquement plusieurs milliers) dans une sous-région donnée du domaine et de les advecter toutes pendant un même laps de temps. Les particules qui sortent des limites du domaine POMME sont marquées d'un attribut, mais continuent à être advectées et peuvent éventuellement rentrer dans le domaine. Les particules qui sortent du domaine des analyses ($36\text{-}47^\circ\text{N}$, $13\text{-}23^\circ\text{W}$, soit environ 2° au large du domaine POMME) sont arrêtées à l'endroit où elles atteignent la frontière.

3.6.2 Expériences et Résultats

Une première série d'expériences avait pour but de quantifier le temps de résidence dans la zone POMME et les échanges entre la moitié nord et la moitié sud du domaine ; ces résultats sont présentés de façon synthétique dans l'article section 3.2, mais quelques résultats complémentaires sur les flux nord-sud sont donnés ici. Les particules ont été réparties de façon homogène sur la moitié nord du domaine POMME (au nord de 41°N) et ont été advectées par le champ de courant à 200 m depuis la campagne POMME0 (septembre 2000) jusqu'à la campagne POMME3 (septembre 2001). La combinaison de l'advection et de la diffusion résulte en un flux net vers le sud (figure 3.7) qui n'est pas régulier, mais marqué par des «événements» qui semblent être contrôlés par le champ de vitesse turbulent et ses déformations. Le transport lagrangien vers le sud vu par l'ensemble de particules est nettement inférieur à un transport «moyen» calculé à partir de la vitesse méridienne moyenne de -8 mm/s déterminée par Le Cann *et al.* (2005), mais cette moyenne sur le domaine POMME n'est pas représentative du transport à 41.5°N car elle inclut la partie sud de POMME où les vitesses méridiennes sont supérieures. D'ailleurs, la moyenne eulérienne de la vitesse méridienne des analyses n'est pas significativement différente de zéro entre 38°N et 43°N (section 3.2). D'après les analyses de courant, le transport lagrangien vers le sud des eaux modales, qui se situent à des profondeurs proches de 200 m au milieu de la zone POMME, est donc principalement dû à la turbulence, et de nature intermittente, même en considérant une moyenne zonale : sur certaines périodes (de l'ordre du mois), on constate peu d'advection vers le sud, soit que le front à $41\text{-}42^\circ\text{N}$ constitue une barrière dynamique assez efficace, soit que la distribution des vitesses et des particules est telle qu'aucun transport n'a lieu au travers de la section à $41,5^\circ\text{N}$. Comme le montre clairement les statistiques de résidence des particules présentées dans la figure 3.8, les eaux présentes dans la zone nord en septembre 2000 sont très majoritairement évacuées par les limites est et ouest et par la limite nord (80%), et très peu passent dans la zone sud (13%). Le temps de résidence défini comme le temps après lequel la moitié des particules ont quitté la zone de déploiement est estimé à 80 jours pour le nord et 92 jours pour le sud en partant de POMME 0 (septembre 2000), mais seulement 52 jours et 68 jours respectivement en partant de POMME 1 (février 2001). Cette différence est selon toute vraisemblance significative et liée à la variation saisonnière des niveaux d'énergie, mais il se peut qu'elle soit quand même en partie due à des effets d'échantillonnage, le nombre de mesures in situ étant inférieur lors de la campagne POMME0. Les eaux de la partie sud du domaine (figure 3.9, sont bien sûr advectées

majoritairement vers le sud, mais, de façon un peu surprenante par rapport à ce qui a été observé sur les flotteurs (Le Cann *et al.*, 2005), une proportion non négligeable est aussi évacuée par le nord du domaine, ce qui peut être expliqué par le gradient d'énergie cinétique entre le nord et le sud.

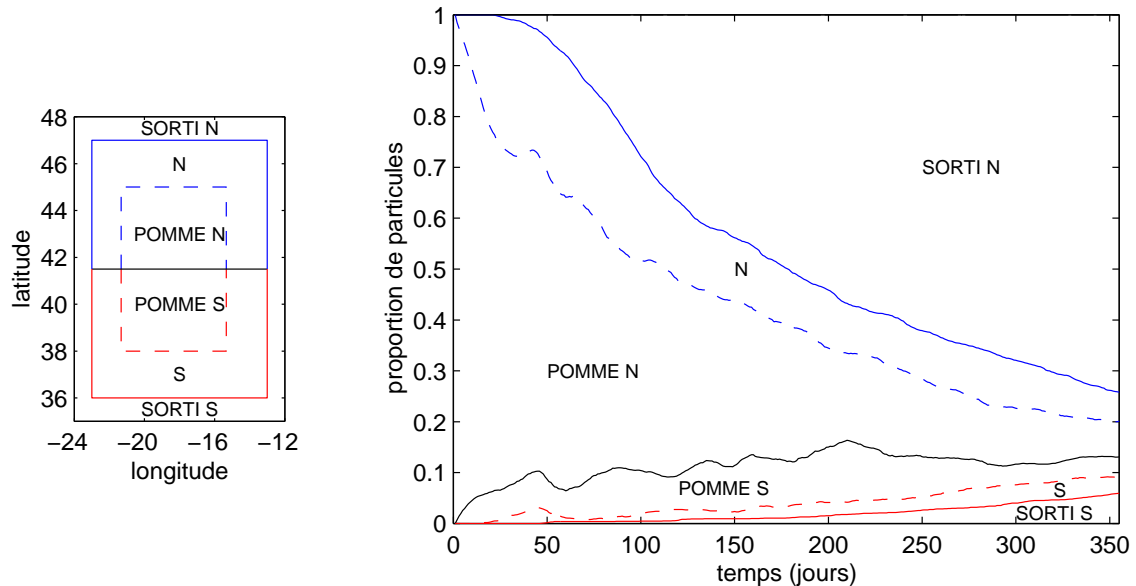


FIG. 3.8 – Evolution des proportions de particules advectées dans différentes boîtes (définies sur le panneau de gauche) lors de l'expérience d'advection sur un an des eaux situées dans la moitié nord du domaine POMME (au nord de $41,5^{\circ}\text{N}$).

Une seconde série d'expériences était plus liée à l'étude de l'évolution des caractéristiques des eaux centrales (contribution à l'article en annexe C). Dans ce cas, des zones identifiées comme présentant des caractéristiques homogènes (en particulier : maximum d'oxygène dissous) durant une campagne hydrologique ont été sélectionnées, et les particules placées dans ces sous-régions ont été advectées jusqu'à la campagne suivante pour vérifier si l'évolution entre deux campagnes pouvait en partie être expliquée par l'advection. Les advections ont aussi été effectuées «à rebours», c'est-à-dire qu'on a advecté par le vecteur $-\mathbf{v}$ pour localiser l'origine des anomalies observées. L'advection «à rebours» ne pose pas de problème dans le cas des particules lagrangiennes, car le processus est inversible (aux erreurs du schéma numérique près) puisque nous ne représentons pas de diffusion de particules sous-maille.

3.6.3 Discussion

Des calculs de fonction d'autocorrélation des vitesses lagrangiennes dans les observations (flotteurs RAFOS) et avec les particules simulées donnent des résultats très analogues, mais ce

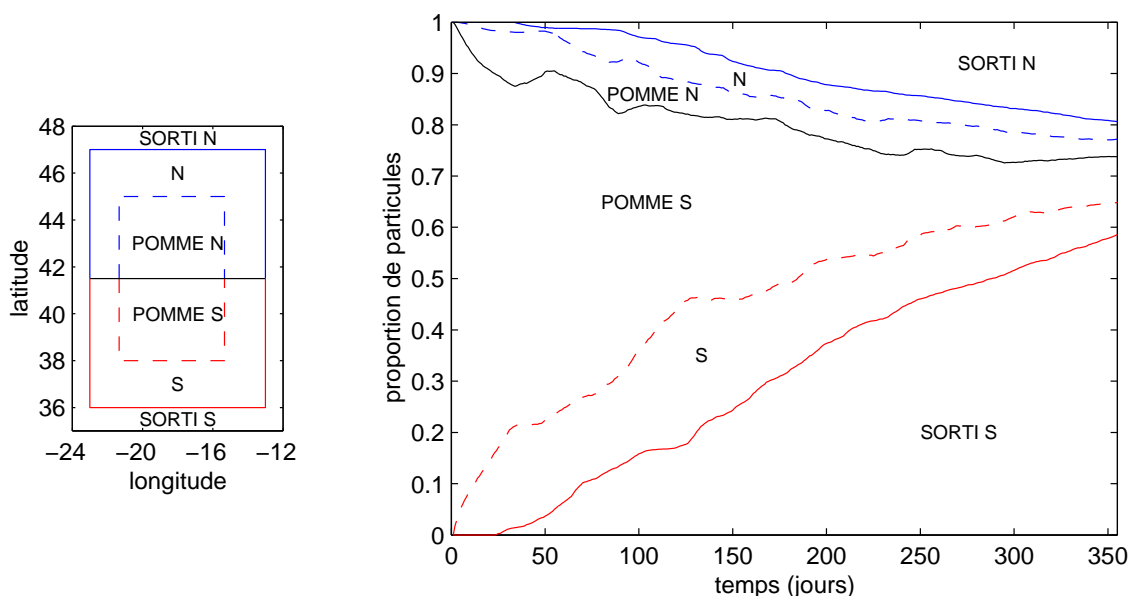


FIG. 3.9 – Comme la figure 3.8, pour des particules réparties initialement dans la moitié sud du domaine POMME (au sud de $41,5^{\circ}\text{N}$).

n'est qu'une condition nécessaire pour valider les résultats présentés ici. Les principales causes d'erreur sur les transports lagrangiens que nous avons identifiées sont :

1. les erreurs sur l'estimation du champ de vitesse,
2. la dispersion numérique conditionnée par la résolution temporelle et spatiale des champs de vitesse, qui a en particulier pour effet que le piégeage de particules dans les structures cohérentes pendant des durées de plusieurs mois, observé de façon récurrente dans la réalité (Le Cann *et al.*, 2005), n'est pas reproduit dans les simulations d'advection, et que la *nature* de la dispersion diffère entre la simulation et l'océan, même si sa valeur caractéristique est très comparable, ce qui implique que les effets à long terme de cette turbulence peuvent être différents.
3. la taille limitée du domaine de simulation (qui est un peu plus étendu que la zone POMME, mais pas assez pour éviter que quelques particules qui auraient pu recirculer dans la zone ne s'«échouent» sur les bords du domaine.

Une approche similaire a été suivie par Marina Lévy, en utilisant les mêmes champs de fonction de courant et le schéma d'advection des traceurs passifs et l'opérateur de diffusion biharmonique disponible dans le modèle OPA. Ces expériences sont présentées sur la page : http://www.lodyc.jussieu.fr/~marina/pom_marina.html. La différence principale est qu'elle considère une distribution continue de traceur, et non un ensemble fini de particules, et que son traceur est sujet à la diffusion, aussi bien une diffusion numérique (minimisée par l'utilisa-

tion d'un schéma d'advection performant) que la diffusion biharmonique paramétrée, qui est faible ($ah = -0.5 \times 10^9 m^4 s^{-1}$). Ses résultats sur les échanges nord-sud à l'intérieur de la zone POMME sont très voisins des nôtres, bien que le dispositif expérimental soit un peu différent.

3.7 Les Eaux Modales Nord-Est Atlantiques (Article 3)

L'article «Eastern North Atlantic Mode Waters during POMME (September 2000-2001)» (Reverdin *et al.*, 2005, en annexe C) présente une étude détaillée des caractéristiques des eaux modales dans une perspective isopycnale, et montre que les distributions de propriétés (température, salinité, oxygène) observées pendant les campagnes peuvent en partie être expliquées par une dynamique purement advective en s'appuyant sur la circulation horizontale estimée décrite dans la section 3.2 et sur des expériences d'advection de particules dans cette circulation.

3.7.1 Résumé

Les masses d'eau correspondant au niveau de l'Eau Modale Nord-Est Atlantique (ENAMW), qui constituent les niveaux supérieurs de l'Océan dans la zone POMME, ont été étudiées à partir des quatre principales campagnes hydrologiques du projet, entre septembre 2000 et septembre 2001. La température (et la salinité) sur les niveaux isopycnaux présentent un fort gradient méridional qu'on ne retrouve pas dans les données climatologiques, et qu'on associe à une anomalie de courant en direction de l'est vers 41°N . Sur une même isopycne, les eaux sont plutôt plus chaudes, plus salées, plus stratifiées et moins oxygénées vers le sud du domaine. A ce gradient méridien se superpose, en particulier au nord du jet, un gradient zonal des propriétés qui concorde avec les descriptions antérieures de l'hydrologie de cette zone.

Ces distributions à grande échelle sont significativement altérées par la méso-échelle au cours de l'«année POMME», en particulier entre la campagne de février et celle de début avril, ce qui est attribué (1) à l'arrivée d'eau modale du millésime 2001 dans la partie nord-est du domaine et (2) au mélange turbulent causé par la circulation à méso-échelle qui crée un transport de propriétés opposé à leur gradient, avec un coefficient de diffusion équivalent estimé à $2000\text{m}^2\text{s}^{-1}$ pour l'isopycne $\sigma = 27.10$. A plus petite échelle, les changements de propriétés sont significatifs et peuvent dans certains cas être expliqués par une advection par la circulation horizontale, ce qui est montré avec des diagnostics d'advection quasi-lagrangiens. On peut en particulier attribuer à l'advection sur surface isopycnale le fort refroidissement (accompagné d'une diminution de la salinité et d'une augmentation de l'oxygène dissous) observé dans le coin sud-ouest du domaine entre POMME1 et POMME2. A la même période, l'entrée dans le coin nord-est d'eau récemment ventilée, en particulier sur l'isopycne $\sigma = 27.05$ peut être expliquée de la même façon. Dans d'autres régions, et pour des intervalles de temps plus longs, l'évolution des masses d'eau est plus

difficile à expliquer de cette façon en raison de la dispersion et du mélange dus aux structures tourbillonnaires, ainsi qu'à la taille limitée du domaine POMME.

3.7.2 Résultats et perspectives

L'advection sur surface isopycnale permet donc d'expliquer plusieurs observations sur l'évolution des masses d'eau dans POMME, et les limitations à cette méthode semblent plutôt venir de la qualité de l'estimation de la vitesse à méso-échelle et de la représentation de la turbulence que de la présence de phénomènes diapycnaux. Les limitations liées un réalisme des trajectoires simulées se trouve dans la section 3.6.3 On peut ajouter que la taille limitée de la zone POMME a pour effet que le temps de résidence dans cette zone est seulement d'environ deux mois (*cf.* section 3.6), et que retrouver des masses d'eau entre des campagnes espacées de quatre (P0 à P1) ou six (P2 à P3) mois est exceptionnel. Dans la plupart des cas, l'eau est rapidement advectée hors du domaine.

On est loin d'avoir compris toute la variabilité des masses d'eau observée dans POMME, et il y a plusieurs observations intéressantes qui restent à expliquer plus en détail : d'une part, Louis Prieur (communications aux réunions du programme POMME, 2003 et 2005) observe une liaison forte entre la dynamique de surface et la dynamique profonde, au niveau des eaux méditerranéennes et des eaux du Labrador (MW/LSW), et suggère que les fronts et des structures observés en surface pourraient être conditionnés par un front profond entre MW et LSW et/ou des structures tourbillonnaires d'eau méditerranéenne (meddies).

Pour essayer de caractériser encore mieux la dynamique de ces eaux modales tout en conservant la perspective isopycnale de l'article, on pourrait aussi prendre en compte les mesures effectués sur divers traceurs pour contraindre la circulation qui pour l'instant a été déduite des observations de densité et de vitesse seulement. Pour atteindre une estimation quantitative, cela demanderait de mettre en place une méthode inverse (Wunsch et Minster, 1982 ; Paillet et Mercier, 1997), éventuellement en modélisant l'évolution des traceurs non conservatifs. Une telle étude est difficile étant donnée l'incertitude qui existe encore sur l'évolution de certains traceurs comme la consommation d'oxygène ou de nutriments (Van Aken, 2001), mais ces paramètres sont mieux contraints par les observations de POMME et des conclusions qualitatives de valeur sur les échanges de masses d'eau peuvent certainement être tirées d'une étude approfondie des différentes variables biogéochimiques.

Chapitre 4

Modélisation et assimilation de données de flotteurs

4.1 Implémentation de MICOM sur POMME

4.1.1 Etendue et Discrétisation

L'étendue du modèle correspond exactement à la zone des campagnes intensives de mesures de POMME, c'est-à-dire de 38°N à 45°N en latitude et de 21°20' W à 15°20' W en longitude. Ce choix est dicté principalement par l'avantage de pouvoir initialiser le modèle aux dates des campagnes avec un levé hydrologique quasi-synoptique de la zone de très bonne qualité et avec une résolution de 50 km environ, et de disposer ainsi de conditions initiales très réalistes. Comme la zone est de taille relativement petite (500 x 800 km environ), ce choix impose de porter une attention particulière aux conditions aux limites afin de ne pas "polluer" l'intérieur du domaine par exemple avec des ondes de gravités liées au rappel vers des valeurs prescrites aux frontières.

La grille horizontale présente un pas de 1/20e de degré de longitude sur une grille MERCATOR, soit une résolution de 3,9 km au nord de la zone (latitude 45°N) et de 4,4 km dans le sud (latitude 38°N). Le domaine utile modélisé comprend 121 x 188 points.

Sur la verticale, le modèle comporte vingt niveaux qui ont été sélectionnés pour tenir compte des critères suivants :

1. La possibilité de simuler l'entraînement et le déentraînement des eaux de surface, et donc de pouvoir à terme reproduire le processus de subduction de l'eau modale dans la zone,
2. Une représentation réaliste de la stratification dans les niveaux de zéro à 400 m, afin de pouvoir rendre compte de phénomènes baroclines dans cet intervalle,

Comme on dispose de très peu de mesures profondes dans POMME, il n'a pas semblé utile d'ajouter des niveaux profonds (en-dessous de 2000 m par exemple), car bien qu'il puisse y avoir une circulation non négligeable à ces profondeurs, nous ne serons pas en mesure de l'évaluer à partir d'observations ni de fournir des conditions initiales réalistes au modèle pour ces niveaux.

La couche isopycnale la plus profonde est donc caractérisée par une densité potentielle $\sigma_\theta = 27.8$ et occupe toute la partie profonde du domaine, d'environ 1800 m jusqu'au fond.

4.1.2 Bathymétrie

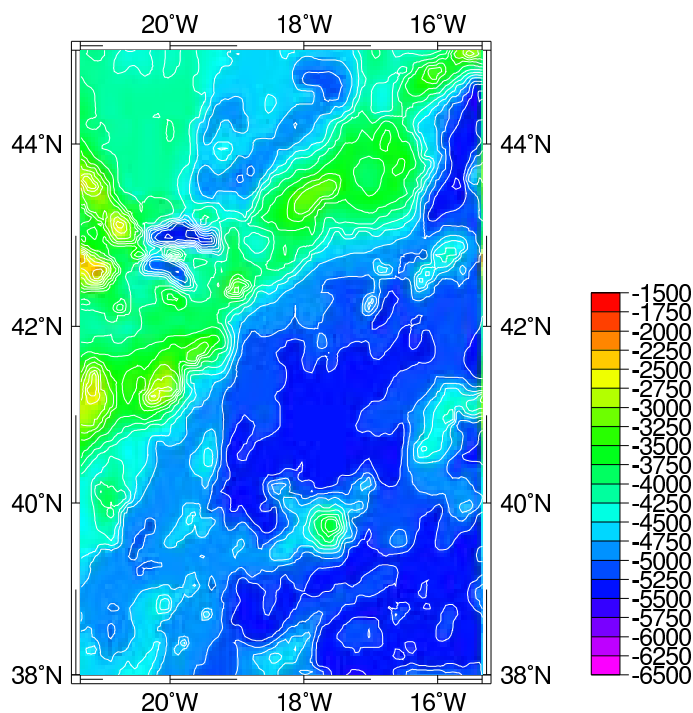


FIG. 4.1 – Bathymétrie à 5 km pour MICOM interpolée à partir des données ETOPO5

Une grille bathymétrique adaptée à la configuration retenue a été créée à partir du modèle digital d'élévation global *ETOPO5* par interpolation bilinéaire. Les profondeurs obtenues dans le domaine (figure 4.1) varient entre 2100 m et 5600 m. Les données *ETOPO5* sont communément utilisées en modélisation, mais il existe d'autres choix possibles. En particulier si l'on souhaite avoir une représentation très précise des interactions topographiques et des courants de fond, des données plus récentes et moins lissées permettraient d'avoir une meilleure représentation de la ride Açores-Biscaye, mais cela sort du cadre de cette étude.

4.1.3 Conditions aux Limites Latérales et Zone de Recirculation

Afin de pouvoir faire des simulations à haute résolution sans avoir à faire face à des coûts de calcul prohibitifs, on a vu que le domaine de calcul est restreint à la zone des campagnes. C'est donc un domaine physique complètement ouvert, ce qui pose la question des conditions à imposer aux frontières latérales pour pouvoir résoudre les équations de la dynamique dans le domaine. Suivant en cela le travail de Gavart *et al.* (1999), nous avons défini une zone de

recirculation autour du domaine, séparée du domaine physique par une zone tampon. Cet artifice permet de travailler sur un domaine de modélisation fermé et d'imposer des contraintes faibles (rappel à une climatologie par exemple) ou fortes sur des variables sélectionnées .

Gavart *et al.*(1999) utilisaient un rappel avec un coefficient de 1, qui équivalait à prescrire la température et la salinité sur les frontières. Une contrainte faible a été implémentée, contrôlée par le paramètre commun c_{damp} pouvant varier de zéro (pas de rappel) à 1 (prescription de la valeur sur les frontières). Ce paramètre correspond à un temps de rappel caractéristique $\tau_{damp} = \frac{\Delta t}{C_{damp}}$ où Δt est le pas d'intégration (barocline) du modèle. Dans un premier temps, nous avons choisi d'utiliser un rappel au champ initial sur les hauteurs de couche uniquement, avec $c_{damp}=0.01$, soit $\tau_{damp} = 4h$. On notera qu'on pourrait ajouter les termes de rappel sur la température et la salinité, à condition de conserver la densité des couches en tenant compte de la relation d'état.

4.1.4 Conditions Initiales

Dans le cas d'un domaine ouvert, il est impossible d'obtenir un état initial à partir d'un spin-up classique résultant d'un équilibre entre les flux de surface et la dissipation (Gavart *et al.*, 1999). L'idéal est de démarrer la simulation à partir d'un réseau d'observations aussi dense que possible. A défaut, il est possible d'utiliser une climatologie, mais dans ce cas, toute l'activité méso-échelle ne pourrait provenir que des forçages ou de l'assimilation de données. Dans le cas de POMME, et avec le choix de géométrie du modèle explicité plus haut, des couvertures quasi-synoptiques à bonne résolution sont disponibles pour les échéances des legs 1 des campagnes POMME1, POMME2 et POMME3, et dans une moindre mesure POMME0 (voir tableau 2.1 pour les dates et le nombre d'observations correspondant).

Nous avons testé un jeu de conditions initiales "climatologiques" basées sur l'atlas climatologique des océans de Levitus. Les niveaux d'énergie cinétique obtenus sont de l'ordre de $2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$, ce qui est cohérent avec la faible circulation moyenne que l'on attend sur la zone. En revanche, de tels niveaux d'énergie ne permettent aucunement de reproduire la dynamique observée et les phénomènes intéressants à moyenne échelle.

Les conditions initiales utilisées ont été créées à partir d'une analyse objective multi-données des observations de vitesse et de densité de la zone POMME. Cette analyse utilise l'hypothèse géostrophique et produit un champ tridimensionnel de fonction de courant à partir duquel est déduit le champ tridimensionnel d'anomalie de pression et l'élévation des interfaces des couches de MICOM.

Des champs tridimensionnels de température et de salinité calculés par analyse objective des observations hydrologiques ont été préparés par Guy Caniaux. Ces champs quasi-synoptiques fournissent des conditions initiales aux dates des campagnes P1, P2 et P3. Ils ont été utilisés comme champs initiaux pour OPA (Lévy *et al.*, 2005) et pour MICOM.

4.1.5 Particularités de l'implémentation

Le code utilisé se base sur la version 2.7 de MICOM adaptée par Nicolas Filatoff (NF) pour l'assimilation variationnelle. Les entrées-sorties diagnostiques et la configuration géométrique sont inspirées des développements de Michel Gavart (MG).

La partie centrale du modèle, qui comprend les équations du mouvement et les équations thermodynamique, n'a pas été modifiée. A part les modifications dans les routines d'advection de flotteurs lagrangiens et dans la prise en compte des flux POMME décrites dans les sections suivantes, les modifications qui ont été apportées concernent :

Le programme principal (`main` dans le code NF et `modele` dans le code MG) a été réécrit en introduisant une `namelist`, ce qui permet de changer certains paramètres sans avoir à recompiler le code, et de piloter toute une variété de tests et de types de simulations avec ou sans assimilation.

L'initialisation du modèle avec la réécriture de la procédure `inicon` pour initialiser les pressions à partir des hauteurs de couches et d'une surface libre connue, en se conformant exactement aux définitions des variables du modèle données par R. Baraille (1994).

La zone tampon séparant la zone de recirculation du domaine modélisé proprement dit, avec l'introduction d'un rappel faible contrôlé du paramètre `cdamp` dans la routine `inidamp`

Les routines d'équilibre géostrophique `eqgeos`, `eqgeos1` et `eqgeosa` ont été reprises et adaptées à partir d'une version plus récente et parallélisée du code MICOM. Ces nouvelles routines ont l'avantage de calculer le gradient de pression de la même façon que dans l'équation du moment de MICOM (calcul du potentiel de Montgomery, lissage de R. Bleck), évitant ainsi de petites différences de gradient de pression qui pourraient générer des ondes.

Les entrees-sorties avec la migration de tous les appels aux librairies NetCDF dans le fichier `iocdf.F` et la création des routines

```
nc_read_2D,  
nc_read_3D,  
nc_write_2D,  
nc_write_3D,  
nc_open_file,  
nc_close_file
```

pour simplifier l'utilisation des entrées-sorties NetCDF développées à l'origine par Michel Gavart.

4.1.6 Configuration légère

Afin de pouvoir réaliser de nombreuses expériences méthodologiques avec des moyens de calcul limités, nous avons implémenté avec l'aide de M. Michel Gavart une configuration allégée et simplifiée du modèle MICOM avec les caractéristiques suivantes :

- résolution horizontale : 0.2 degrés de longitude (environ 16 km)
- résolution verticale : 7 niveaux de densité
- étendue du domaine : de 38N à 45N et de 21.33W à 15.33W
- bathymétrie : réaliste ou bien fond plat à 5000m (cas idéalisé)
- frontières ouvertes avec zone de recirculation qui comprend 5 points de grille supplémentaires dans chaque direction
- thermodynamique inactivée.

Cette configuration a permis la mise au point des méthodes d'assimilation avec un coût de calcul moindre, en attendant l'acquisition par le CMO Toulouse de moyens de calcul plus performants. En particulier les tests d'assimilation variationnelle, coûteux en temps de calcul et nécessitant un gros effort de mise au point, ont pu être significativement accélérés grâce à cette démarche.

4.1.7 Les forçages atmosphériques

On présente ici l'introduction des forçages atmosphériques dans le modèle régional MICOM implanté sur la zone POMME. Ceux-ci seront mis à profit dans le modèle non-linéaire pour l'étude d'assimilation variationnelle, même si le code adjoint ne possède pas de partie thermodynamique (approche incrémentale). Afin de bénéficier des acquis en modélisation de la communauté POMME, on utilise un jeu de forçage atmosphérique identique à celui des travaux menés sur le modèle régional OPA sur la zone POMME, au sein des équipes du CNRM, du LODYC et du BRESM. Aussi, on expose ci-après les modifications apportées dans le modèle MICOM par rapport à son schéma de forçage d'origine, afin de pouvoir utiliser les flux de POMME.

Champs de forçage utilisés

Le forçage atmosphérique utilisé dans la communauté modélisation de POMME est constitué de flux journaliers de chaleur, d'eau douce et de quantité de mouvement (Caniaux *et al.*, 2003). Ils sont différenciés sous forme de champs séparés avec la chaleur sensible, la chaleur latente, le rayonnement solaire, le flux infrarouge net, le bilan évaporation moins précipitation et les deux composantes de la tension de vent.

Chaleur latente et sensible : ces champs sont calculés à l'aide d'une paramétrisation de Smith (1980) à partir de champs analysés de température de surface (voir ci-après), et de paramètres

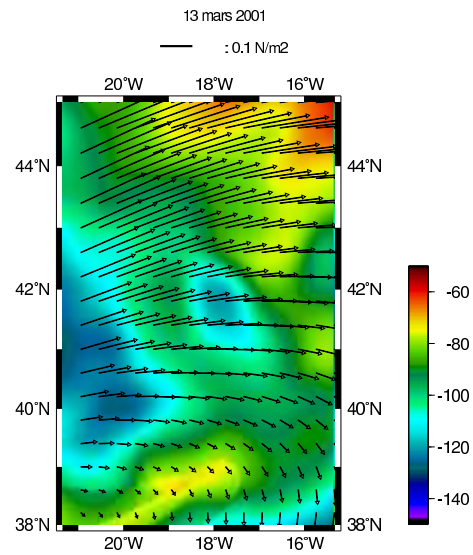


FIG. 4.2 – flux de chaleur latente (W/m) et tension de vent (N/m) du 13 mars 2001

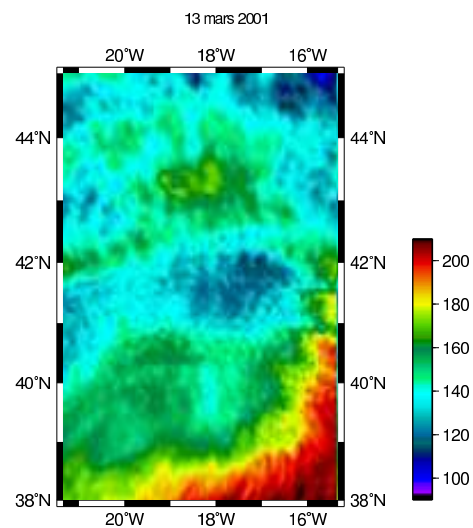


FIG. 4.3 – Flux solaire (W/m) le 13 mars 2001

atmosphériques issus des analyses à six heures du Centre Européen de Prévision : pression atmosphérique, température de l'air, humidité relative et vent. Les résultats sont ensuite moyennés sur une journée.

Analyses de température de surface : les analyses journalières de SST utilisent les mesures AVHRR des satellites de la NOAA transmises par le Centre de Lannion de Météo France, auxquelles se rajoutent les mesures in situ disponibles : thermosalinographes de bateaux, mesures SVP, Marisondes, etc... .

Flux radiatifs : les flux solaires et infra-rouge net sont issus des traitements des mesures de Météosat.

Bilan de sel : le flux net d'eau douce (E-P), donné par les analyses du CEP moyennées sur la journée, est ramené à un flux virtuel de sel.

Tension de vent : le flux journalier de quantité de mouvement est calculé avec les analyses à six heures du CEP à partir de la paramétrisation de Smith (1980).

La figure 4.2 illustre le champ de chaleur latente et la tension de vent du 13 mars 2001 ; et la figure 4.3 représente le flux solaire moyen du même jour.

Adaptation au modèle MICOM

Afin d'éviter les à-coups dans le modèle, on interpole linéairement la tension de vent entre deux échéances, alors que les autres flux sont constants entre deux réactualisations.

Tension de vent : les adaptations concernent le sous-programme `momeq1`. Les tableaux `tau_x` et `tau_y` sont à deux dimensions seulement (au lieu de trois avec les quatre échéances temporelles pour l'interpolation hermitienne) et contiennent la valeur du stress interpolé à l'instant en cours (opération effectuée dans `update_flux`). Le passage des unités SI vers le système d'unités MICOM nécessite la multiplication par 10 du stress.

Flux de chaleur et de sel : les modifications sont opérées dans le sous-programme `thermf`. On remplace la variable intermédiaire calculée `emnp` de bilan hydrique (exprimée en cm/s) par le bilan contenu dans les fichiers de forçage, exprimé en mm/jour. Un facteur multiplicatif de 10×86400 est nécessaire pour convertir en l'unité correcte.

Flux de chaleur : la somme des flux solaire et non-solaire issus des données de forçage est stockée dans le tableau `surf_flux` ; elle remplace les calculs de formule bulk initialement présents dans le code.

Le calcul de flux de sel (`sal_flux`) et de flottabilité (`buoyfl`) demeurent inchangés dans le code.

4.1.8 Advection Lagrangienne dans MICOM

Les routines d'advection pour la simulation de flotteurs lagrangiens dans le modèle MICOM existaient en plusieurs versions. Par souci de clarté et de simplicité, et afin de pouvoir écrire

le linéaire tangent et l'adjoint sans difficultés, ces routines ont été réécrites en s'inspirant d'une version parallélisée du code utilisée à Miami par Garraffo *et al.* (2001). Cette routine implémente un schéma de Runge-Kutta d'ordre 2 en temps et une interpolation polynomiale des vitesses sur 16 points de grille. Aux points proches de la frontière, où l'interpolation polynomiale n'est pas possible, on passe à une interpolation bilinéaire.

Implémentation

Ces procédures sont conçues pour gérer aussi bien des flotteurs isobares que des flotteurs isopycnaux. Les positions des flotteurs sont stockées dans des tableaux unidimensionnels communs dont la dimension `partdm` représente le nombre maximal de flotteurs utilisables. `xpart` et `ypart` sont des tableaux de réels représentant la position en coordonnées du modèle, `zpart` représente la profondeur prescrite pour des flotteurs isobares et la densité prescrite pour les flotteurs isopycnaux. `kpart` contient la couche dans laquelle chaque flotteur se trouve. Le booléen `outsid` indique si le flotteur est sorti du domaine de modélisation, soit par échouage, soit par traversée d'une frontière ouverte. Si `outsid` est vrai pour un flotteur, sa position n'est plus mise à jour. Enfin le paramètre réel `delt1` est le pas de temps de mise à jour des flotteurs (en secondes), qui dans le cas général peut être égal au pas de temps barocline `baclin`. Dans des cas particuliers (très grand nombre de flotteurs), il peut être préférable d'utiliser un multiple de `baclin`.

La routine `partinit` lit un fichier contenant les coordonnées initiales des flotteurs ainsi que leur profondeur de consigne. Elle est appelée dans la routine `micom` lors du premier passage dans la boucle principale.

La routine `partmv`, appelée à la fin de la boucle du modèle, utilise le schéma RK2 pour calculer la vitesse du flotteur pendant un intervalle de temps `delt1` et incrémente la position du flotteur en conséquence. Ensuite, un test est effectué pour éventuellement repositionner verticalement les flotteurs isobares en cas de changement de couche (mise à jour de `kpart`). Les positions des flotteurs en coordonnées géographiques et leur état (couche, échouage) sont enregistrés dans un fichier formaté à une période contrôlée par le paramètre `delt1p`.

Validation des procédures d'advection

La figure 4.4 montre une simulation des trajectoires de flotteurs à une profondeur de 50 m simulés sur 20 jours dans le modèle adiabatique, superposés à l'élévation de surface libre à la fin du run. On reconnaît bien les structures marquantes observées pendant la campagne POMME1 aussi bien dans le champ eulérien que dans les trajectoires simulées.

Les écarts de trajectoires observés dans des expériences test à vitesse constante dans le temps, révélateurs de l'imprécision du schéma numérique, sont inférieures de plusieurs ordres de grandeur aux erreurs d'observation typiques, ce qui montre qu'un schéma de type RK2 sera suffisant pour ce travail. On notera qu'un schéma de type RK4 nécessiterait une sauvegarde d'une

échéance supplémentaire des champs de vitesse, et introduirait donc une complication certaine dans les procédures d'advection.

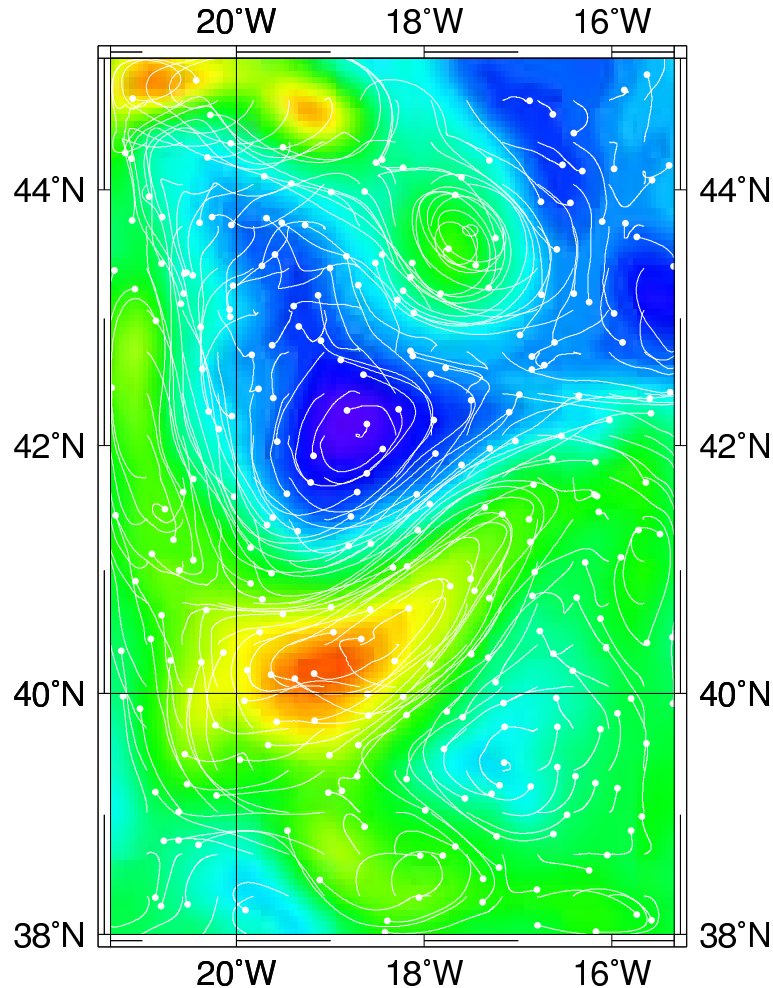


FIG. 4.4 – Trajectoire de particules lagrangiennes à 50 m et élévation de la surface libre à la fin d'un run test de 20 jours avec des conditions initiales réalistes de POMME 1. Les points blancs représentent la position finale des flotteurs.

4.2 Assimilation Séquentielle : Interpolation optimale (OI)

Etant donné que la vitesse lagrangienne (ou le déplacement lagrangien) n'est pas une variable du modèle (qui est de nature eulerienne, du moins pour des déplacements horizontaux tels que ceux des flotteurs), il est nécessaire de construire un opérateur d'observation permettant de produire l'équivalent de l'observation à partir du champ du modèle. Pour ce faire, plusieurs approches sont possibles suivant les approximations qu'on est prêt à faire. Différentes possibilités ont déjà été abordées et testées dans le cas synoptique (section 3.1). Cette question se pose plus

spécifiquement pour les données de déplacement de flotteurs de type ARGO ou PROVOR, où le flotteur n'est pas positionné en profondeur, mais seulement à chaque remontée à la surface, typiquement tous les dix jours, et plus généralement au cas de toutes les données lagrangiennes pour lesquelles se pose le problème de l'aliasing des structures de méso-échelle.

Les covariances horizontales et temporelles, et en particulier la dérivation des covariances sur les vitesses à partir de celles sur les hauteurs dynamiques sont celles utilisées pour l'analyse objective dont l'interpolation optimale (OI) multi-données n'est qu'une généralisation. Il est indispensable dans les deux cas que les covariances entre les différentes variables soient compatibles entre elles.

La question du point d'application d'une correction lagrangienne, de nature intégrale, a également déjà été traitée dans le cas stationnaire/synoptique (section 3.1.4). Dans le cas plus général de l'OI, se pose en plus la question du temps auquel on applique cette correction.

En résumé, les questions méthodologiques auxquelles nous tentons de répondre sont :

1. L'équivalent modèle de l'observation doit-il être calculé par une méthode eulérienne ou lagrangienne ?
2. Quelle doit être la structure des covariances horizontales ?
3. Comment prendre en compte le caractère intégral (dans le temps) de l'information issue des observations de déplacement avec une méthode séquentielle ?

4.2.1 Prise en compte du caractère intégral de l'innovation

Lorsque la période du positionnement des flotteurs n'est pas négligeable devant le temps intégral lagrangien de l'écoulement, on ne peut plus faire l'hypothèse que cet écoulement est stationnaire : il faut donc prendre en compte deux aspects supplémentaires :

1. le fait que la vitesse qui détermine la trajectoire de l'écoulement varie au cours du temps, et
2. le fait que l'innovation calculé à partir des déplacements de flotteurs représente maintenant une intégrale spatio-temporelle (et non plus seulement spatiale) de l'erreur de vitesse.

Avec les méthodes lagrangiennes, le premier point peut être pris en compte naturellement en faisant dériver les flotteurs simulés (équivalent modèle) dans le champ du modèle pendant l'intégration du modèle sur la période séparant deux observations de position successives.

Avec les méthodes eulériennes, le problème qui se pose est analogue à celui du point d'application de la correction et doit être traité de façon cohérente.

Le second point pose la question de l'instant auquel on doit appliquer la correction calculée pour un intervalle de temps correspondant à un cycle du flotteur. Dans les méthodes d'OI classiques, on applique en général la correction à la fin du cycle d'assimilation, mais dans le cas d'observations intégrales, cela revient à décentrer la correction par rapport à l'observation, et risque donc d'induire un biais temporel (vers le passé) d'une demi-période d'assimilation. La

section suivante présente et illustre sur un exemple analytique très simple une méthode permettant d'appliquer la correction au milieu du cycle au prix d'un surcoût de calcul.

Correction centrée et tests préliminaires

Cette partie est plutôt une illustration d'intérêt qualitatif de l'application de la correction en milieu de cycle d'assimilation. Son intérêt est de montrer clairement la perte d'information que représente la prise en compte de la correction en fin de cycle.

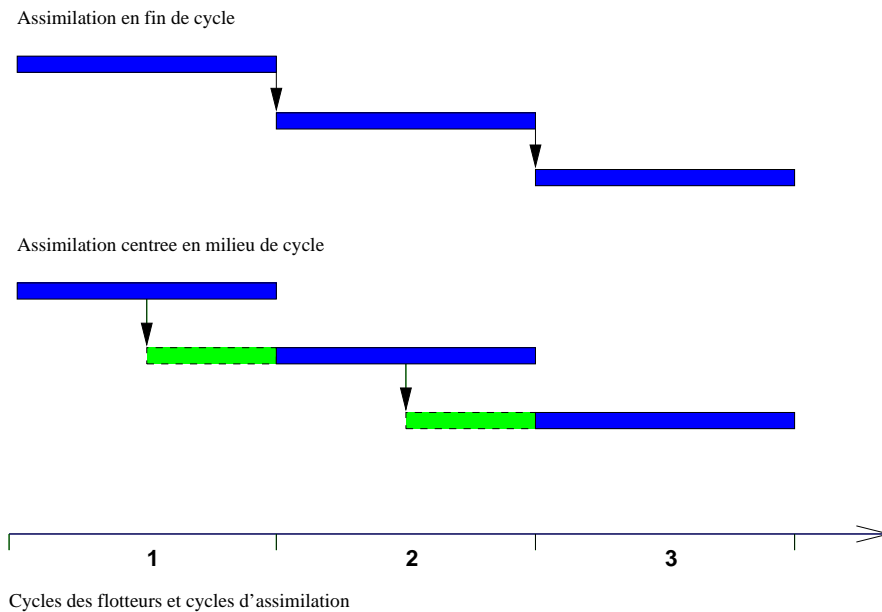


FIG. 4.5 – Diagrammes des runs avec assimilation pour l'assimilation en fin de cycle (en haut) et pour l'assimilation en milieu de cycle (en bas).

Le diagramme 4.5 explicite la façon dont les corrections sont prises en compte, et comment le modèle est piloté. La trajectoire de flotteurs dans le modèle sur un cycle (en bleu) est toujours comparée à la réalité correspondante. Dans le cas de l'assimilation en fin de cycle (en haut), les anomalies modèles-observations obtenues sont analysées en fin de cycle, et le modèle est redémarré pour un nouveau cycle. Dans le cas de l'assimilation en milieu de cycle, on a sauvegardé l'état du modèle en milieu de cycle. On lui ajoute l'analyse et on le redémarre, d'abord pour une simulation d'un demi cycle pour atteindre à nouveau la fin du cycle, puis on continue sur un nouveau cycle.

Nous avons testé cette méthode sur un exemple analytique très simple : le modèle à 2 variables (x_1, x_2) solution des équations :

$$\frac{\partial x_1}{\partial t} = kx_2, \quad \frac{\partial x_2}{\partial t} = -kx_1$$

dont une solution analytique évidente est $(x_1, x_2) = a(\sin(kt + \phi), \cos(kt + \phi))$ où a et ϕ sont déterminés par la condition initiale. Le modèle est implémenté avec un schéma d'Euler (non centré) et un pas de temps de 1.10^{-2} , et des observations sont générées tous les 200 pas de temps. Pour simuler un modèle imparfait, on prend $k = 1$ pour la vérité et $k = 0.8$ pour le modèle avec assimilation.

La figure 4.6 présente les résultats en termes de distance à la vérité pour l'AO en milieu et en fin de cycle. L'AO en milieu de cycle apporte une amélioration substantielle des performances : l'état du modèle reste systématiquement plus proche de la vérité, et le maximum de distance à la vérité est réduit d'un facteur 4 (!).

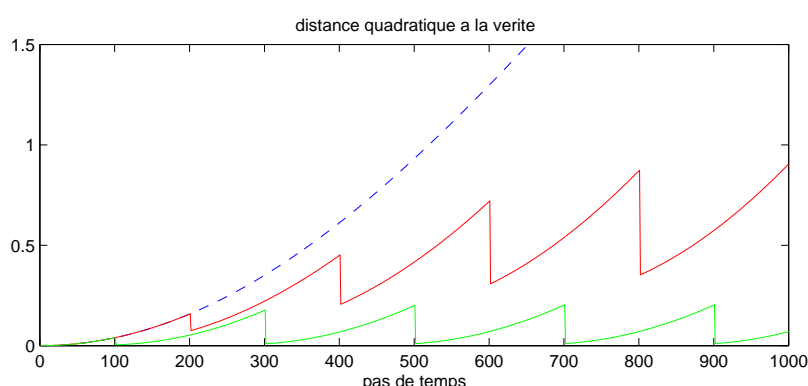


FIG. 4.6 – Performances en termes de distance à la vérité des méthodes d'AO sur un petit modèle analytique. Résultats pour la simulation libre (trait tireté bleu), la simulation avec assimilation en fin de cycle (en rouge) et la simulation avec assimilation en milieu de cycle (en vert).

On ne peut évidemment pas attendre de telles performances avec un modèle d'océan, mais ces tests sont très encourageants pour implémenter une méthode d'AO avec application de l'incrément en milieu de cycle. On remarquera cependant que le surcoût lié à cette méthode est loin d'être négligeable : il représente la moitié du coût de l'intégration directe.

Cette méthode a été testée avec MICOM avec un cycle d'assimilation de 10 jours, mais les résultats obtenus avaient des erreurs supérieures à ceux de l'analyse en fin de cycle. Ceci est apparemment dû au fait que la croissance des erreurs du modèle pendant les cinq jours de prévision supplémentaires est supérieure à l'erreur faite en appliquant les corrections en fin de cycle. Cette piste mérite peut-être tout de même d'être suivie, car en principe d'une correction centrée au milieu de la fenêtre d'assimilation est évidemment préférable, et devrait contribuer, comme dans le petit modèle analytique, à diminuer les erreurs de prévision. Une étude théorique ou une tentative de validation sur un modèle au comportement chaotique serait certainement le préalable à d'autres essais.

4.2.2 Implémentation de l’OI

L’analyse objective de déplacements lagrangiens dans MICOM a été implémentée de façon à s’intégrer dans les outils de modélisation et d’assimilation disponibles au BRESM, et à permettre l’utilisation de données réelles issues de flotteurs de manière simple. Cela a conduit à l’utilisation du langage Fortran pour la programmation des modules d’assimilation, et à des choix de formats d’entrée proches de ceux utilisés par les expérimentateurs.

Le code Fortran développé permet d’assimiler des déplacements de flotteurs utilisant leurs coordonnées géographiques et en tenant compte de la profondeur et de la date. Le calcul de la correction est basé sur l’hypothèse que les flotteurs évoluent sur un seul niveau pour des raisons de simplicité, ce qui permet d’une part de faire des expériences numériques pour valider la méthode, d’autre part d’assimiler des données réelles dans des cas relativement simples, mais tout à fait réalistes, puisque sur beaucoup d’expériences océanologiques, les flotteurs sont effectivement concentrés sur un niveau.

L’inversion de la matrice de covariance des observations peut être effectuée soit en utilisant une méthode du gradient conjugué, soit en faisant appel à des routines de LAPACK©, par exemple une inversion après factorisation par la méthode de Bunch-Kaufman (routines *SSPTRF* et *SSPTRI* pour une matrice symétrique indéfinie). Nous avons adopté la méthode du gradient conjugué parcequ’elle a donné satisfaction dans les cas tests, et qu’elle présente l’avantage d’être simple et facilement portable et adaptable à des matrices creuses si le nombre d’observations devient trop grand pour calculer la matrice pleine.

4.2.3 Calcul de la matrice de covariance

Pour le calcul des covariances dans MICOM, nous avons fait le choix de calculer les distances dans l’approximation sphérique, qui est plus exacte que l’approximation plane (pas de convergence des méridiens, appelée abusivement “plan f” par les océanologues) utilisée pour les tests préliminaires, tout en restant relativement simple. Un calcul géodésique exact n’aurait aucun sens vu l’imprécision sur la paramétrisation de la covariance. Le calcul de la géodésique entre deux points sur la sphère (voir par exemple <http://www.ign.fr>) est donné par :

$$s = R_{earth} \cdot \arccos(\sin\phi_a \sin\phi_b + \cos\phi_a \cos\phi_b \cos\Delta\lambda)$$

où ϕ_a et ϕ_b sont les latitudes des deux points et $\Delta\lambda$ est la différence de leurs longitudes.

Dans les hypothèses explicitées dans la section 3.1.5, les paramètres r_{cx} et r_{ct} déterminent la forme de la fonction de covariance. Pour les essais présentés ci après, sauf mention contraire, nous avons utilisé $r_{cx} = 60$ km et $r_{ct} = 10$ jours. La valeur de r_{cx} a été déterminée empiriquement par estimation de paramètre à partir des sorties de MICOM pour le run libre. On remarquera que cette valeur diffère de celles obtenues à partir des observations réelles (40 km).

La paramétrisation du “bruit d’observation” sur les données à analyser est définie dans le code par les paramètres adimensionnels `noisevel` et `noisepsi`. Le bon réglage de ces paramètres est déterminant pour le succès de l’assimilation : s’ils sont trop faibles, l’assimilation contraint le modèle à coller trop exactement aux observations et peut générer des instabilités lors de l’intégration du modèle. De plus, du point de vue numérique, le fait d’augmenter le poids de la diagonale de la matrice de covariance permet d’éviter d’éventuelles instabilités numériques lors de l’inversion. Si les paramètres de bruit sont trop forts, la correction appliquée au modèle devient faible et l’assimilation perd en efficacité. Suivant le niveau d’erreur estimé des observations, on peut utiliser des valeurs de `noisevel` et `noisepsi` comprises entre 0.15 et 1.0. Il est possible d’ajuster ces paramètres en effectuant des tentatives d’assimilation avec différentes valeurs et en comparant les diagnostics et la qualité des résultats. La plage de variation de `noisevel` est explorée dans des expériences jumelles présentées plus bas.

4.2.4 Structure verticale de la correction

Pour la définition de la correction sur la verticale, nous avons choisi le *modus operandi* suivant : la correction de vitesse au niveau des flotteurs est obtenue en modifiant la hauteur de la surface proportionnellement à la fonction de courant obtenue en analysant les anomalies de vitesse :

$$\zeta^a(t) = \zeta^f(t) + \frac{f \rho_{kfl}}{g \rho_1} \Psi_{kfl}^i$$

où ζ est l’anomalie de hauteur de surface de l’océan, f est le paramètre de coriolis, ρ_1 est la densité de l’eau pour la couche de surface et ρ_{kfl} pour la couche correspondant au niveau des flotteurs, g est l’accélération de la gravité, Ψ_{kfl}^i est la fonction de courant analysée.

Tous les niveaux entre la surface et le niveau des observations ont une correction égale en pression, et donc très proche en vitesse. Cela correspond à faire l’hypothèse que la stratification dans les couches superficielles est mieux connue que la vitesse absolue, et qu’il vaut mieux corriger cette dernière.

Pour les niveaux inférieurs au niveau des observations, une loi de décroissance empirique est déterminée (par exemple à partir d’observations de courantomètres ou de simulations longues). On attribue à chaque couche un coefficient atténuateur b_k compris entre 0 et 1, tel que la correction optimale (au sens du minimum quadratique de l’espérance statistique de l’erreur de vitesse) soit :

$$\Psi_k^i = b_k \Psi_{kfl}^i$$

La correction correspondante sur les hauteurs de couche se calcule donc par :

$$Z_k^i = \frac{f(b_{k-1}\rho_{k-1} - b_k\rho_k)}{g(\rho_k - \rho_{k-1})} \Psi_{kfl}^i$$

où Z_k^i est la correction de profondeur pour l'interface entre les couches $(k - 1)$ et (k) , avec $k > k_{fl}$. Cette formulation permet d'obtenir, pour $b_{kk} = 0$, une correction nulle au fond.

4.2.5 Tests et validation de l'OI

Influence d'une donnée (SPE)

Des tests sur une donnée unique (*Single Point Experiment*) ont été effectués pour vérifier la validité de l'implémentation et visualiser l'incidence sur l'état du modèle de l'assimilation d'une observation.

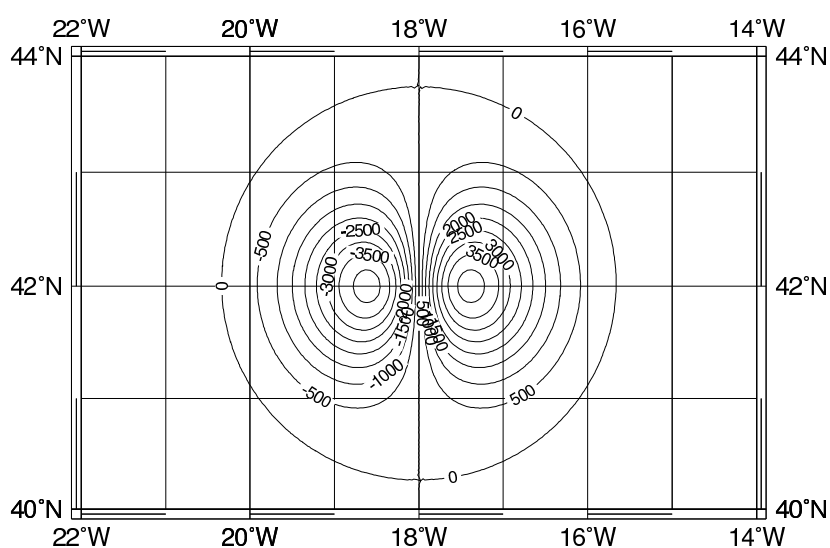
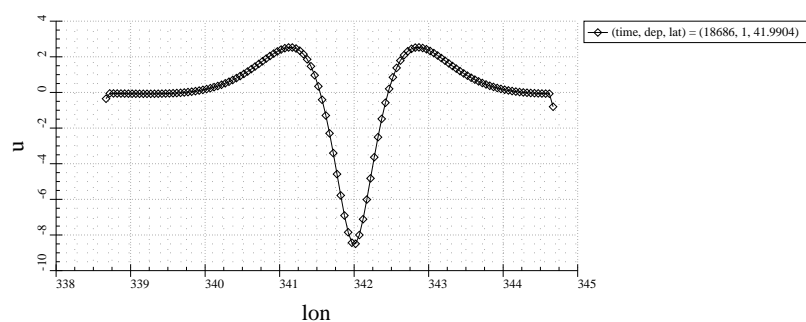


FIG. 4.7 – Fonction de courant générée par l'analyse d'une anomalie de vitesse de 10 cm/s à la position 42N, 18W. Contours de $500m^2s^{-1}$.



u

FIG. 4.8 – Profil zonal de vitesse méridienne.

La figure 4.7 montre la fonction de courant correspondant à la correction au niveau des flotteurs associée à une anomalie de vitesse observée de 10 cm/s à la position 42N, 18W. L'assimilation d'une donnée de vitesse unique crée un dipôle de tourbillons d'un rayon de l'ordre de grandeur du paramètre r_{CX} , en l'occurrence 30 km. La figure 4.8 montre le profil zonal de vitesse méridienne correspondant. La vitesse estimée au point de l'observation est 8.5 cm/s, la diminution de 15 % par rapport à la valeur observée étant due au paramètre de bruit de l'AO.

Temps d'exécution

Le temps d'exécution du modèle avec assimilation a été mesuré sur le serveur de calcul *maewo* du LEGOS (SUN Fire V880, qui compte 8 processeurs Ultra Sparc III cadencés à 900MHZ et 32 Go de mémoire vive) avec le compilateur Fortran f77 de SunTM. Les mesures présentées dans le tableau 4.1 ont été effectuées dans des conditions usuelles de charge de la machine et ne sont donc pas des "bench" de performance maximale. La durée d'un cycle complet de 10 jours (T_{cycle}) est décomposée en :

- $T_{readobs}$: durée de la lecture et de l'initialisation des données de flotteurs
- T_{previ} : prévision MICOM 10 jours
- T_{AO} : analyse 160 flotteurs

Pour information, on indique aussi la durée d'un pas de temps : T_{step} .

options de compilation	# de proc.	T_{cycle}	$T_{readobs}$	T_{previ}	T_{AO}	T_{step}
-O2	1	12888 s 3h 34min	0.5 s	12868 s	19 s	2.2 s
-O2 -xarch=v8plus	1	12017 s 3h 20min	0.5 s	11998 s	19 s	2.1 s
-O3 -xarch=v8plus	1	9316 s 2h 35min	0.5 s	9305 s	11 s	1.6 s
-O3 -xarch=v8plus -autopar	1	9201 s 2h 33min	0.5 s	9190 s	11 s	1.6 s
-O3 -xarch=v8plus -autopar	2	5947 s 1h 39min	0.5 s	5936 s	11 s	1.0 s
-O3 -xarch=v8plus -autopar	4	4207 s 1h 10min	0.5 s	4396 s	11 s	0.77 s

TAB. 4.1 – Temps d'exécution sur *maewo* pour les composantes du système d'assimilation de flotteurs. Voir les explications dans le texte.

On constate que pour un cycle d'assimilation de 10 jours, les étapes de l'AO avec 160 flotteurs ne prennent qu'une fraction négligeable du temps total d'exécution. D'ailleurs, la méthode d'AO est connue pour être comparativement économe en temps de calcul. On notera tout de même que l'analyse de n_{obs} mesures de vitesse implique la résolution d'un système linéaire de taille $2n_{obs}$.

Avec la méthode adoptée ici, cette résolution est faite par inversion explicite de la matrice des covariances, ce qui implique un nombre d'opérations réelles d'à peu près $\frac{16}{3}n_{obs}^3$. Il est clair que cette méthode n'est praticable que pour un nombre limité d'observations (quelques centaines), ce qui est le cas pour les mesures de flotteurs réelles.

4.2.6 Expériences Jumelles

Une expérience jumelle consiste à utiliser une simulation du modèle comme “vérité” et à assimiler dans une autre simulation, dont l'état initial sera différent, des pseudo-observations générées à partir de la première simulation. Ces expériences ont été conçues pour valider les méthodes implémentées et permettre d'estimer l'efficacité de l'assimilation dans des cas relativement simples en s'affranchissant de plusieurs contraintes inhérentes à l'utilisation de données réelles :

- le fait de ne pas connaître l'état vrai du système, ce qui rend toute validation dans des cas réels partielle,
- le fait de disposer d'un nombre limité de données de flotteurs : dans une expérience jumelle, on peut simuler autant d'observations que l'on veut ;
- l'incertitude sur la structure des erreurs de modélisation : le modèle ne rend pas compte de nombreux phénomènes de petite échelle spatiale ou temporelle, en particulier la marée, les oscillations inertielles, la turbulence à petite échelle ; ces phénomènes entrent évidemment en jeu dans les données réelles

Une première expérience jumelle a été construite comme suit : une simulation de 50 jours a été effectuée à partir de conditions initiales issues des données hydrologiques POMME au jour 18665 (2 février 2001). Elle est considérée comme le champ “vrai” et baptisée `twin1v`. L'expérience d'assimilation proprement dite débute après dix jours de simulation qui permettent de stabiliser l'état du modèle après le choc dû aux incompatibilités entre l'état initial et la physique du modèle. 160 flotteurs simulés ont été déployés suivant une distribution régulière et uniforme dans la simulation “vraie” au jour 18675 et seules leurs positions tous les 10 jours sont prises en compte en tant que données observées pour le run avec assimilation. Le run avec assimilation, baptisé `twin1a`, est démarré à partir de l'océan au repos, suivant la méthode utilisée par Molcard *et al.* (2003). On vérifie donc comment l'assimilation permet de réaliser un *spinup* du modèle. Les conditions aux limites sont les mêmes dans les deux runs. Pour comparaison, une troisième simulation `twin1p`, sans assimilation mais avec les mêmes conditions initiales que `twin1a` a été effectué pour comparaison.

Cette expérience permet de mettre en évidence la part d'énergie du champ de vitesse apportée par l'assimilation des flotteurs, et son résultat est très positif comme on peut le voir dans la figure 4.9. Dès la première analyse, l'énergie cinétique dans le run avec assimilation passe au-dessus de 50 % de celle de la “vérité” ; après un deuxième cycle, on dépasse 70 % et à partir du 3ème cycle, l'énergie dans le run `twin1a` est proche de celle de la “vérité”. La panneau du bas de la

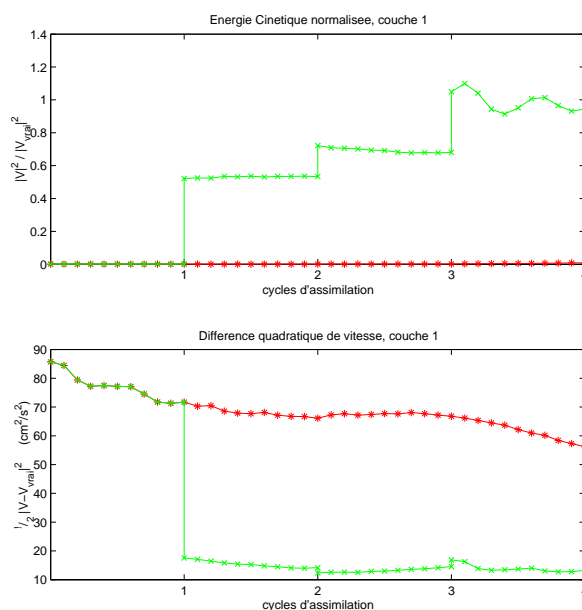


FIG. 4.9 – Evolution temporelle de l'énergie cinétique et de l'erreur quadratique sur la vitesse pour les runs twin1p (* rouge) et twin1a (+ vert)

figure 4.9 montre la différence quadratique de vitesse sur l'intérieur du champ qui représente la composante de la fonction de coût associée à la couche $k = 1$. On voit que la première analyse fait énormément baisser la fonction de coût, ce qui est prévisible. En revanche, les analyses suivantes n'ont que très peu d'effet sur la fonction de coût, ce qui est une indication du fait que la méthode utilisée peut être biaisée ou ne pas converger correctement. Les expériences suivantes vont tenter d'éclaircir ce point.

La figure 4.10 montrent les champs d'une composante de la vitesse à la fin de l'expérience pour le run "vérité" et un run avec assimilation. On voit qu'on a globalement bien réussi à reproduire les structures de méso-échelles avec l'assimilation, même si pour certaines structures, les vitesses sont sous- ou sur-estimées.

4.2.7 Paramétrisation du "bruit" dans la matrice de covariance

Comme nous l'avons précisé plus haut, le paramètre de "bruit" tel qu'il est implémenté dans l'AO représente bien plus que le bruit d'observation, et inclut aussi bien des imprécisions inhérentes au modèle que des erreurs associées aux approximations faites dans la méthode d'assimilation.

Des tests de sensibilité ont été effectués dans la configuration en expériences jumelles ci-dessus sans ajouter de bruit artificiel pour obtenir des informations sur les imprécisions liées à la méthode d'assimilation.

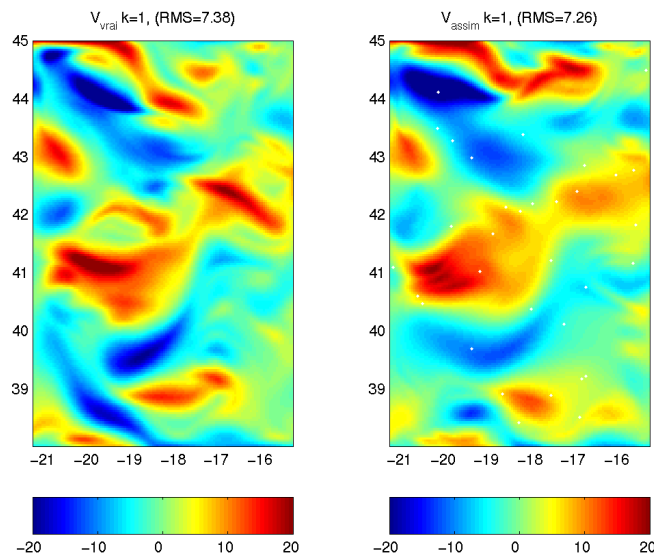


FIG. 4.10 – Cartes de la composante zonale de la vitesse (en cm/s) pour la simulation “vérité” (à gauche) et pour une simulation avec assimilation de 40 flotteurs (à droite), au jour 40, fin du 4^{ème} cycle d’assimilation. Les points blancs matérialisent les positions des pseudo-observations assimilées au début du 4^{ème} cycle.

Ces expériences ont été réalisées avec la méthode lagrangienne, en choisissant le point d’application de la correction soit au premier point de la dérive, soit au point milieu. Les résultats dépendent assez peu du point d’application choisi, avec une tendance à une décroissance initiale de la fonction de coût plus rapide pour la correction centrée que pour la correction au point de départ de la dérive.

Les valeurs faibles (e.g. 0.15) du paramètre `noisevel` conduisent à une décroissance initiale rapide de la fonction de coût (qui devient inférieure à 30% de sa valeur initiale après la première analyse), mais après le deuxième ou le troisième cycle, les expériences avec une valeur de `noisevel` plus grande, 0.3 ou 0.7, ont des performances équivalentes ou meilleures.

Il apparait que le paramètre `noisevel` a une grande importance pour la stabilité de l’inversion dans l’AO (voir aussi 3.1.7), et qu’il est dangereux d’avoir un bruit trop faible mais qu’ensuite, une plage de valeurs “raisonnables” entre 0.15 et 1.0 produit des résultats assez comparable au terme de deux ou trois cycles d’assimilation.

4.2.8 Quantification de l’impact du nombre de flotteurs assimilés

La densité de flotteurs nécessaire pour pouvoir reproduire une situation dynamique à une certaine échelle spatiale et temporelle est un paramètre déterminant aussi bien pour le déploiement de flotteurs réels que pour la conception et l’évaluation d’expériences numériques.

Ici, nous nous intéressons spécifiquement à la question de la densité de flotteurs permettant

d'évaluer la méso-échelle dans POMME (structures de rayon 30-100km) du point de vue des vitesses.

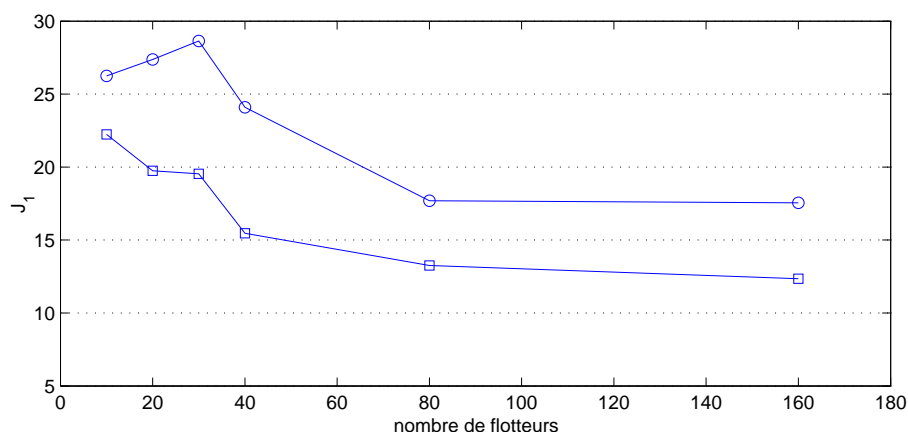


FIG. 4.11 – Fonction de coût $J_1 = \frac{1}{2} \sum (V_{assim_i} - V_{verite_i})^2$ après le premier (cercles) et le deuxième (carrés) cycle d'assimilation en fonction du nombre de flotteurs assimilés.

La figure 4.12 montre le résultat de six expériences jumelles comparables à celles décrites dans la section 4.2.6, sur une durée de 40 jours. Le nombre de flotteurs utilisés pour l'assimilation varie de haut en bas de 80 à 40 puis à 20. Sur la gauche, les résultats présentés ont été obtenus avec un rayon de covariance spatiale rcx de 60 km, qui correspond à la fonction de structure des erreurs diagnostiquée dans le modèle. Les résultats dans les panneaux de droite sont obtenus avec $rcx=30$ km, ce qui n'est pas conforme aux statistiques constatées, mais pourrait permettre de prendre mieux en compte les petites échelles et éventuellement donner de meilleurs résultats lorsque la densité de flotteurs est élevée.

Le tableau 4.2 résume les paramètres utilisés dans les différentes simulations et les résultats obtenus.

run	# de flotteurs	rcx (km)	durée (jours)	J_1 fin cycle 1	J_1 fin cycle 3
07	80	60	40	18	12
08	40	60	40	17	18
10	20	60	40	27	17
15	10	60	40	26	23
16	80	30	40	25	17
17	40	30	40	35	23
18	20	30	40	44	28

TAB. 4.2 – Simulations pour les tests de sensibilité à la densité de flotteurs assimilés.

La performance de l'assimilation est mesurée par la fonction

$$J_1 = \sum \left((u_1^f - u_1^t)^2 + (v_1^f - v_1^t)^2 \right)$$

qui représente l'erreur dans l'estimation de la vitesse dans la première couche du modèle.

Il s'avère que le fait de choisir une fonction de corrélation plus étroite ($r_{xc}=30$) que celle issue des statistiques des données à analyser est un mauvais choix : les valeurs de J_1 obtenues sont systématiquement supérieures à celles pour $r_{xc}=60$. L'idée que lorsqu'on dispose d'une bonne densité d'observations, cette méthode permettrait de «récupérer» des structures de taille inférieure à celle définie par la fonction de structure statistique n'est donc en tous cas pas applicable à l'assimilation.

Les résultats obtenus avec un grand nombre flotteurs sont seulement un peu meilleurs que ceux obtenus avec 20 flotteurs seulement (figures 4.11 et 4.12) ; vu que ces expériences ont été conduites sur une situation particulière, il faut se garder d'être catégorique sur l'interprétation de ces résultats, mais on constate que :

- l'erreur décroît lorsque le nombre de flotteurs croît, à quelques exceptions près qui ne semblent pas significatives
- un grand nombre de flotteurs (40 et plus sur la zone) permet d'approcher la vérité dès le premier cycle d'assimilation (avec une stagnation de la différence ensuite), alors qu'avec 20 flotteurs, on continue à faire baisser la différence à chaque analyse pour arriver à des niveaux d'erreur aussi bas après quatre cycles d'assimilation.
- le niveau d'erreur ne descend pas en dessous d'une valeur "asymptote" qui est ici environ 30% du niveau initial (en termes d'énergie cinétique). Cela semble indiquer qu'avec des flotteurs cyclant à dix jours et une assimilation séquentielle tous les dix jours également, il n'est pas possible de reproduire une partie de la dynamique dont les échelles temporelles échappent à l'échantillonnage.

Pour approfondir ces questions, il serait envisageable d'étudier le spectre d'énergie de l'écoulement, et de faire les mêmes expériences avec des cycles d'assimilation plus courts. Ces études n'ont pas été menées ici par manque de temps.

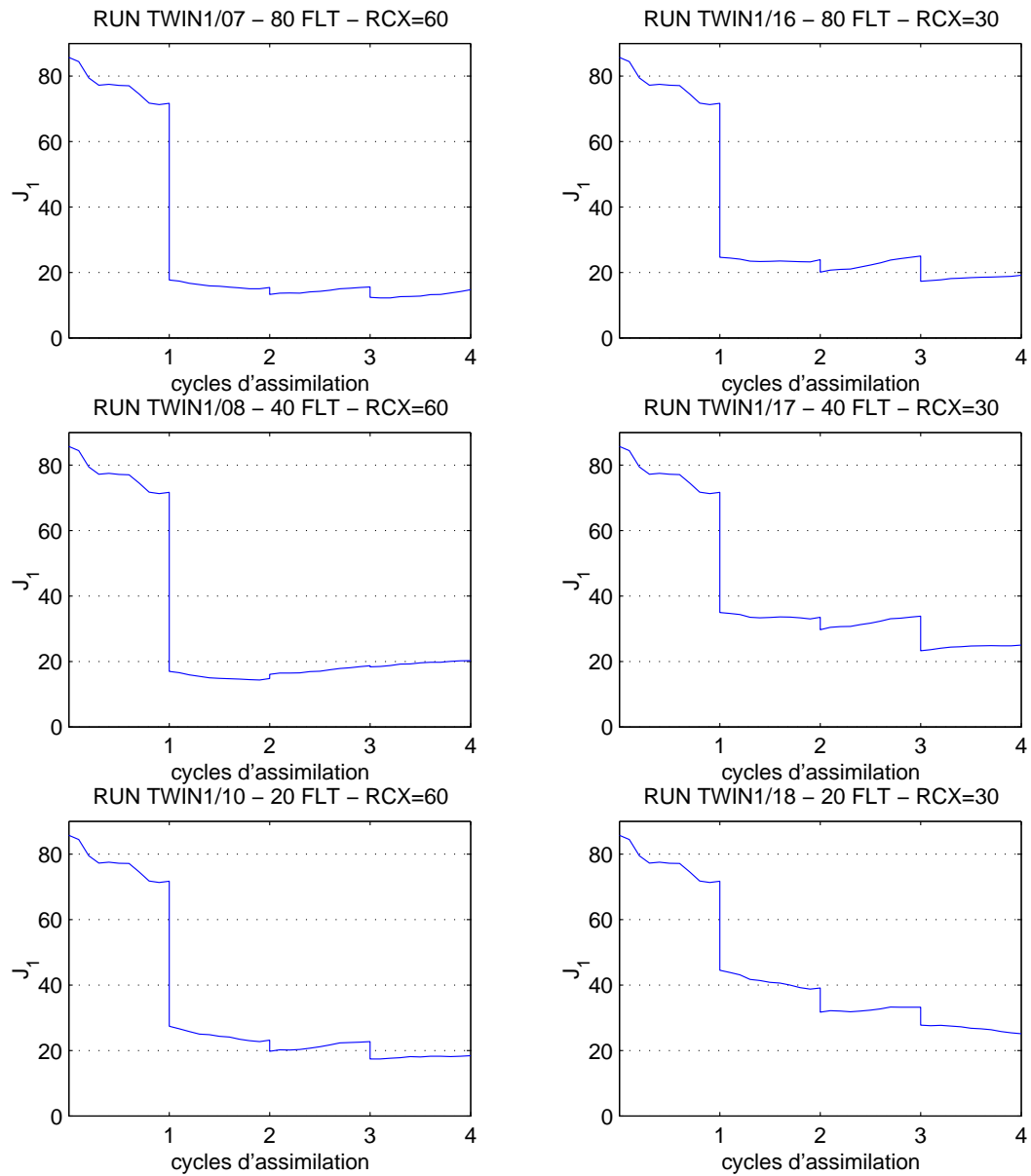


FIG. 4.12 – Evolution temporelle de la fonction de coût $J_1 = \frac{1}{2} \sum (V_{assim_i} - V_{verite_i})^2$ pour différents nombres de flotteurs et différentes valeurs de rcx (voir texte et tableau 4.2).

4.3 Assimilation Variationnelle : 4D-Var incrémental

4.3.1 Changement de variables d'état

Le modèle MICOM est formulé en coordonnées isopycnales avec séparation des variables barotropes et baroclines (*cf.* 2.3). Cette structure, très efficace du point de vue numérique pour la résolution des équations dynamiques, est moins adaptée pour l'initialisation du modèle et l'assimilation de données. C'est pourquoi les outils `split` et `unsplit` ont été développés au BRESM (Filatoff, 1992 ?) pour passer des variables du modèle (U , V , DP , $UBAVG$, $VBAVG$) à des variables plus facilement manipulables : les vitesses totales et des hauteurs de couches isopycnales. Le vecteur d'état comporte alors les éléments : $\mathbf{u}_{i,j,k}$, $\mathbf{v}_{i,j,k}$ et $\mathbf{h}_{i,j,k}$.

On notera que l'état complet du modèle est normalement caractérisé par deux échéances successives, mais qu'on peut s'affranchir de cette contrainte en considérant qu'on n'utilise (en début et fin de cycle d'assimilation) que les échéances où un pas de temps Eulérien est intercalé (pour des raisons de stabilité numérique, *cf.* 2.3).

Dans le cas d'une méthode variationnelle, on souhaite inclure dans la fonction de coût un terme de régularisation dont la valeur et le gradient puissent s'exprimer de façon aussi simple que possible en fonction du vecteur d'état. Nous avons donc choisi d'ajouter un changement de variables pour utiliser un vecteur d'état comprenant les variables physiques \mathbf{u} , \mathbf{v} et ζ , c'est-à-dire les composantes de la vitesse totale et les élévations des interfaces entre couches isopycnales à la place des épaisseurs de ces couches. On note S l'opérateur correspondant au changement de variable :

$$S : \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{v} \\ \zeta \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{v} \\ \mathbf{h} \end{pmatrix}$$

Cette transformation permet d'exprimer de façon plus naturelle des contraintes de rappel à une situation de référence \mathbf{x}^b , en faisant intervenir explicitement la hauteur de la surface de l'océan.

Si l'on note \mathbf{S} l'opérateur linéaire et inversible qui permet de passer du vecteur des incréments de $(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \zeta)^T$ aux incréments de $(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{h})^T$, l'expression de la fonction coût (équation 2.34) reste inchangée à condition de remplacer l'intégration de l'opérateur dynamique $\prod_{j=0}^{i-1} \mathbf{M}(t_j, t_{j+1})$ par l'expression $\mathbf{S}^{-1} \left[\prod_{j=0}^{i-1} \mathbf{M}(t_j, t_{j+1}) \right] \mathbf{S}$. Le gradient de J s'exprime alors :

$$\begin{aligned} \nabla J &= \sum_{i=0}^n \left[\mathbf{S}^T \left(\prod_{j=0}^{i-1} \mathbf{M}(t_{j+1}, t_j)^T \right) \mathbf{S}^{-1T} H_i^T R_i^{-1} (\mathbf{d}_i - H_i [\delta \mathbf{x}(t_i)]) \right] \\ &+ \mathbf{B}_0^{-1} [\delta \mathbf{x}(t_0) - [\mathbf{x}^b(t_0) - \mathbf{x}^g(t_0)]] \end{aligned} \quad (4.1)$$

avec

$$\delta \mathbf{x}(t_i) = \mathbf{S}^{-1} \mathbf{M}(t_0, t_i) \mathbf{S} \delta \mathbf{x}(t_0)$$

Pour pouvoir implémenter la méthode, il est donc nécessaire de disposer de l'opérateur S , de

l'opérateur linéaire \mathbf{S} , de son inverse \mathbf{S}^{-1} , de son adjoint \mathbf{S}^T et de l'adjoint de l'inverse $(\mathbf{S}^{-1})^T$. L'opérateur S s'écrit simplement :

$$S : \begin{cases} \mathbf{h}_{i,j,k} &= \zeta_{i,j,k} - \zeta_{i,j,k+1} \text{ pour } k < K \\ \mathbf{h}_{i,j,K} &= \zeta_{i,j,K} - \text{depth}_{i,j} \end{cases} \quad (4.2)$$

On en déduit :

$$\mathbf{S} : \begin{cases} \delta \mathbf{h}_{i,j,k} &= \delta \zeta_{i,j,k} - \delta \zeta_{i,j,k+1} \text{ pour } k < K \\ \delta \mathbf{h}_{i,j,K} &= \delta \zeta_{i,j,K} \end{cases} \quad (4.3)$$

$$\mathbf{S}^{-1} : \delta \zeta_{i,j,k} = \sum_{l=k}^K \delta \mathbf{h}_{i,j,l} \quad (4.4)$$

$$\mathbf{S}^T : \begin{cases} \delta \zeta_{i,j,1} &= \delta \mathbf{h}_{i,j,1} \\ \delta \zeta_{i,j,k} &= \delta \mathbf{h}_{i,j,k} \\ -\delta \mathbf{h}_{i,j,k-1} &\text{ pour } k > 1 \end{cases} \quad (4.5)$$

$$(\mathbf{S}^{-1})^T : \delta \mathbf{h}_{i,j,k} = \sum_{l=1}^k \delta \zeta_{i,j,l} \quad (4.6)$$

4.3.2 Introduction de l'équilibre de géostrophique

De premières expériences d'assimilation de vitesse en n'imposant aucun incrément sur les hauteurs ont conduit à une forte génération d'ondes d'inertie-gravité. Ces ondes ont pour effet d'une part de dissiper l'énergie introduite par l'assimilation et de la rendre inefficace, d'autre part de donner lieu à des comportements peu réalistes du modèle, et à des incréments de vitesse et de hauteur de surface excessifs. L'évolution des champs simulés dans le temps est alors très mouvementée, même si l'état du modèle est très proche de la condition initiale au début du cycle d'assimilation et en même temps très proche des observations. On explique cela par le fait que les modes d'inertie-gravité représentés dans le modèle sont fortement excités par la méthode adjointe car ils offrent des solutions possibles pour satisfaire aux contraintes de l'assimilation de vitesses, qui est un problème hautement sous-déterminé. Sans information ou «contrainte» sur la variabilité temporelle ou sur le spectre d'énergie, rien n'empêche le développement de ces modes transitoires qui sont d'autant plus facilement excités par l'assimilation de vitesses qu'ils sont dominés par l'énergie cinétique et transportent moins d'énergie totale que des modes de Rossby pour un incrément de vitesse égal (Ghil, 1989).

Ce comportement des modèles aux équations primitives est connu depuis les débuts de l'assimilation de données en océanographie (Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1989), et avait déjà été traité en météorologie auparavant (Ghil, 1989). Afin d'obtenir des résultats réalistes, il est donc nécessaire d'introduire une contrainte supplémentaire pour pénaliser l'amplitude de ces ondes (Elisabeth Rémy, 1999). Malanotte-Rizzoli *et al.* (1989) ont montré qu'un modèle aux équations primitives à *toit rigide* est assez tolérant lors de l'initialisation et que seul un état initial en fort déséquilibre

produit des chocs d'onde internes de gravité. Contrairement à leur modèle, MICOM reproduit les ondes de gravité externes, et il est probable, même si nous ne disposons pas de comparaison directe sur ce point, que l'initialisation de MICOM sans produire de choc soit plus délicate.

Pour éviter la génération de ces ondes, une possibilité est d'imposer que l'incrément d'assimilation soit en équilibre géostrophique. Pour cela, on peut procéder en utilisant un changement de variable d'état supplémentaire, qui est en fait une simplification du vecteur d'état au seul vecteur ζ , en posant :

$$\mathbf{x} = \mathcal{G} \zeta \quad \text{c'est-à-dire} \quad \begin{pmatrix} \zeta \\ \mathbf{u} \\ \mathbf{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{I} \\ \mathbf{G}_u \\ \mathbf{G}_v \end{pmatrix} \zeta \quad (4.7)$$

où les opérateurs linéaires \mathbf{G}_u et \mathbf{G}_v calculent les vitesses à l'équilibre géostrophique en fonction des hauteurs d'interfaces :

$$fv_k = \frac{1}{\rho_k} \frac{\partial p_k}{\partial x} \quad (4.8)$$

$$fu_k = -\frac{1}{\rho_k} \frac{\partial p_k}{\partial y} \quad (4.9)$$

$$f = 2\Omega \sin \theta \quad (4.10)$$

$$p_k = \rho_1 g \zeta_1 + \sum_{l=2}^k \rho_l (\zeta_l - \zeta_{l-1}) \quad (4.11)$$

Une autre possibilité, qui n'a pas été approfondie ici, mais qui a donné des résultats probants en météorologie est l'utilisation d'un filtre digital dans le temps (*cf.* section 4.4.2).

4.3.3 Expression de J et ∇J pour les déplacements de flotteurs

Si on considère les observations de type ARGO, on dispose de mesures de la position des flotteurs avec une périodicité de dix jours, et il est naturel de caler un cycle d'assimilation sur cette période (il est aussi possible de considérer une période plus longue, comme par exemple Kamachi et O'Brien (1995), mais on perd alors sur la durée du cycle l'information sur la méso-échelle introduite *via* les conditions initiales et il faut utiliser d'autres paramètres de contrôle, comme des conditions aux limites ouvertes, des forçages ou bien un paramètre d'ajustement du modèle comme c'est fait par ces auteurs.

Afin de simplifier l'implémentation, on fait de plus l'hypothèse que les cycles des flotteurs sont simultanés, ce qui n'est pas le cas dans la pratique. On dispose alors uniquement d'observations pour la date de fin de chaque cycle, bien que ces observations soient des intégrales sur toute la durée du cycle.

La fonction de coût dans la méthode 4D-var incrémentale (2.34) se simplifie alors sous la forme :

$$J = \frac{1}{2} (\mathbf{y}^o - \mathbf{H}\mathbf{M}\delta\mathbf{x}, \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{y}^o - \mathbf{H}\mathbf{M}\delta\mathbf{x})) + \frac{1}{2} (\delta\mathbf{x}^T \mathbf{B}^{-1} \delta\mathbf{x})$$

avec les notations de Ide *et al.*(1997) : J est la fonction coût, $\delta\mathbf{x}$ est le vecteur d'état incrémental, \mathbf{y}^o est le vecteur d'observation, \mathbf{M} est l'opérateur dynamique (modèle) linéarisé, \mathbf{H} est l'opérateur d'observation linéarisé, \mathbf{R} est la matrice de covariance des erreurs d'observation, \mathbf{B} est la matrice de covariance des erreurs d'ébauche.

L'utilisation de MIQN3 nécessite le calcul du gradient de J par rapport à $\delta\mathbf{x}$ qui est :

$$\nabla J = -\mathbf{M}^T \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{y}^o - \mathbf{H}\mathbf{M}\delta\mathbf{x}) + \mathbf{P}^{-1} \delta\mathbf{x}$$

Dans cette expression, \mathbf{M} représente une intégration du modèle linéaire tangent et \mathbf{M}^T une intégration du modèle adjoint sur la durée du cycle d'assimilation. Comme nous avons choisi d'intégrer les positions des flotteurs assimilés dans le vecteur d'état, l'opérateur \mathbf{M} contient la forme linéarisée des routines d'advection des flotteurs lagrangiens, et l'opérateur d'observation s'écrit très simplement :

$$\mathbf{y} = \mathbf{H}\delta\mathbf{x} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_a \\ u_a \\ v_a \\ x_{fl_a} \\ y_{fl_a} \end{pmatrix}$$

4.3.4 Validation du linéaire tangent et de l'adjoint

Le modèle linéaire tangent de MICOM, version adiabatique, et son adjoint, écrits par Nicolas Filatoff et Rémy Baraille (Baraille et Filatoff, 1998), ont été décrits dans la section 2.3.5. Des développements supplémentaires ont été entrepris dans le cadre de cette thèse, avec l'aide de Nicolas Filatoff, pour écrire le linéaire tangent et l'adjoint de la procédure d'advection des flotteurs lagrangiens. Ces développements n'ont pas posé de difficulté particulière, mis à part le fait de sélectionner quelles variables doivent être dérivées, et lesquelles doivent être considérées comme constantes. Contrairement à la pratique utilisée dans tout le reste du code consistant à ne jamais considérer des incréments de position, il est nécessaire pour les flotteurs d'introduire ces incréments. En revanche, les indices de grille sont fixes, c'est-à-dire qu'on considère qu'on peut faire l'approximation que le flotteur ne change pas de maille du modèle (pour un même pas de temps) entre la prévision et l'analyse. Les tests suivants, de même type que ceux présentés dans la section 2.3.5 ont été effectués pour valider les développements sur l'advection ainsi que l'utilisation du code adjoint dans une nouvelle configuration.

Linéarité

La première condition pour utiliser une méthode adjointe est que l'hypothèse de linéarité soit valide, c'est-à-dire que quel que soit le petit incrément $\delta\mathbf{x}$ du vecteur d'état, on puisse approcher le vecteur $\mathcal{M}(\mathbf{x}_0 + \delta\mathbf{x})$ par l'expression $\mathcal{M}\mathbf{x}_0 + \mathbf{M}\delta\mathbf{x}$ où \mathbf{M} est appelé linéaire tangent de \mathcal{M} .

Cette condition n'est pas systématiquement remplie pas les flotteurs lagrangiens, dont les trajectoires peuvent présenter des bifurcations et de fortes non-linéarités lorsqu'on se place à des échelles temporelles de l'ordre du temps intégral lagrangien. On peut néanmoins la vérifier pour des échelles de temps courtes, mais aussi statistiquement pour des durées un peu plus longues, ce qui justifie l'utilisation d'une méthode de linéarisation pour l'assimilation des flotteurs.

Dans la pratique, il n'est pas nécessaire que l'incrément $\delta\mathbf{x}$ soit réellement quelconque, ce qui est déterminant, c'est que pour des incréments réalistes, tels qu'ils apparaissent au cours du processus de minimisation de la fonction coût, l'hypothèse de linéarité soit vérifiée.

Validation du linéaire tangent

Si on écrit le développement limité de l'expression $M(\mathbf{x} + \alpha \delta\mathbf{x})$ autour de l'état \mathbf{x} , on obtient la formule de Taylor :

$$M(\mathbf{x} + \alpha \delta\mathbf{x}) = M(\mathbf{x}) + \alpha \frac{\partial M}{\partial \mathbf{x}} \delta\mathbf{x} + O(\alpha^2) \quad (4.12)$$

Par définition, le modèle linéaire tangent est $\mathbf{M} = \frac{\partial M}{\partial \mathbf{x}}$ et l'équation 4.12 peut s'écrire :

$$M(\mathbf{x} + \alpha \delta\mathbf{x}) = M(\mathbf{x}) + \alpha \mathbf{M} \delta\mathbf{x} + O(\alpha^2) \quad (4.13)$$

Pour s'assurer de la validité du modèle linéaire tangent, on peut donc vérifier que \mathbf{M} satisfait bien l'équation 4.13. Dans la pratique, on choisit une forme linéaire S de \mathbf{R}^n dans \mathbf{R} ; par exemple S peut associer au vecteur d'état sa i ème composante, ou bien une somme de ses composantes sur un sous-domaine. Baraille et Filatoff (1998) proposent de vérifier que la fonction

$$F(\alpha) = \text{Log} \left(\frac{S(\mathcal{M}(\mathbf{x} + \alpha \delta\mathbf{x}) - \mathcal{M}(\mathbf{x}) - \alpha \mathbf{M} \delta\mathbf{x})}{\alpha^2} \right)$$

est constante dans le domaine de validité du modèle tangent linéaire. Pour ce faire, les valeurs de $F(\alpha)$ sont calculées (avec un incrément initial $\delta\mathbf{x}$ fixé) pour les valeurs de α : 1, 10^{-1} , 10^{-2} , 10^{-3} , ... 10^{-14} , et on trace $F(\alpha)$ en fonction de α (Figure 4.13). Ce test est très sévère : il peut effectivement être vérifié dans des cas favorables, mais il arrive qu'il donne des résultats négatifs (c'est-à-dire $F(\alpha)$ non constante) alors que le linéaire tangent se comporte bien, en particulier dans le cas où le modèle est très proche de la linéarité, et où le résidu censé être proportionnel à α^2 est plutôt dominé par l'erreur machine. Nicolas Filatoff (communication personnelle) a cependant pu vérifier ce test sur des incréments du vecteur d'état particuliers, dans une configuration idéalisée à quatre couches, et pour des durées allant jusqu'à une semaine et sur huit ordres de grandeur de l'incrément.

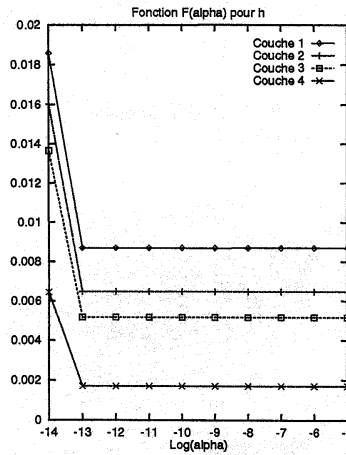


FIG. 4.13 – MICOM : validation du linéaire tangent. Filatoff et Baraille, 1998

Avec notre configuration, pour des incréments réalistes, il a été difficile d’obtenir $F(\alpha)$ constante sur plus de trois ou quatre ordres de grandeur, mais nous avons adopté un critère de validation plus pragmatique : finalement, pour l’utilisation du linéaire tangent dans le 4d-Var incrémental, la question déterminante est de savoir si $\mathcal{M}(\mathbf{x} + \alpha \delta \mathbf{x})$ est une bonne approximation de $\mathcal{M}(\mathbf{x} + \alpha \delta \mathbf{x})$ et il suffit pour cela que :

$$F_2(\alpha) = \frac{S(\mathcal{M}(\mathbf{x} + \alpha \delta \mathbf{x}) - \mathcal{M}(\mathbf{x}) - \alpha \mathbf{M} \delta \mathbf{x})}{S(\alpha \mathbf{M} \delta \mathbf{x})}$$

vérifie $F_2(\alpha) \ll 1$.

Pour des perturbations baroclines en équilibre géostrophique avec des ordres de grandeur réalistes (par exemple des incréments de hauteur de surface de 10cm à 1mm compensés en profondeur, et les vitesses géostrophiques correspondantes), $F_2(\alpha)$ est de l’ordre de 10^{-4} ou moins.

Validation du modèle adjoint

Pour vérifier si le modèle adjoint est effectivement l’adjoint du modèle linéaire tangent, on peut s’appuyer sur l’égalité suivante, découlant de la définition du produit scalaire :

$$(\mathbf{M} \delta \mathbf{x}, \mathbf{M} \delta \mathbf{x}) = (\mathbf{M}^T \mathbf{M} \delta \mathbf{x}, \delta \mathbf{x}) \quad (4.14)$$

Cette égalité doit être vérifiée à la précision machine près, ce qui a été réalisé sur toutes les parties du modèle MICOM adiabatique dans une configuration idéalisée (Nicolas Filatoff, communication personnelle). Avec le codage des réels sur 64 bits utilisé, ce produit est généralement inférieur à 10^{-14} . On peut vérifier cette équation sur les équations complètes du modèle ou sur une partie, ce qui permet de traquer les erreurs dans le codage de l’adjoint. Un usage intensif de ce test a été fait lors de la mise au point du système et nous sommes parvenus à obtenir un test du produit scalaire concluant sur toutes les routines utilisées.

Gradient de la fonction coût

Il s'agit de vérifier la formule de Taylor pour le gradient de la fonction de coût. Si on écrit le développement limité de J pour les conditions initiales $\mathbf{x}_0 = \mathbf{x} + \alpha \nabla J$ autour de l'état \mathbf{x} , on obtient :

$$J(\mathbf{x} + \alpha \nabla J) = J(\mathbf{x}) + \alpha \nabla J \nabla J + O(\alpha^2) \quad (4.15)$$

avec J définie par :

$$J(\mathbf{x}_0) = \frac{1}{2} [\mathbf{d} - HM\delta\mathbf{x}]^T \mathbf{R}^{-1} [\mathbf{d} - HM\delta\mathbf{x}]$$

De façon analogue au test du linéaire tangent, on définit une fonctionnelle $F(\alpha)$ qui doit vérifier :

$$F(\alpha) = \frac{J(X + \alpha \nabla J) - J(X)}{(\alpha \nabla J, \nabla J)} = 1 + O(\alpha)$$

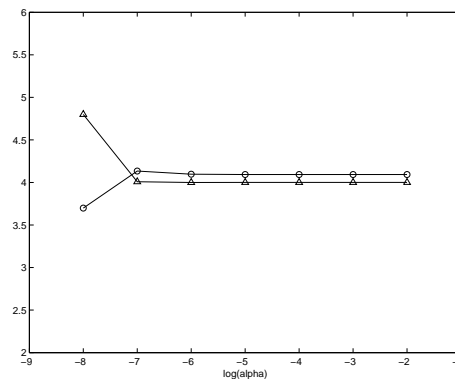


FIG. 4.14 – MICOM : test du gradient. On représente $\frac{F(\alpha)-1}{\alpha}$ qui reste constant dans le domaine de validité du gradient. Les triangles correspondent à une expérience sur 5 pas de temps et les cercles à une expérience sur une journée de simulation soit 576 pas de temps.

4.3.5 Structure des matrices de covariance

Matrice de covariance des erreurs d'ébauche (B)

Des études antérieures (Ricci, 2003) et des tests effectués en expériences jumelles (voir plus loin, section 4.3.7) ont montré les limites de la simplification consistant à utiliser une matrice des covariances d'erreur d'ébauche (matrice \mathbf{B}) diagonale : création de forts gradients, condition initiale non réaliste, nécessité d'avoir un nombre excessif d'observations pour améliorer sensiblement le vecteur d'état), convergence lente de la minimisation. D'un autre côté, il est bien

connu qu'il est impossible de stocker et d'inverser une matrice de covariance d'erreur d'ébauche étant donné que sa taille est rédhibitoire.

La solution adoptée est de coder sous forme d'opérateur une matrice \mathbf{B} non diagonale, mais encore très simplifiée, et de calculer le vecteur $\mathbf{B}^{-1}\mathbf{x}$ par une méthode du gradient conjugué bien adaptée à ce type de problème d'inversion de matrice symétrique positive.

Plusieurs choix de simplifications ont été implémentés, correspondant à des approximations physiques différentes, pour étudier leur impact sur le comportement de la méthode. La simplification maximale est de considérer que \mathbf{B} est diagonale, les seuls éléments non nuls sont alors les variances d'erreur pour ζ , \mathbf{u} et \mathbf{v} .

Pour s'approcher un peu plus de la structure réaliste de \mathbf{B} , on peut considérer que les variables dynamiques (hauteurs de surfaces ζ , vitesses méridiennes \mathbf{v} et vitesses zonales \mathbf{u}) sont indépendantes, et les vitesses à différents niveaux sont indépendantes. Ces hypothèses sont évidemment fausses du point de vue physique, elles décrivent un océan de viscosité nulle, sans échange entre les couches, et où la vitesse serait indépendante du champ de masse. La seule justification de cette structure réside dans le fait de faire un choix prudent étant donnée la complexité des covariances réelles : on ne corrigera pas les variables non observées, mais au moins on n'introduira pas de corrections erronées sur les variables et les niveaux non observés.

La matrice \mathbf{B} prend alors la forme :

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \langle \zeta_{i,j,k}, \zeta_{l,m,n} \rangle & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \langle \mathbf{u}_{i,j,k}, \mathbf{u}_{l,m,n} \rangle & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \langle \mathbf{v}_{i,j,k}, \mathbf{v}_{l,m,n} \rangle & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I * \langle x_{part}^2 \rangle \end{pmatrix}$$

avec les différents éléments des blocs définis par :

$$\begin{aligned} \langle \zeta_{i,j,k}, \zeta_{l,m,n} \rangle &= \delta_{k,n} C(i, j, l, m) \left[\delta_{k,1} \langle \delta ssh^2 \rangle + (1 - \delta_{k,1}) \langle \delta h^2 \rangle \right] \\ \langle \mathbf{u}_{i,j,k}, \mathbf{u}_{l,m,n} \rangle &= \delta_{k,n} C(i, j, l, m) \langle u^2 \rangle \\ \langle \mathbf{v}_{i,j,k}, \mathbf{v}_{l,m,n} \rangle &= \delta_{k,n} C(i, j, l, m) \langle v^2 \rangle \\ C(i, j, l, m) &= \exp \left(- \frac{(x_i - x_l)^2 + (y_j - y_m)^2}{r_0^2} \right) \end{aligned}$$

La forme choisie pour l'expression de $\langle \zeta_{i,j,k}, \zeta_{l,m,n} \rangle$ prend en compte le fait que les variations de hauteurs des isopycnes n'ont pas le même ordre de grandeur que celles de la surface libre (ssh).

Pour la configuration dite légère (résolution de 0.2 degrés, 31*47 points sur 7 couches dans le domaine intérieur), et un rayon de corrélation r_0 de 40 km, la taille de la matrice \mathbf{B} est d'un peu plus de 2×10^9 éléments, dont environ 11×10^6 éléments non nuls, soit une densité de 0.0055.

Matrice de covariance des erreurs d'observation (\mathbf{R})

Nous avons choisi de considérer la matrice de covariance des erreurs d'observation comme diagonale, ce qui se justifie bien dans le cas de mesures de déplacements de flotteurs par localisation satellite, les erreurs de positionnement étant vraisemblablement décorréliées.

On pourrait considérer que les erreurs sur la dérive dues aux effets du vent et des courants de surface sont corrélées dans l'espace et dans le temps, mais comme il est possible de corriger ces effets à partir du vent estimé, on devrait obtenir à terme des estimations de dérive profonde dont les erreurs sont non corrélées.

4.3.6 Matrice \mathbf{B} "géostrophique"

Si les incréments de l'assimilation sont contraints à respecter l'équilibre géostrophique, comme on l'a vu dans la section 4.3.2, cette contrainte modifie évidemment les covariances d'erreur de prévision. Il est possible de prendre en compte simplement la géostrophie dans la matrice de covariance exprimée sous forme d'opérateur en utilisant l'opérateur d'équilibre géostrophique du modèle (Son Hoang, communication personnelle); si on note comme précédemment \mathbf{G} l'opérateur géostrophique :

$$\mathcal{G} = \begin{pmatrix} I \\ \mathbf{G}_u \\ \mathbf{G}_v \end{pmatrix}$$

qui s'applique au vecteur d'état $\mathbf{x} = (\zeta, \mathbf{u}, \mathbf{v})^T$ et que l'on décompose la matrice \mathbf{B} comme :

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mathbf{B}_{hh} & \mathbf{B}_{hu} & \mathbf{B}_{hv} \\ \mathbf{B}_{hu}^T & \mathbf{B}_{uu} & \mathbf{B}_{uv} \\ \mathbf{B}_{hv}^T & \mathbf{B}_{uv}^T & \mathbf{B}_{vv} \end{pmatrix}$$

Si le vecteur d'état respecte l'équilibre géostrophique, alors les vitesses s'écrivent comme des fonctions des hauteurs et on peut écrire, par exemple :

$$\mathbf{B}_{uv} = \langle \mathbf{u}, \mathbf{v} \rangle = \langle \mathbf{G}_u \mathbf{h}, \mathbf{G}_v \mathbf{h} \rangle = \mathbf{G}_u^T \langle \mathbf{h}, \mathbf{h} \rangle \mathbf{G}_v$$

Et \mathbf{B} s'écrit donc simplement :

$$\mathbf{B} = \mathcal{G} \mathbf{B}_{hh} \mathcal{G}^T \quad (4.16)$$

Dans ce cas, il n'est plus possible de calculer explicitement les éléments de \mathbf{B} , mais on a accès au calcul du vecteur $\mathbf{B}\mathbf{x}$, ce qui permet de calculer $\mathbf{B}^{-1}\mathbf{x}$ par une méthode itérative comme un gradient conjugué.

4.3.7 Expériences jumelles

Pour la mise au point de la méthode variationnelle, des expériences jumelles ont été effectués avec la discrétisation légère (16 km). Le but de ces expériences est de pouvoir valider

Simulation	Durée du cycle	Données assimilées	B	δx	Performances Linéaire			Performances Analyse		
					ssh	h	u,v	ssh	h	u,v
1	3 jours	h,u,v	1	(ζ,u,v)	83%	71%	54%	83%	69%	54%
2	3 jours	h,u,v	0	(ζ,u,v)	88%	73%	53%	87%	71%	54%
3	3 jours	h,u,v	2	(ζ,u,v)	88%	73%	54%	87%	71%	54%
4	3 jours	u,v	2	(ζ,u,v)	19%	20%	55%	20%	8%	56%
5	3 jours	u,v	2	(ζ +géos)	-114%	-3%	13%	-137%	2%	16%
6	3 jours	u,v (*)	2	(ζ,u,v)	95%	47%	68%	95%	47%	13%

TAB. 4.3 – Résultats des expériences jumelles d'assimilation. La colonne [B] donne la forme de la matrice **B** : 0=omise (pas de terme de rappel), 1=diagonale, 2=bloc-diagonale. La colonne [δx] indique le vecteur d'état utilisé, soit complet (ζ,U,V), soit limité à ζ avec application de l'équilibre géostrophique (ζ +géos). (*) avec l'équilibre géostrophique dans l'opérateur d'observation H.

l'implémentation de la méthode, de quantifier exactement l'apport de l'assimilation variationnelle dans des conditions relativement simples et contrôlées, et de pouvoir tester et affiner les conditions dans lesquelles elle fonctionne le mieux. Ces expériences jumelles utilisent une configuration simplifiée, sans flux atmosphériques mais comportant un certain degré réalisme : bathymétrie réaliste, initialisation par les données T/S de la campagne POMME1, conditions aux limites POMME1.

L'état «perturbé» x_0^f qui est le point de départ de la prévision (x_t^f) est obtenu en effectuant un run libre long sans flux («spindown»), et est de ce fait fortement différent et moins énergétique que l'état initial de POMME1 pris comme «vérité» (x_0^t). Cette situation est celle que l'on peut s'attendre à rencontrer dans une assimilation opérationnelle qui injecte de l'énergie à moyenne échelle, celle-ci étant dissipée par la viscosité du modèle et donc sous-estimée dans la prévision. L'assimilation utilise comme observations une partie du vecteur d'état au centre de la zone, qui représente 33% de la surface totale du modèle.

Le tableau 4.3 résume les principales expériences et leurs résultats. La mesure de performance est définie comme :

$$P(x^a) = \frac{N_{assim}}{N} \left[1 - \left(\frac{(x^t - x^a)^T (x^t - x^a)}{(x^t - x^f)^T (x^t - x^f)} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

où $\frac{N_{assim}}{N}$ représente la portion du vecteur d'état qui est assimilée. P est donc égale à 0 si l'assimilation n'apporte aucune amélioration et à 100% si l'analyse est égale à la «vérité». Une valeur de P négative indique que l'assimilation a dégradé la simulation. La colonne «Performances Linéaire» contient les scores obtenus durant la minimisation dans l'approximation du linéaire tangent. «Performances Analyse» donne les scores obtenus par la simulation non-linéaire après la minimisation. Ces deux valeurs doivent être égales si l'approximation linéaire est valide. Si elles diffèrent, c'est une indication que les incréments sortent de l'approximation linéaire.

La simulation **1** est une assimilation de référence dans laquelle on observe tout le vecteur d'état (hauteurs et vitesses en chaque point) sur une aire limitée au centre du domaine, mais où l'assimilation est aussi basique que possible avec une matrice \mathbf{B} diagonale.

Les figures 4.15, 4.17 et 4.19 montrent l'évolution de la norme des différences de vitesse et de hauteur de surface entre la simulation «vérité» à partir de laquelle les observations ont été générées et l'analyse après assimilation.

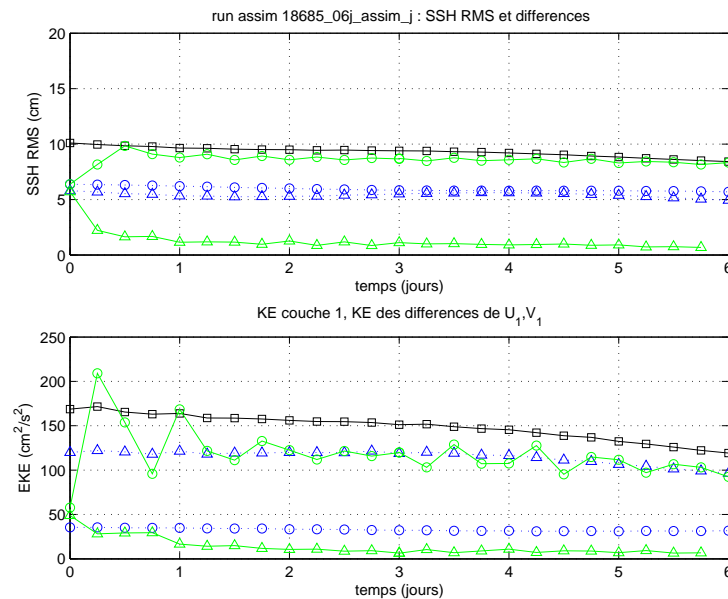


FIG. 4.15 – Simulation **1** : *panneau du haut* : évolution de la RMS de la hauteur de la surface libre dans la simulation «vérité» (carrés noirs), dans l'*a priori* (cercles bleus) et dans l'analyse (cercles verts). Les trois premiers jours correspondent au cycle d'assimilation et les trois jours suivants à une prévision en run libre. Les triangles bleus et verts dénotent les différences à la «vérité» pour l'*a priori* et l'analyse respectivement. *panneau du bas* : avec les mêmes codes de symboles, énergie cinétique dans la première couche pour la «vérité», l'*a priori* et l'analyse, et norme des différences de vitesses correspondantes

Dans l'expérience **1** (Figure 4.15), toutes les composantes du vecteur d'état ont été assimilées dans la zone centrale du domaine, avec une matrice \mathbf{B} diagonale, et on obtient logiquement une analyse très proche de la «vérité». Une expérience similaire (**3**) a été réalisée avec une matrice \mathbf{B} bloc-diagonale (*cf.* section 4.3.5) avec des résultats très semblables (non illustrés ici). Avec une si grande densité d'observations, il semble que le fait d'utiliser une matrice de covariance non-diagonale n'améliore pas sensiblement le résultat final ni la vitesse de convergence de la minimisation.

Les expériences **1**, **2** et **3** produisent des résultats très voisins, avec un incrément faible aussi bien en vitesse qu'en hauteur et un ajustement rapide (de l'ordre de 12h) en début d'analyse ¹ qui

¹on appelle ici analyse la simulation non linéaire effectuée en fin d'assimilation avec comme condition initiale

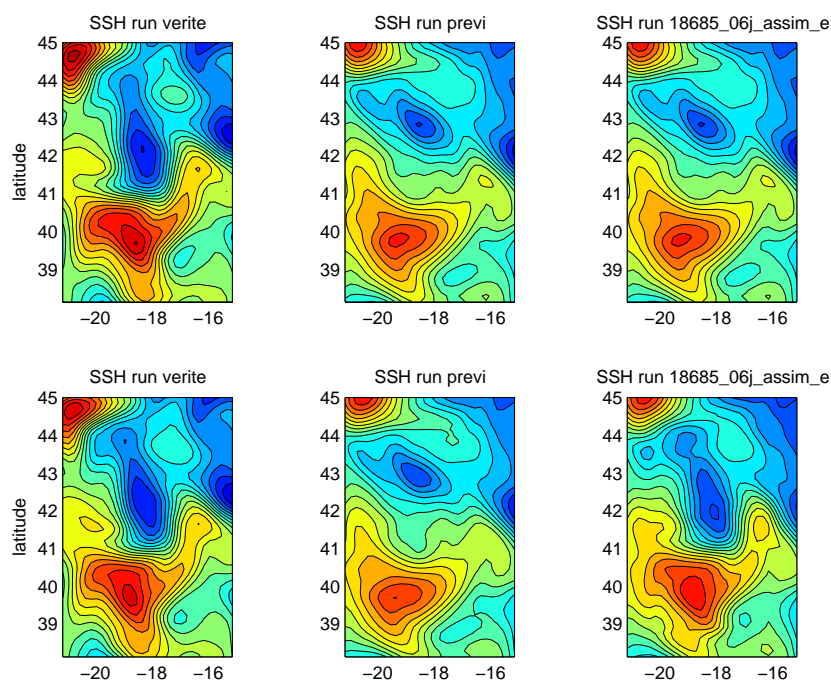


FIG. 4.16 – Elevation du surface de la mer au début (en haut) et à la fin (en bas) du cycle d’assimilation pour pour la simulation **3**.

conduit à des situations très proches de l’état final vrai (voir par exemple la carte d’élévation de surface pour l’expérience **3** : la situation initiale de l’analyse est presque identique à l’ébauche). Le seul problème identifié dans ces expériences très simples est l’existence d’oscillations à la période inertielle dans les premiers deux jours de l’analyse.

Dans le run **4** (Figure 4.17), seules les vitesses ont été assimilées ; la structure de \mathbf{B} est bloc-diagonale avec les covariances spatiales décrites dans la section 4.3.5.

Toutes les expériences sans utilisation de l’équilibre géostrophique présentent sur la vitesse des oscillations proches de la fréquence inertielle, mais dans le run **4**, elles sont si fortes qu’elles dégradent significativement les performances de l’assimilation aux échéances intermédiaires, même si le score final sur les vitesses peut paraître bon. Par ailleurs, on notera que cette simulation dans laquelle on assimile des vitesses sans modifier les hauteurs de couches autrement que *via* l’adjoint a de très mauvais résultats sur l’estimation de la hauteur de surface et des hauteurs de couches, qui vont jusqu’à dégrader très fortement la prévision. Nous attribuons ces oscillations au fait que les incréments fournis par le minimiseur ne sont pas en équilibre et causent des oscillations inertielles et la génération d’ondes de gravité.

Pour la simulation **5** (Figure 4.19), on a introduit l’opérateur d’équilibre géostrophique comme décrit dans la section 4.3.2. Les phénomènes oscillatoires sur les vitesses (que l’on

la somme de la condition initiale *a priori* et des incréments d’analyse

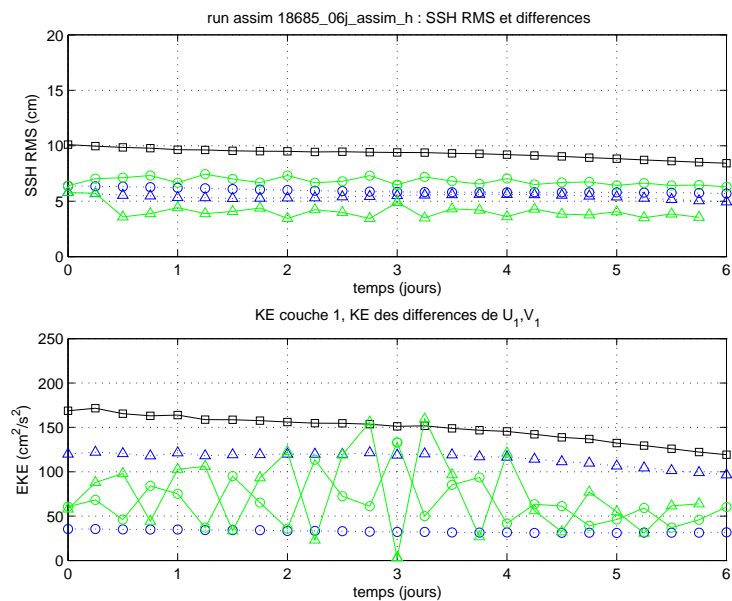


FIG. 4.17 – Comme la figure 4.15, pour la simulation 4 avec assimilation des vitesses seules.

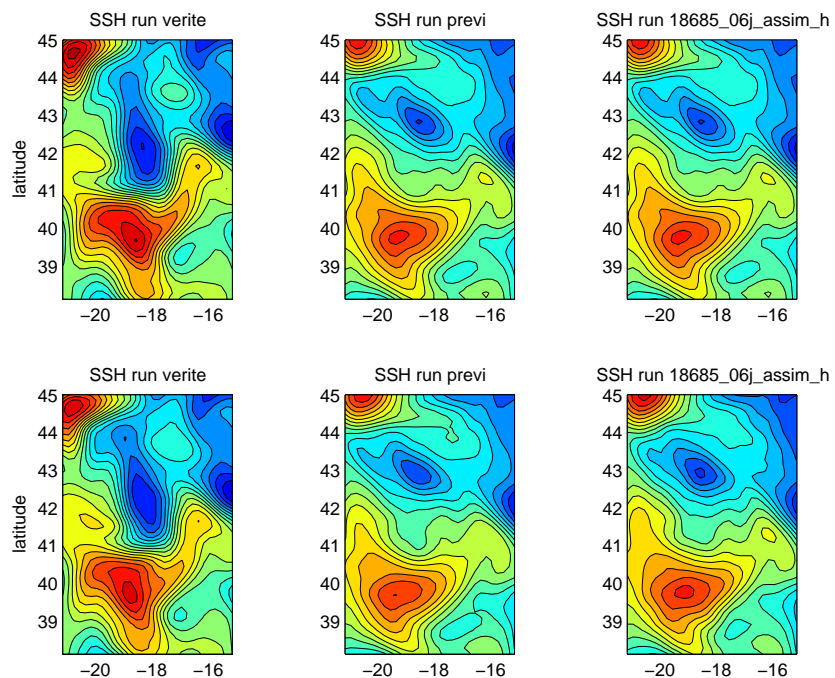


FIG. 4.18 – Comme la figure 4.16, pour la simulation 4

peut identifier à des oscillations inertielles) ont disparu, mais des oscillations apparaissent sur la norme de la SSH, correspondant vraisemblablement à des ondes de gravité (Figure 4.19). Les performances de cette implémentation sont très décevantes, et nous recherchons activement à les améliorer.

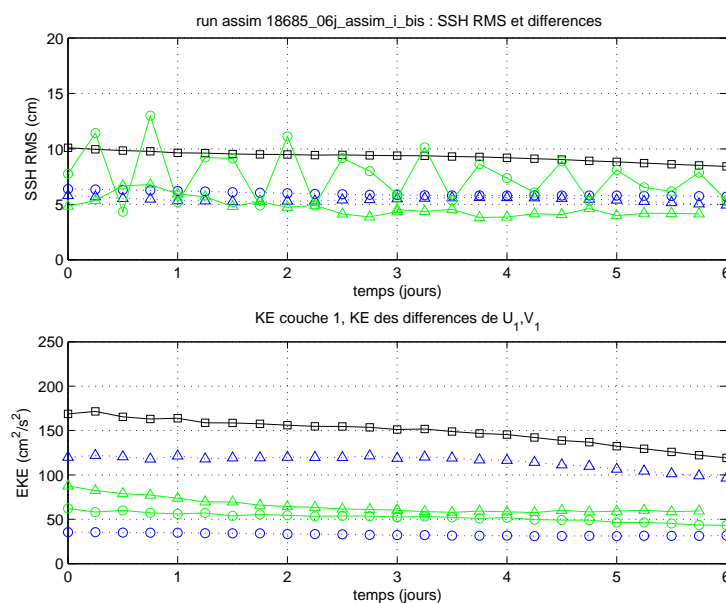


FIG. 4.19 – Comme la figure 4.15, pour la simulation 5 avec introduction de l'équilibre géostrophique.

Dans le run 6, on a ajouté à l'opérateur d'observation un opérateur d'équilibre géostrophique, ce qui revient à faire l'approximation que les incréments de vitesses qu'on observe sont des incréments géostrophiques. Les autres paramètres et la forme de la matrice \mathbf{B} sont les mêmes que dans le run 4. Sans être aussi proche de la «vérité» que les expériences assimilant les hauteurs de couches, on réussit à obtenir un comportement assez proche, mais de fortes oscillations et des vitesses de surface assez éloignées de la «vérité».

Les oscillations peuvent en partie être expliquées dans le cadre de ces simulations par les fortes différences entre prévision et vérité, et la courte durée du cycle d'assimilation, qui induisent des variations plus rapides que celles qui peuvent être obtenues avec la dynamique de type onde de Rossby.

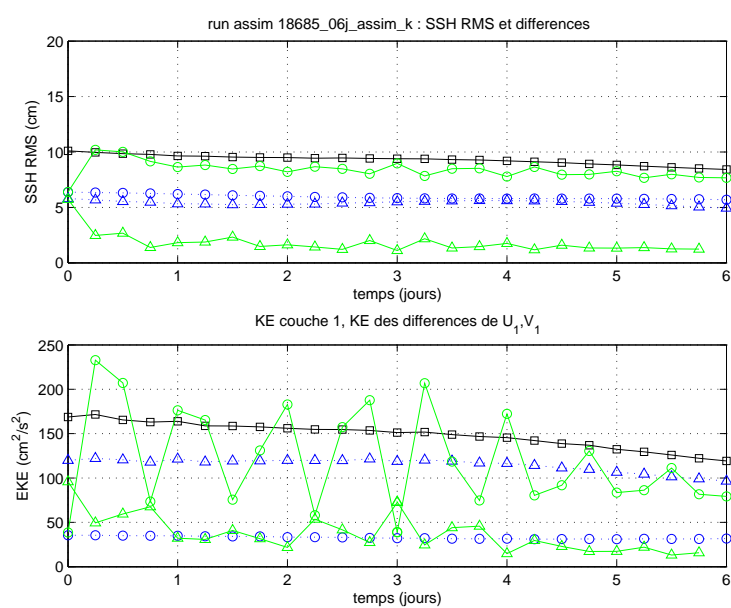


FIG. 4.20 – Comme la figure 4.15, pour la simulation 6 avec introduction de utilisation d'un opérateur d'observation géostrophique.

4.4 Conclusions sur les méthodes d'assimilation

4.4.1 Les méthodes lagrangiennes

La prise en compte du caractère lagrangien des déplacements de flotteurs a été évaluée dans le cadre d'une méthode séquentielle et d'une méthode variationnelle. Dans l'assimilation séquentielle (OI), on a pu montrer qu'il est possible d'améliorer ainsi la qualité de l'analyse à condition que la durée de la dérive lagrangienne soit inférieure au temps intégral lagrangien caractéristique de l'écoulement. Si l'ébauche est très proche de la vérité, l'«assimilation lagrangienne» est toujours plus exacte que l'assimilation de vitesses pseudo-eulériennes, mais cette situation n'est malheureusement pas encore celle des modèles d'océan actuels. Les résultats obtenus sont souvent moins bons que ceux présentés par Anne Molcard et Tamay Özgökmen qui ont poursuivi un travail similaire indépendamment (voir les références dans la bibliographie), mais les tests utilisés ici sont bien plus sévères, avec des situations de moyenne échelle issues d'observations ou de modèles utilisant l'altimétrie, et des simulations présentant beaucoup plus de degrés de liberté (niveaux verticaux, structures tourbillonnaires nombreuses, frontières ouvertes).

La question des non-linéarités fortes et des bifurcations dans les trajectoires lagrangiennes a été évoquée marginalement à plusieurs reprises dans ce travail, mais n'a pas été abordée faute de l'attirail conceptuel et mathématique nécessaire. Si l'on veut travailler sur des déplacements de flotteurs avec des durées de cycles de l'ordre du temps intégral lagrangien ou plus, il faudra inévitablement se pencher sur ces questions. On pourra alors choisir d'utiliser des méthodes n'impliquant pas une linéarisation autour d'un état de référence, par exemple les méthodes d'ensemble. Il semble qu'une piste prometteuse (car économe en ressources de calcul) pourrait être de considérer des perturbations sur les trajectoires lagrangiennes (et donc des ensembles de particules) plutôt que des ensembles de simulations du modèle. Une autre piste possible serait d'utiliser une estimation *a priori* des caractéristiques de dispersion de l'écoulement (*cf.* par exemple Hua et Klein, 1998 ; Hua *et al.*, 1998) pour définir dans quelles régions dynamiques les observations fournissent une information utilisable et dans quelles situations l'assimilation n'est pas réalisable.

4.4.2 Le problème d'initialisation

Ce que les météorologues ont baptisé «le problème d'initialisation», c'est-à-dire la difficulté d'éviter l'excitation d'oscillations à haute fréquence lors de l'initialisation des modèles numériques, a représenté un des obstacles majeurs pour la mise en place de l'assimilation variationnelle. Les méthodes existantes pour éviter ce problème sont nombreuses, depuis le simple fait de forcer un équilibre géostrophique (Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1989) jusqu'à la mise en place d'un filtre numérique qui permet d'éliminer les hautes fréquences à l'initialisation tout en

conservant l'éventuel caractère agéostrophique de certaines observations (Lynch, 1997).

Bien que ce problème ait été identifié en cours de thèse, des difficultés d'implémentation ont fait qu'aucune solution vraiment satisfaisante n'a pu être mise en place pour le 4D-Var. Suivant en cela Malanotte-Rizzoli *et al.* (1989), nous avons choisi d'imposer l'équilibre géostrophique aux incréments de hauteur et de vitesse. Le fait d'utiliser l'adjoint de l'opérateur géostrophique en fin de calcul du gradient a pour effet que le problème de minimisation de la fonction coût est moins bien conditionné et que la minimisation n'est pas efficace, à moins qu'une erreur se soit glissée dans le calcul du gradient. Lorsque l'on utilise l'équilibre géostrophique, on n'arrive pas à obtenir une solution proche des observations, même si l'analyse est un peu plus proche de la «vérité» que l'ébauche. La suite logique de ce travail sera de comprendre ce qui fait effectivement échec à la minimisation et d'y remédier, éventuellement par un changement de variables d'état ou en imposant autrement la contrainte géostrophique.

L'inconvénient évident de l'équilibre géostrophique est qu'il représente une simplification extrême de la dynamique de l'océan, et ne respecte que de façon approchée les équations «shallow-water» du modèle MICOM. Dans les expériences d'assimilation variationnelle, rien ne contraint pour l'instant la dynamique du modèle aux échéances intermédiaires, les seules contraintes étant sur l'état initial (terme de régularisation) et sur les observations en fin de cycle. Il est probable que le problème présente trop de degrés de liberté (Son Hoang, communication personnelle) et qu'il est nécessaire d'introduire des termes de régularisation supplémentaires pour stabiliser la solution.

Une approche différente du problème d'initialisation, issue du traitement du signal, a été proposée pour la météorologie par Lynch (1997), et pourrait s'avérer bien plus intéressante : il s'agit d'utiliser un filtre digital, appelé «fenêtre de Dolph-Chebyshev». L'efficacité de ce filtre dans des problèmes d'initialisation simples a été prouvée, et il permet de conserver la dynamique complète du modèle tout en filtrant les phénomènes dont la vitesse de croissance est trop grande. Du point de vue de l'implémentation, il suffit d'effectuer une intégration du modèle sur une durée relativement courte (quelques heures pour l'atmosphère) pour obtenir un état initial filtré où les modes rapides sont fortement atténués.

Nature et traitement des erreurs de prévision

Comme C. F. Gauss (1823) le soulignait déjà lorsqu'il a introduit le concept de minimisation statistique des erreurs d'observation, les méthodes de minimisation permettent d'obtenir une solution optimale lorsqu'on est confronté à des erreurs aléatoires, décorrélées de la valeur observée aussi bien qu'entre elles, et dont la distribution est normale. D'un autre côté, ce que Gauss appelle «les erreurs qui sont par nature constantes dans leurs effets sur toutes les observations d'un même genre», c'est-à-dire en langage actuel les biais, ne sont pas corrigés de façon efficace par ce type de méthodes.

Dans POMME, une erreur systématique récurrente dans les modèles utilisés (SOPRANE,

MERCATOR PSY1, MICOM) est une sous-estimation de l'énergie cinétique turbulente, au moins aux niveaux peu profonds. Cette sous-estimation est liée d'une part aux processus de création de ces structures, qui ne sont pas toujours correctement reproduits, à la dissipation de ces structures par des effets de résolution (ce qui est très marqué dans le prototype MERCATOR dont la résolution est nettement inférieure, $1/3^\circ$; la réanalyse de l'année 2001 avec PSY2, d'une résolution nettement supérieure, n'était malheureusement pas encore disponible pour ce travail). L'assimilation de l'altimétrie ne corrige que partiellement ce biais, puisque les observations altimétriques elles-mêmes sont fortement filtrées afin d'éliminer le bruit de mesure.

Chapitre 5

Conclusion

La dynamique tourbillonnaire dans POMME

L'imposante «moisson de données» effectuée lors de l'expérience POMME a rendu possible l'évaluation de la circulation horizontale à moyenne échelle dans la zone, sur une durée d'un an. Les méthodes d'estimation optimales qui ont été développées dans le cadre de cette thèse ont permis d'obtenir, à partir d'observations de nature et d'échantillonnage très différents, des estimations de la circulation horizontale que l'on peut considérer comme représentatives de la réalité à des échelles de 40 km et plus (section 3.2). Les méthodes utilisées sont très classiques (Bretherton *et al.*, 1976; Davis, 1977), mais ont la particularité de prendre en compte des observations lagrangiennes en même temps que des observations hydrologiques et des mesures de courant eulériennes. Un effort particulier a été fait pour prendre en compte le plus exactement possible le caractère lagrangien des observations de flotteurs, mais on a pu montrer que dans ce contexte de turbulence à moyenne échelle, la cadence de positionnement des flotteurs ARGO, qui est de dix jours, est supérieure au temps intégral lagrangien, et que cela remet en question l'utilisation d'une assimilation qui repose sur une description déterministe de la trajectoire.

Les résultats des estimations de courant ont été utilisés pour obtenir les caractéristiques générales de la circulation (vitesse moyenne, énergie cinétique, dispersion turbulente). L'énergie cinétique et la dispersion turbulente sont plus élevées que dans les champs SOPRANE ou dans des champs de vitesse diagnostiqués directement depuis des mesures altimétriques, mais les résultats des différentes méthodes sont cohérents dans les limites de leurs erreurs.

Une autre approche des observations lagrangiennes et hydrologiques a été l'identification, le suivi et l'étude de structures tourbillonnaires individuelles (sections 3.4 et 3.5), qui a permis de mettre en évidence un déplacement de presque toutes les structures tourbillonnaires vers le sud-ouest, alors qu'on pouvait s'attendre à un comportement différencié entre cyclones et anti-cyclones, comme dans l'étude de Morrow *et al.* (2004) sur d'autres régions. Plusieurs types de structures ont été identifiés, correspondant vraisemblablement à des zones et modes de formation différents.

Toutes ces approches se limitent à l'étude d'échelles qui sont celles des structures dominantes, soit le premier rayon de déformation de Rossby, qu'on estime à 30 km. Cette limitation est liée à la densité des réseaux hydrologiques des legs 1 (55km) et des observations lagrangiennes. Il existe aussi dans POMME un sous-ensemble de mesures à plus haute résolution, telles que le SEASOAR, le TOWYO ou le VMADCP, qui permet d'étudier la variabilité à des échelles plus fines, de l'ordre de quelques kilomètres ; ce type de données n'a de loin pas encore été complètement exploité. Cedric Le Gall et Patrice Klein ont réalisé une première étude prometteuse sur ce sujet. Ces travaux sont d'un intérêt crucial pour la suite de POMME car ils peuvent permettre de mieux comprendre et de caractériser, voire de paramétrer l'effet des petites échelles non résolues par les réseaux hydrologiques sur la dispersion et le transport de propriétés. Il y a tout lieu de penser que l'effet net des processus à petite échelle est loin d'être négligeable.

Vers une description quadridimensionnelle cohérente de la zone ?

L'étude directe des données de campagne (sections 2.1.2 et 3.3 à 3.5) et l'estimation synoptique de la vitesse horizontale à différents niveaux (3.2) ont permis de mesurer l'intérêt des données observées dans POMME et leur potentiel à restituer la dynamique à moyenne échelle et la distribution des traceurs. On a montré que l'information issue des données de déplacement des flotteurs lagrangiens pouvait être incorporée à des analyses de circulation restituant la circulation à moyenne échelle en temps quasi réel. Ces observations lagrangiennes se sont révélées particulièrement précieuses entre les campagnes, lorsqu'elles fournissaient la seule information *in situ* disponible, et plus particulièrement à la veille des départs de campagnes, lorsqu'elles ont permis d'identifier les structures intéressantes qu'on souhaitait échantillonner. On a également pu quantifier des indicateurs intégraux de la circulation dans la zone : courant moyen, transport, énergie cinétique, temps intégral lagrangien, dispersion.

Les limitations de ces approches apparaissent lorsque l'on essaie d'estimer de façon précise le transport de chaleur par la turbulence à moyenne échelle, les vitesses verticales, la profondeur de couche mélangée ou d'autres quantités qui sont déterminés par des phénomènes dont l'échelle horizontale ou temporelle échappe aux résolutions effectives qu'on a pu atteindre, c'est-à-dire approximativement 50 km et 1 mois. Outre les limitations d'échelle, la forte variation dans le temps de la densité de données et de leur nature (données hydrologiques durant les campagnes, données lagrangiennes et satellitaires seulement par ailleurs) peuvent introduire des biais (voir par exemple la discussion sur la réalité des fluctuations d'EKE dans la section 3.2). Pour l'utilisation des déplacements de flotteurs, une autre limitation est le manque d'informations sur la structure verticale. Dans les analyses objectives, nous avons utilisé une structure de la correction simplifiée à l'extrême, puisque c'est un échelon avec une correction nulle aux niveaux inférieurs et une correction constante au niveau de l'observation et au-dessus. Dans l'assimilation par interpolation optimale, on a essayé d'affiner cette structure en utilisant un mode empirique (section

4.2), mais cette approche reste très simpliste et impose une structure de correction dont on sait qu'elle n'est pas exacte dans toutes les situations.

Il est clair que pour aller plus loin dans la quantification des flux, il est nécessaire de reproduire au mieux la circulation et la distribution des traceurs et les phénomènes qui régissent leur évolution à une échelle suffisamment fine ou avec des paramétrisations suffisamment pertinentes pour prendre en compte les échelles horizontales jusqu'à une dizaine de kilomètres (Lévy, 2005).

Plusieurs équipes de la communauté POMME se sont attelées à la tâche de fournir des champs quadridimensionnels de courants et de traceurs avec des méthodes et des objectifs différents qui, on l'espère, devraient fournir des résultats complémentaires.

On peut citer l'équipe de Fabienne Gaillard au LPO (Gaillard *et al.*, 2005) qui utilise une méthode inverse et une représentation spectrale sur l'horizontale et modale sur la verticale. Leur travail a aussi l'originalité d'incorporer les données de tomographie acoustique. Hervé Gjordani au CNRM utilise des simulations avec différents modèles basés sur les champs SOPRANE (comme conditions aux limites ou comme «rail dynamique») et permettant de les compléter par une estimation cohérente des termes non explicitement représentés dans le modèle SOPRANE. Alexandre Paci (CNRM), Marina Lévy (LODYC) et Michel Gavart (CMO Toulouse) ont mis en place et utilisé des configurations régionales à haute résolution (jusqu'à 4 km) du modèle OPA (Lévy *et al.*, 2005), pour des simulations libres et avec assimilation séquentielle.

D'un point de vue plus vaste que POMME, des simulations de la dynamique dans la zone ont été produites par MERCATOR (avec le modèle OPA et une résolution de $1/3^\circ$ sur l'Atlantique Nord) dans le cadre de l'expérience GODAE, et par le CMO avec le modèle opérationnel SOPRANE sur l'Atlantique Nord-Est (avec une résolution de $1/10^\circ$ et une bonne restitution de la dynamique tourbillonnaire, mais sans estimation de la température ni de la salinité, car c'est un modèle quasi-géostrophique). Sylvie Giraud (CLS) a également produit des réanalyses en temps différé avec le modèle SOPRANE, qui sont plus fidèles à la réalité que les simulations opérationnelles, car elle a bénéficié de champs altimétriques validés et recalés. Dans ces simulations, des valeurs dérivées (vorticité, déformation, critère d'Okubo-Weiss, *cf.* Hua et Klein, 1998) ont aussi été calculées en ligne.

La subduction dans POMME

Alors que les modèles conceptuels de subduction se basent principalement sur des échanges méridiens, on s'aperçoit dans POMME que les échanges zonaux sont largement prédominants du point de vue de la circulation, surtout dans le nord du domaine (*cf.* figure 13 page 1364 dans l'article section 3.2), et qu'ils ne sont pas du tout neutres du point de vue du transport de propriétés, puisque la structure moyenne (effectivement plutôt zonale) est fortement modulée par l'advection par la moyenne échelle.

Différentes visions de la subduction sont associées à différentes méthodes : la vision d'une advection moyenne isopycnale par une circulation vers le sud, telle qu'elle est présentée par

Williams *et al.*, 1995 (*cf.* figure 1.2 de l'introduction) ne correspond certainement pas à la réalité observée (grande variabilité de la profondeur de couche mélangée, circulation dominée par la moyenne échelle, advection lagrangienne zonale plus que méridienne), ce qui ne remet pas obligatoirement en cause la valeur des estimations faites, les bilans intégraux pouvant être exacts même si le détail des processus n'est pas décrit dans le modèle.

L'impression obtenue à partir des simulations lagrangiennes de la section 3.6 est que le retrait saisonnier de la couche mélangée, associé à une diffusion turbulente horizontale des traceurs, peut contribuer à la subduction mais qu'il sera difficile d'en quantifier les effets à partir des observations. En revanche, il est envisageable d'utiliser des simulations réalistes à haute résolution pour caractériser ces effets, les observations permettant de contrôler le niveau de réalisme de ces simulations.

Quant aux vitesses verticales et à une vision très locale de subduction sous des fronts, les tentatives d'observer ces phénomènes avec des instruments lagrangiens ont produit des résultats difficiles à interpréter (Pascale Lherminier et Jean-Claude Gascard, communication à la réunion «dynamique POMME», Paris, 2005). En résumé, on est loin d'avoir une vision d'ensemble cohérente et quantitative des processus pouvant contribuer à la subduction et d'avancer un chiffre définitif pour la zone.

POMME : une «boîte» ouverte

Les niveaux d'énergie cinétique turbulente observés par les flotteurs et ceux diagnostiqués dans les analyses indiquent des temps de résidence assez faibles (de l'ordre de 3 mois) dans la «boîte» POMME - en tous cas bien plus courts que dans SOPRANE ou dans MERCATOR PSY1 qui sous-évaluent très fortement la dispersion -, ce qui rend difficile l'idée initialement avancée de faire des bilans sur une durée d'un an dans la zone. Il est d'ailleurs révélateur que plusieurs tentatives de modélisation, qui avaient débuté sur une aire correspondant au domaine POMME, ont évolué vers des configurations plus larges, incluant au moins quelques centaines de km de plus dans chaque direction, afin de permettre l'existence des structures tourbillonnaires observées dans la zone, sans qu'elles intersectent les limites ouvertes du domaine.

Les simulations régionales aux frontières ouvertes avec des échanges forts avec l'extérieur du domaine nécessitent une approche rigoureuse de la question des conditions aux limites, de l'initialisation et de l'assimilation, qui deviennent, avec les flux atmosphériques, des éléments absolument déterminants pour la simulation. Même si de nombreuses méthodes performantes existent pour résoudre ces questions, leur implémentation et leur validation dans des modèles d'océan réalistes demandera encore des efforts conséquents.

Bibliographie

- [1] Arhan, M., and A. Colin de Verdière, 1985 : Dynamics of Eddy Motions in the Eastern North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* **15** (2), 153-170.
- [2] Assenbaum, M., and G. Reverdin, 2005 : Near real-time analyses of the mesoscale circulation during the POMME experiment. *Deep-Sea Res. I* **52** (8), 1345-1373.
- [3] Baraille, R., 1994 : Modèle Shallow-Water multicouches isopycnal de Miami. *Rapport C.M.O./R.E.T.* **Déc 1994**, 53 pp.
- [4] Baraille, R., et N. Filatoff, 1998 : Le Modèle adjoint de MICOM - Partie I : la version adiabatique. *Rapport C.M.O./R.E.* **005/98**, 67 pp.
- [5] Benett, A.F., 1992 : Inverse methods in physical oceanography. *Cambridge University Press*, New York.
- [6] Bennett, A.F., 1997 : Summer school on Inverse Methods and Data Assimilation *Lecture Notes, Oregon State University, Corvallis, Oregon*, 2nd edition, 244 pp.
- [7] Blanke, B., and S. Raynaud, 1997 : Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent : a Eulerian and Lagrangian approach from GCM results. *J. Phys. Oceanogr.* **27**, 1038-1053.
- [8] Blanke, B., S. Speich, G. Madec, and R. Maugé, 2002 : A global diagnostic of interior ocean ventilation. *Geophys. Res. Lett.* **29**, 10.1029/2001GL013727.
- [9] Blayo, E., 1992 : Développement d'un modèle quasi-géostrophique de la circulation océanique - Application à l'océan Atlantique Nord. *Thèse de doctorat à l'Université Joseph Fourier - Grenoble I*, 191 pp.
- [10] Blayo E., J. Verron and J.M. Molines, 1994 : Assimilation of TOPEX-POSEIDON altimeter data into a circulation model of the North Atlantic. *J. of Geophysical Research* **99**, C12, 24,691-24,705.
- [11] Bleck, R., 1978 : Simulation of coastal upwelling frontogenesis with an isopycnic coordinate model. *J. Geophys. Res.* **83**, 6163-6172.
- [12] Bleck, B. and D.B. Boundra, 1981 : Initial testing of a numerical ocean circulation model using a hybrid (quasi-isopycnic) vertical coordinate. *J. Phys. Oceanogr.* **11**, 755-770.
- [13] Bleck, B. and D.B. Boundra, 1986 : Wind-driven spin-up in eddy-resolving ocean models formulated in isopycnic and isobaric coordinates. *J. Geophys. Res.* **91**, C1, 7611-7621.

- [14] Bleck, R., D. Hu, H. P. Hanson and E. B. Kraust, 1989 : Mixed Layer-Thermocline Interaction in a Three-Dimensional Isopycnic Coordinate Model. *J. Phys. Oceanogr.* **19** (10), 1417-1439.
- [15] Bleck, R., C. Rooth, D. Hu, and L. T. Smith, 1992 : Salinity-driven transients in a wind- and thermohaline-forced isopycnic coordinate model of the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* **22**, 1486-1505.
- [16] Bleck, R., 2002 : An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnic-cartesian coordinates. *Ocean Modelling* **4**, 55-88.
- [17] Bojariu, R. and G. Reverdin, 2002 : Large-scale variability modes of freshwater flux and precipitation over the Atlantic. *Climate Dynamics* **18**, 369-381.
- [18] Boebel, O. and C. Barron, 2003 : A comparison of in-situ float velocities with altimeter derived geostrophic velocities. *Deep-Sea Res. II*, **50**, 119-139.
- [19] Böning, C. W., 1988 : Characteristics of particle dispersion into the North Atlantic : an alternative interpretation of SOFAR float results. *Deep-Sea Res.*, **35** (8), 1379-1385.
- [20] Bretherton, F. P., R. E. Davis and C. B. Fandry, 1976 : A technique for objective analysis and design of oceanographic experiments applied to MODE-73. *Deep-Sea Res.*, **23**, 559-582.
- [21] Caniaux, G., A. Brut, D. Bourras, H. Giordani, A. Paci, L. Prieur and Reverdin, G., 2005 : A One Year Sea Surface Heat Budget in the North Eastern Atlantic Basin during the POMME experiment - Part I : Flux Estimates. *J. Geophys. Res.*, in press.
- [22] Caniaux, G., S. Belamari, H. Giordani, A. Paci, L. Prieur and Reverdin, G., 2005 : A One Year Sea Surface Heat Budget in the North Eastern Atlantic Basin during the POMME experiment - Part II : Flux Optimization. *J. Geophys. Res.*, in press.
- [23] Carter, Everett F., 1989 : Assimilation of Lagrangian data into a numerical model *Dyn. Atmos. Oceans*, **13**, 335-348
- [24] Challenor, P. G., P. Cipollini and D. Cromwell, 2000 : Use of the 3D Radon transform to examine the properties of oceanic Rossby waves. *J. Atmos. Oceanic Technol.*
- [25] Chassignet, E. P., L. T. Smith, R. Bleck, and F. O. Bryan, 1996 : A model comparison : numerical simulations of the North and Equatorial Atlantic oceanic circulation in depth and isopycnic coordinates. *J. Phys. Oceanogr.* **26**, 1849-1867.
- [26] Chereskin T.K. and M. Trunel, 1996 : Correlation scales, objective mapping and absolute geostrophic flow in the California Current. *J. of Geophysical Research* **101**, 22,619-22,629.
- [27] Cipollini, Paolo and Challenor, Peter, 2003 : SOFT Development of feature tracking methods. *Southampton Oceanography Centre*, report, Southampton, UK, 16 pp.

- [28] CLS, 2002 : Le Système ARGOS. http://www.cls.fr/html/argos/general/faq_fr.html
- [29] Colas, F., 2003 : Circulation et dispersion lagrangiennes en Atlantique Nord-Est. *Thèse de doctorat à l'Université de Bretagne Occidentale*, no. **943**, 260 pp.
- [30] Colin de Verdière, 1983 : Lagrangian eddy statistics from surface drifters in the eastern North-Atlantic. *J. Mar. Res.*, **41**, 375-398.
- [31] Courtier, Ph. and O. Talagrand, 1990 : Variational assimilation of meteorological observations with direct and adjoint shallow-water equations. *Tellus* **42A**, 531-549.
- [32] Courtier, Ph., J.-N. Thépaut and A. Hollingsworth, 1994 : A strategy for operational implementation of 4D-Var using an incremental approach. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **120**, 1367-1387.
- [33] Crease, J., 1962 : Velocity measurements in the deep water of the western North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, **67** (8), 3173-3176.
- [34] Cushman-Roisin, B., 1994 : Introduction to geophysical fluid dynamics. *Prentice-Hall Ed.*, 320 pp.
- [35] D'Asaro, E. A., 2003 : Performance of autonomous Lagrangian floats. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **20** (6), 896-911.
- [36] Davis, R. E., 1977 : Techniques for Statistical Analysis and Prediction of Geophysical Fluid Systems. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics* **8**, 245-277.
- [37] Davis, R. E., 1985 : Objective Mapping by Least Squares Fitting. *J. Geophys. Res.* **90** (C3), 4773-4777.
- [38] Davis, R. E., 1991 : Lagrangian Ocean Studies. *Annual Review of Fluid Mechanics* **23**, 43-64, doi :10.1146/annurev.fl.23.010191.000355.
- [39] Davis, R. E., D. C. Webb, L. A. Regier and J. Dufour, 1992 : The Autonomous Lagrangian Circulation Explorer (ALACE). *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **9**, 264-285.
- [40] Davis, R.E., J. T. Sherman and J. Dufour, 2001 : Profiling ALACEs and other advances in autonomous subsurface floats. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18** (6), 982-993.
- [41] De Mey, P. (editeur) et le Groupe de travail MERCATOR Assimilation, 1998 : Scientific Feasibility of Data Assimilation in the MERCATOR Project - Part 1. *MERCATOR Project internal report, draft document, April 25, 1998*
- [42] Dickson, R., J. Lazier, J. Meincke, P. Rhines and J. Swift, 1996 : Long-term coordinated changes in the convective activity of the North Atlantic. *Prog. Oceanog.* **38**, 241-295.
- [43] Döös, K., 1995 : Inter-ocean exchange of water masses. *J. Geophys. Res.* **100**, 13499-13514.
- [44] Drillet, Y., 1997 : Comparaison d'algorithmes de calcul de trajectoires lagrangiennes dans un modèle d'océan. *Rapport de stage de DESS au LPO*, 58 pp.

- [45] Ducet N., P.Y. Le Traon, G. Reverdin, 2000 : Global high-resolution mapping of ocean circulation from the combination of T/P and ERS-1/2. *J. Geophys. Res.* **105**, 19477-19498.
- [46] Durand, F. and G. Reverdin, 2005 : A statistical method for correcting salinity observations from autonomous profiling floats : an ARGO perspective. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **22** (3), 292-301.
- [47] Eymard, L., S. Planton, P. Durand, C. Le Visage, P.-Y. Le Traon, L. Prieur, A. Weill, D. Hauser, J. Rolland, J. Pellon, F. Baudin, B. Benech, J.L. Brenguier, G. Caniaux, P. De Mey, E. Dombrowsky, A. Druilhet, H. Dupuis, B. Ferret, C. Flamant, P. Flamant, F. Hernandez, D. Jourdan, K. Katsaros, D. Lambert, J.M. Lefèvre, P. Le Borgne, B. Le Squere, A. Marsoin, H. Roquet, J. Tournadre, V. Trouillet, A. Tychensky et B. Zakardjian, 1996 : Study of the Air-Sea interaction at the mesoscale : the SEMAPHORE experiment. *Ann. Geophysicae* **14**, 986-1015.
- [48] Fernandez C. I., P. Raimbault, G. Caniaux, N. Garcia and P. Rimmelin, 2004 : Influence of mesoscale eddies on nitrate distribution during the POMME program in the northeast Atlantic Ocean *J. of Marine Systems*, in press.
- [49] Flierl, G. R., V. D. Larichev, J. C. McWilliams, and G. M. Reznik, 1980 : The dynamics of baroclinic and barotropic solitary eddies. *Dyn. Atmos. Oceans*, **5**, 1-41.
- [50] Fratantoni, D. M., 2001 : North Atlantic surface circulation during the 1990's observed with satellite-tracked drifters. *J. Geophys. Res.* **106**, 22067-22093.
- [51] Freeland, H. J. and W. J. Gould, 1976 : Objective analysis of mesoscale ocean circulation features. *Deep-Sea Res.* **23**, 915-923.
- [52] FSU, 1999 : FSU Subsurface Float Analysis Group : Methodology, by Anastasia Romanou. <http://www.ocean.fsu.edu/~natassa/GoMoms/main.html>
- [53] Gaillard, F., H. Mercier, and C. Kermabon, 2005 : A synthesis of POMME physical dataset : one year monitoring of the upper layer. *J. Geophys. Res.*, in press.
- [54] Garaffo, Z.D., A.J. Mariano, A. Griffa, C. Veneziani and E.P. Chassignet, 2001 : Lagrangian data in a high resolution numerical simulation of the North Atlantic I : Comparison with in-situ drifter data. *J. Mar. Sys* **29**, 157-176.
- [55] Gauss, K. F., 1823 : *Theoria Combinationis Observationum Erroribus Minimis Obnoxiae* (Theory of the Combination of Observations Least Subject to Errors) translated by G. W. Stewart, *Classics in Applied Mathematics*, **11**, S.I.A.M. Editions 1995, ISBN : 0898713471.
- [56] Gavart, M., 1996 : Modélisation et assimilation de données dans un modèle de circulation océanique à méso-échelle : application à la campagne SEMAPHORE. *Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier - Toulouse III*, 248 pp.

- [57] Gavart M. and P. De Mey, 1997 : Isopycnal EOFs in the Azores Current Region : A Statistical Tool for Dynamical Analysis and Data Assimilation *J. Phys. Oceanogr.* **27** (10), 2146-2157.
- [58] Gavart, M., De Mey, P., Caniaux, G., 1999 : Assimilation of satellite altimeter data in a primitive-equation model of the Azores-Madeira region. *Dyn. Atmos. Oceans* **29**, 217-254.
- [59] Gavart, M., 2001 : Assimilation dans un modèle de bassin et modélisation régionale. *Rapport SHOM*, Jan. 2001, 114 pp.
- [60] Ghil, M., 1989 : Meteorological data assimilation for oceanographers. Part I : Description and theoretical framework *Dyn. Atmos. Oceans*, **13**, 171-218
- [61] H. Giordani, G. Caniaux and L. Prieur, 2005 : A simplified 3D oceanic model assimilating geostrophic currents : application to the POMME experiment. *Journal of Physical Oceanography*, submitted.
- [62] Gould, J., 2005 : From Swallow floats to Argo - the development of neutrally buoyant floats. *Deep-Sea Research II*, **52/3-4**, 529-543.
- [63] Hansen, D. V. and P.-M. Poulain, 1996 : Quality control and interpolations of WOCE-TOGA drifter data. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **13**, 900-909.
- [64] Helland-Hansen, B. and F. Nansen, 1926 : The eastern North-Atlantic. *Geophysiske Publikationer* **4**, 2, 1-76.
- [65] Hernandez, F., 1995 : Comparaison et combinaison de données altimétriques et lagrangiennes - Application à la campagne SEMAPHORE-93. *Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier (Toulouse III)*, 340 pp.
- [66] Hernandez F., P.Y. Le Traon, R.A. Morrow, 1995 : Mapping mesoscale variability of the Azores Current using T/P and ERS-1 altimetry, together with hydrographic and Lagrangian measurements. *J. Geophys. Res.* **100**, 24995-25006.
- [67] Hernandez, F. et F. Mertz, 2000 : Maquettage d'une chaîne de traitement de bouées dérivantes de surface. *Définition du Système Mercator*, Rapport R3.4, CLS.
- [68] Hua, B. L., J. C. McWilliams and P. Klein, 1998 : Lagrangian accelerations in geostrophic turbulence. *J. Fluid Mech.* **366**, 87-108.
- [69] Hua, B. L. and P. Klein, 1998 : An exact criterion for the stirring properties of nearly two-dimensional turbulence. *Physica D* **113**, 98-110.
- [70] Ide, K., P. Courtier, M. Ghil and A.C. Lorenc, 1997 : Unified Notation for Data Assimilation : Operational, Sequential and Variational. *J. Met. Soc. Japan* **75**, No. 1B, 181-189.
- [71] Jacob, S. D. and L. K. Shay, 2003 : The Role of Oceanic Mesoscale Features on the Tropical Cyclone-Induced Mixed Layer Response : A Case Study. *J. Phys. Oceanogr.* **33**, 649-676.

- [72] Kamachi, M. and J. J. O'Brien, 1995 : Continuous data assimilation of drifting buoy trajectory into an equatorial Pacific Ocean model. *J. Mar. Sys.*, **6**, 159-178.
- [73] Karsten, R. H. and J. Marshall, 2002 : Constructing the Residual Circulation of the ACC from observations. *J. Phys. Oceanogr.* **32** (12), 3315-3327.
- [74] Kirwan, A.D.Jr. and M.-S. Chang, 1979 : Effect of Sampling Rate and Random Position Error on Analysis of Drifter Data. *J. Phys. Oceanogr.* **9**, 382-387.
- [75] Koshlyakov, M. N. and A. S. Monin, 1978 : Synoptic Eddies in the Ocean. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **6**, 495-523, doi :10.1146/annurev.earth.06.050178.002431.
- [76] Krauss C. W. and W. Böning, 1987 : Lagrangian properties of eddy fields in the northern North Atlantic as deduced from satellite-tracked buoys. *J. Mar. Res.*, **45**, 259-291.
- [77] Kuznetsov, L., K. Ide, C. K. R. T. Jones, 2003 : A Method for Assimilation of Lagrangian Data. *Monthly Weather Review* **131**, 2247-2260.
- [78] Lavender, K.L., R.E. Davis, and W.B. Owens, 2000 : Mid-depth recirculation observed in the interior Labrador and Irminger Seas by direct velocity measurements. *Nature* **407** (6800), 66-68.
- [79] Leach, H., S. J. Bowerman and M. E. McCulloch, 2002 : Upper-ocean eddy transports of heat, potential vorticity, and volume in the Northeastern North Atlantic - "Vivaldi 1991". *J. Phys. Oceanogr.* **32** (10), 2926-2937.
- [80] Le Cann, B., K. Speer, A. Serpette, J. Paillet and T. Reynaud, 1999 : Lagrangian observations in the intergyre North-East Atlantic during the ARCANE and EUROFLOAT projects : early results. *WOCE Newsletter* **34**, 25-27.
- [81] Le Cann, B., M. Assenbaum, J.-C. Gascard, and G. Reverdin, 2005 : Observed mean and mesoscale upper ocean circulation in the midlatitude northeast Atlantic, *J. Geophys. Res.* **110**, C07S05, doi :10.1029/2004JC002768.
- [82] Le Groupe Tourbillon, 1983 : The Tourbillon Experiment : a study of a mesoscale eddy in the eastern North Atlantic. *Deep-Sea Res.* **30**, 475-511.
- [83] Le Traon, P.-Y., 1990 : Apport des Flotteurs de Surface Suivis par Argos à l'Etude de la Circulation Oceanique. Comparaison et combinaison avec des données altimétriques, hydrologiques et de flotteurs profonds. *Thèse de Doctorat de l'Université Toulouse III*, 319 pp.
- [84] Le Traon, P.-Y. and F. Hernandez, 1992 : Mapping the oceanic mesoscale circulation : validation of satellite altimetry using surface drifters. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **9**, 687-698.
- [85] Le Traon P.Y., J. Stum, J. Dorandeu, P. Gaspar, P. Vincent, 1994 : Global statistical analysis of TOPEX and Poseidon data. *J. Geophys. Res.* **99**, 24619-24631.

- [86] Lévy, M., A. Estubier and G. Madec, 2001 : Choice of an advection scheme for biogeochemical models. *Geophysical Research Letters* **28**, 3725-3728.
- [87] Lévy, M., M. Gavart, L. Mémerly, G. Caniaux and A. Paci, 2005 : A four-dimensional mesoscale map of the spring bloom in the northeast Atlantic (POMME experiment) : Results of a prognostic model. *J. Geophys. Res.* **110**, C07S21, doi :10.1029/2004JC002588.
- [88] Lherminier, P., 1998 : Convection profonde en Mer du Groenland : étude expérimentale des phases de préconditionnement et de mélange. *thèse de doctorat de l'Université de Paris VI*.
- [89] Lherminier, P., F. Gaillard, C. Grit, H. Mercier, C. Coatanoan and S. Giraud, 2005 : Cross-validation of POMME Eulerian current datasets and SOPRANE reanalysis. submitted to *J. Geophys. Res.*
- [90] Loaec, G., N. Cortes, M. Menzel and J. Moliera, 1998 : PROVOR : a hydrographic profiler based on MARVOR technology.
http://www.ifremer.fr/dtmsi/prosuits/marvor/provor_uk.htm
- [91] Lumpkin, R., A.-M. Tréguier and K. Speer, 2002 : Lagrangian Eddy Scales in the Northern Atlantic Ocean *J. Phys. Oceanogr.* **32**, 2425-2440.
- [92] Luyten, J.R., J. Pedlosky and H. Stommel, 1982 : The Ventilated Thermocline. *J. Phys. Oceanogr.* **13**, 292-309.
- [93] Lynch, 1997 : The Dolph-Chebyshev Window : A Simple Optimal Filter. *Monthly Weather Review* **125** (4), 655-660.
- [94] McCartney, M. S. and L. D. Talley, 1982 : The Subpolar Mode Water of the North Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.* **23**, 1169-1188.
- [95] McWilliams, J.C. and G.R. Flierl, 1979 : On the Evolution of Isolated, Nonlinear Vortices. *J. Phys. Oceanogr.* **9**
- [96] McWilliams, J.C., W.B. Owens and B.L. Hua, 1986 : An objective analysis of POLY-MODE Local Dynamics Experiment. Part I : General Formalism and Statistical Model Selection. *J. Phys. Oceanogr.* **18**, 483-504.
- [97] Malanotte-Rizzoli, Paola, R. E. Young and D. B. Haidvogel, 1989 : Initialization and data assimilation experiments with a primitive equation model *Dyn. Atmos. Oceans*, **13**, 349-378
- [98] Mariano, A. J., A. Griffa, T. M. Özgökmen and E. Zambianchi, 2002 : Lagrangian Analysis and Predictability of Coastal and Ocean Dynamics 2000. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **19**, 1114-1126.
- [99] Mauritzen, C., Y. Morel and J. Paillet, 2001 : On the influence of Mediterranean Water on the Central Waters of the North Atlantic Ocean. *Deep Sea Res. I* **48**, 347-381.

- [100] A. Maixandeau, D. Lefèvre, C. Fernandez I., R. Sempéré, R. Fukuda-Sohrin, J. Ras, F. Van Wambeke, G. Caniaux and B. Quéguiner, 2005 : Mesoscale and seasonal variability of community production and respiration in the NE Atlantic Ocean *Deep-Sea Research I*, submitted.
- [101] Mead J.L., 2005 : Assimilation of simulated float data in Lagrangian coordinates. *Ocean Modelling* **8** (4), 369-394.
- [102] Meinen, C. S. and M. J. McPhaden, 2001 : Interannual Variability in Warm Water Volume Transports in the Equatorial Pacific During 1993-1999. *J. Physical Oceanography* **31**, (5), 1324-1345.
- [103] Mémerly, L., G. Reverdin, J. Paillet, and A. Oschlies, 2005 : Introduction to the POMME special section : Thermocline ventilation and biogeochemical tracer distribution in the northeast Atlantic Ocean and impact of mesoscale dynamics. *J. Geophys. Res.* **110**, C07S01, doi :10.1029/2005JC002976.
- [104] Mercier, H. and A. Colin de Verdière, 1985 : Space and Time Scales of Mesoscale Motions in the Eastern North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* **15**, 171-183.
- [105] Mercier, H., M. Ollitrault and P.-Y. Le Traon, 1993 : An inverse model of the North Atlantic General Circulation using Lagrangian float data. *J. Phys. Oceanogr.* **23**, 689-715.
- [106] Molcard, A., L. Piterbarg, A. Griffa, T. Özgökmen and A. J. Mariano, 2003 : Assimilation of drifter observations for the reconstruction of the Eulerian circulation field. *J. Geophys. Res.* **108**, 3056, doi :10.1029/2001JC001240.
- [107] Molcard, A., A. Griffa and T.M. Ozgokmen, 2005 : Lagrangian data assimilation in multi-layer primitive equation ocean models. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **22** (1), 70-83.
- [108] Morel, Y. and McWilliams, 1997 : Evolution of Isolated Interior Vortices in the Ocean. *J. Phys. Ocean.* **27**, 727-748.
- [109] Morrow, R. and P. De Mey, 1995 : Adjoint Assimilation of altimetric, surface drifter, and hydrographic data in a quasi-geostrophic model of the Azores Current. *J. Geophys. Res.* **100** No. C12, 25,007-25,0025.
- [110] Morrow, R., F. Birol, D. Griffin and J. Sudre, 2004 : Divergent pathways of cyclonic and anticyclonic ocean eddies *Geophys. Res. Letters* **31**, L24311, doi :10.1029/2004GL020974.
- [111] Müller, T. J. and G. Siedler, 1992 : Multi-year time series in the eastern North Atlantic Ocean. *J. Marine Research* **50**, 63-98.
- [112] Munk, W. H., 1950 : On the wind-driven ocean circulation. *J. Meteor.* **7**, 79-93.
- [113] Nof, D., 1981 : On the β -induced movement of isolated baroclinic eddies. *J. Phys. Oceanogr.* **11**, 1662-1672.

- [114] Nof, D., 1983 : On the migration of isolated eddies with application to Gulf Stream rings. *J. Mar. Res.* **41**, 399-425.
- [115] Ollitrault, M., G. Loaïc and C. Dumortier, 1994 : MARVOR : a multicycle RAFOS float. *Sea Technology* **35** (2), 39-44.
- [116] Olson, D. B., 1980 : The Physical Oceanography of Two Rings Observed by the Cyclonic Ring Experiment. Part II : Dynamics *J. Phys. Oceanogr.* **10** (4), 514-528.
- [117] Özgökmen, T. M., A. Griffa, L. I. Piterbarg and A. J. Mariano, 2000 : On the Predictability of Lagrangian Trajectories in the Ocean. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **17**, 366-383.
- [118] Özgökmen, T. M., A. Molcard, T. M. Chin, L. I. Piterbarg and A. Griffa, 2003 : Assimilation of drifter observations in primitive equation models of midlatitude ocean circulation *J. Geophys. Res.* **108** No. C7, 3238, doi :10.1029/2002JC001719.
- [119] Paillet, J. and M. Arhan, 1996 : Shallow pycnoclines and mode water subduction in the eastern North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* **26**, 96-114.
- [120] Paillet, J. and M. Arhan, 1996 : Oceanic ventilation in the eastern North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2036-2052.
- [121] Paillet, J. and H. Mercier, 1997 : An inverse model of the eastern North Atlantic general circulation and thermocline ventilation. *Deep Sea Res.*, Part **I**, **44**, 1293-1328.
- [122] Paillet, J., 1998 : Oceanic ventilation in the eastern North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* **29**, 2487-2503.
- [123] Paillet, J., B. Le Cann, A. Serpette, Y. Morel and X. Carton, 1999 : Real-time tracking of a Galician meddy. *Geophys. Res. Letters*, **26** (13), 1877-1880.
- [124] Park, J.J., K. Kim and W.R. Crawford, 2004 : Inertial Currents estimated from surface trajectories of ARGO floats. *Geophys. Res. Letters*, **31**, L13307, doi :10.1029/2004GL020191
- [125] Park, J. J., K. Kim, B. A. King and S. C. Riser, 2005 : A simple method to estimate deep currents from Profiling Floats. submitted to *J. Atmos. Oceanic Technol.*
- [126] Park, Y.-G., Oh, K.-H., Chang, K.-I., Suk, M.-S., 2004 : Intermediate level circulation of the southwestern part of the East/Japan Sea estimated from autonomous isobaric profiling floats, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L13213, doi :10.1029/2004GL020424.
- [127] Pedlosky, J., 1987 : Geophysical Fluid Dynamics. *Springer-Verlag New York*, Second Edition, ISBN 0-387-96387-1, 710 pp.
- [128] Pingree, R. D. and B. Le Cann, 1991 : Drifting Buoy in the Field of Flow of Two Eddies on East Thulean Rise (Northeast Atlantic). *J. Geophys. Res.* **96**, No. C9, 16,759-16,777.
- [129] Pingree, R. D. and B. Le Cann, 1992 : Three anticyclonic Slope Water eddies (SWODDIES) in the Southern Bay of Biscay in 1990. *Deep Sea Res.* **39**, 7/8, 1147-1175.

- [130] Pollard, R. T. and S. Pu, 1985 : Structure and Circulation of the upper Atlantic Ocean northeast of the Azores. *Prog. Oceanogr.* **14**, 443-462.
- [131] Pollard, R. T., M.J. Griffiths, S.A. Cunningham, J.F. Read, F.F. Pérez and A. F. Rios, 1996 : Vivaldi 1991 : a study of the formation, circulation and ventilation of eastern North Atlantic Central Water. *Prog. Oceanogr.* **37**, 167-192.
- [132] Poulain, P.-M., A. Warn-Varnas and P. P. Niiler, 1996 : Near-surface circulation of the Nordic seas as measured by lagrangian drifters. *J. Geophys. Res.* **101**, No. C8, 18,237-18,258.
- [133] Rémy, E., 1999 : Assimilation variationnelle de données tomographiques simulées dans les modèles de circulation océanique. *Thèse de doctorat de l'Université de Paris VI*.
- [134] Reverdin, G. et F. Hernandez, 2001 : The Azores current surface layer during October-December 1993. *J. Marine Systems* **29**, 109-123.
- [135] Reverdin, G., M. Assenbaum, and L. Prieur, 2005 : Eastern North Atlantic Mode Waters during POMME (September 2000-2001). *J. Geophys. Res.* **110**, C07S04, doi :10.1029/2004JC002613.
- [136] Rios, A.F., T.R. Anderson and F.F. Pérez, 1995 : The carbonic system distribution and fluxes in the NE Atlantic during Spring 1991. *Prog. Oceanogr.* **35**, 295-314.
- [137] Riser, S. C., H. J. Freeland and H. T. Rossby, 1978 : Mesoscale motions near the deep western boundary of the North Atlantic. *Deep-Sea Res.* **25**, 1179-1191.
- [138] Rossby, T., Webb, D., 1970. Observing abyssal motions by tracking Swallow floats in the SOFAR Channel. *Deep-Sea Res.* **15**, 359-365.
- [139] Rossby, T., Webb, D., 1971. The four month drift of a Swallow float. *Deep-Sea Res.* **18**, 1035-1039.
- [140] Rossby, H. T., E. R. Levine and D. N. Connors, 1985 : The isopycnal Swallow float - A simple device for tracking water parcels in the ocean. *Progr. Oceanogr.* **14**, 511-525.
- [141] Rossby, T.D., D. Dorson and J. Fontaine, 1986 : The RAFOS system. *J. Atmos. Oceanol. Tech.* **4**, 672-679.
- [142] Rossby, T.D., J. Price and D. Webb, 1986 : The spatial and temporal evolution of a cluster of SOFAR floats in the POLYMODE Local Dynamics Experiments (LDE). *J. Phys. Oceanogr.* **16**, 428-442.
- [143] Schmid C., R. L. Molinari and S. L. Garzoli, 2001 : New Observations of the intermediate depth circulation in the tropical Atlantic. *J. Mar. Res.*, **5**, 281-312.
- [144] Sena Martins, C., H. Hamann and A. F. G. Fiúza, 2002 : Surface circulation in the eastern North Atlantic, from drifters and altimetry. *J. Geophys. Res.* **107** No. C12, 3217, doi :10.1029/2000JC000345, 2002.

- [145] Speer, K. G., J. Gould and J. LaCasce, 1999 : Year-long float trajectories in the Labrador Sea Water of the eastern North Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res. II* **46**, 165-179.
- [146] Stammer, D., 1998 : On eddy characteristics, eddy transports and mean flow properties. *J. Phys. Oceanogr.* **28**, 727-739.
- [147] Stommel, H., 1948 : The westward intensification of wind-driven ocean currents. *Trans. Amer. Geophys. Union* **99**, 202-206.
- [148] Stommel, H., 1955 : Direct measurements of sub-surface currents (letter to the editors). *Deep-Sea Res.*, **2**, 284-285.
- [149] Sutton, R.T. and M. R. Allen, 1997 : Decadal predictability of North Atlantic sea surface temperature and climate. *Nature* **388**, 7 august 1997, 563-567.
- [150] Sutyrin, G. G. and G. R. Fiel, 1994 : Intense vortex motion on the beta plane : development of the beta gyres. *J. Atmos. Sci.* **51**, 773-790.
- [151] Swallow, J.C., 1955 : A neutral-buoyancy float for measuring deep currents. *Deep-Sea Research*, **3**, 74-81.
- [152] Swallow, J.C., 1971 : The Aries current measurements in the Western North Atlantic. *Philosophical Transactions of the Royal Society, A*, **270**, 451-460.
- [153] Tarantola, A. and B. Valette, 1982 : Generalized Nonlinear Inverse Problems Solved Using the Least Square Criterion. *Rev. Geophys. Space Phys.* **20** (2), 219-232.
- [154] Tchernia, P., 1978 : Description Physique des Océans et des Mers. *Editions de l'ENSTA, Paris.*, ISBN 2.7225.0453.7, 257 pp.
- [155] Uboldi, F. and A. Buzzi, 1994 : Successive-Correction methods applied to mesoscale meteorological analysis. *Il Nuovo Cimento* **17 C** (6), 745-761.
- [156] Valdivieso da Costa, M., H. Mercier and A. M. Tréguier, 2005 : Effects on the mixed-layer time variability on the kinematic subduction rate diagnostics. *J. Phys. Oceanogr.*, in press.
- [157] Van Aken, H., 2001 : The hydrography of the mid-latitude Northeast Atlantic Ocean - Part III : the subducted thermocline watermass *Deep Sea Res. Part I*, **48**, 237-267.
- [158] Visbeck, M., J. Marshall, T. Haine, and M. Spall, 1997 : Specification of eddy transfer coefficients in coarse-resolution ocean circulation models. *J. of Physical Oceanography*
- [159] Walden, R.G., Berteaux, H.O., Striffler, F., 1973 : The design logistics and installation of a SOFAR float tracking station on Grand Turk Island, BWI. *Woods Hole Oceanographic Institution*, Technical Report **73-73**.
- [160] Weaver, A. and Ph. Courtier, 2001 : Correlation modelling on the sphere using a generalized diffusion equation *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **127**, no. 575, 1815-1846.

- [161] Weaver, A. T., Vialard, J., Anderson, D. L. T., 2003 : Three- and Four-Dimensional Variational Assimilation with a General Circulation Model of the Tropical Pacific Ocean. Part I : Formulation, Internal Diagnostics, and Consistency Checks *Monthly Weather Review* **131**, (7),1360-1378.
- [162] Weller, R.A., P.W. Furey, M.A. Spall and R.E. Davis, 2004 : The large-scale context for oceanic subduction in the Northeast Atlantic. *Deep-Sea Res. I*, **51**, 665-699.
- [163] White, W. B. and J. L. Annis, 2003 : Coupling of Extratropical Mesoscale Eddies in the Ocean to Westerly Winds in the Atmospheric Boundary Layer. *J. Phys. Oceanogr.* **33** (5), 1095-1107.
- [164] Williams, R. G., M. A. Spall and J. C. Marshall, 1995 : Does Stommel's Mixed Layer "Demon" Work ? *J. Phys. Oceanogr.* **25** (12), 3089-3102.
- [165] Willis, J.K., Roemmich, D. and B. Cornuelle, 2004 : Interannual variability in upper ocean heat content, temperature, and thermocline expansion on global scales. *J. Geophys. Res.*, **109** (C12), Art. No. C12036 DEC 30 2004.
- [166] Woods, J.D., 1985 : The physics of the thermocline ventilation. *Coupled Ocean-Atmosphere Models*, Elsevier Science, 543-590.
- [167] Woods, J.D. and W. Barkmann, 1986 : A lagrangian mixed-layer model of Atlantic 18°C water formation. *Nature*, **319** (6054), 574-576.
- [168] Wunsch, C. and Minster, J.F., 1982 : Methods for box models and ocean circulation tracers : mathematical programming and nonlinear inverse theory. *J. Geophys. Res.* **87**, 5647-5662.
- [169] Yang, W., and I.M. Navon, 1996 : Documentation of the tangent linear model and its adjoint of the adiabatic version of the NASA GEOS-1 C-grid GCM. *Nasa technical memorandum* **104606**, Vol. 8, 1996.
- [170] Yasuda, I., K. Okuda and M. Hirai, 1992 : Evolution of a Kuroshio warm-core ring - variability of the hydrographic structure. *Deep Sea Res.*, **39**, Suppl. 1, S131-S161.

Annexe A

Estimation des déplacements profonds des flotteurs ARGO

Méthodes existantes

Souvent, on identifie la première et la dernière position ARGOS aux positions d'émergence de plongée. Cette approximation a été adoptée par le Centre de Données Coriolis depuis le début de la diffusion des données PROVOR pour donner la position des profils (Sylvie Pouliquen et Thierry Carval, communication personnelle, 2002). Si elle est suffisante pour le positionnement des mesures hydrologiques, cette méthode est a priori peu satisfaisante pour un travail sur les déplacements. Nous l'utiliserons comme élément de comparaison pour les autres méthodes.

Dans un article couvrant de nombreux aspects techniques et scientifiques des flotteurs ALACE destinés à l'exploration de la grande échelle océanique, Davis et al. (1991) proposent une méthode d'extrapolation de la dérive de surface basée sur l'analyse objective des déplacements. Connaissant les statistiques de la vitesse, quelques manipulations algébriques permettent d'en déduire un estimateur de la position. Les calculs pour une version légèrement simplifiée de cette méthode sont présentés en section A.

Une approche similaire a été choisie par Schmid et al. [2001] qui présentent dans l'appendice de leur article une méthode basée sur le co-krigeage plutôt que l'analyse objective. En théorie, ces deux méthodes sont équivalentes, et référence est faite à l'article de Davis et al. Pour cette raison, nous n'avons pas implémenté la méthode par co-krigeage dont la présentation nous semble par ailleurs comporter quelques incohérences.

L'équipe "flotteurs lagrangiens" au LPO a imaginé une méthode d'extrapolation basée sur des polynômes de Chebyshev, sans avoir eu le temps de la tester. (Thierry Reynaud, 2001, communication personnelle). Dans la même catégorie, il est fréquent d'utiliser différents types de splines pour interpoler des trajectoires de flotteurs dérivants de surface (voir par exemple Hernandez et Mertz, 2000). Dans le cas de l'extrapolation des trajectoires de surface PROVOR, les résultats obtenus par ces méthodes sont très dépendants du choix des paramètres utilisés, et peuvent dans certains cas être très erronés. Après quelques tests peu encourageants, nous avons préféré pri-

vilégier des méthodes qui font intervenir des paramètres plus directement liés à la physique ou aux statistiques.

Très pragmatique, l'approche développée par Anastasia Romanou pour le "FSU Subsurface Float Analysis Group" et décrite sur le site internet de l'université de Floride [FSU 1999] consiste en une extrapolation linéaire de la trajectoire jusqu'aux dates de plongée et d'émersion, prolongée sous la surface en supposant une décroissance linéaire du courant de surface jusqu'à zéro à 900 m. Nous avons également développé lors de cette étude une méthode basée sur une simple extrapolation linéaire, mais avec des choix très différents décrits dans la section A.

Choix méthodologiques et Notations

Les méthodes testées sont toutes basées sur l'utilisation des données des flotteurs uniquement. Si l'on dispose d'estimations ou de mesures du vent, de la circulation moyenne, ou de valeurs climatologiques de l'énergie cinétique, il est probablement possible d'obtenir des estimations de positions statistiquement un peu meilleures. Nous nous sommes placés dans un contexte plus restrictif et plus facilement adaptable à un traitement des données en temps réel et à l'échelle globale.

On pourrait penser à étendre la durée de l'estimation au-delà de Δt_E et de Δt_P , par exemple jusqu'à ce que le flotteur atteigne une profondeur correspondant à une couche d'Ekman moyenne. Nous avons choisi de ne pas le faire parce que le comportement de surface du flotteur peut être très différent de celui qu'on observerait quelques mètres sous la surface, en particulier à cause de l'action du vent sur le flotteur et de l'effet des vagues.

Notations

θ et ϕ sont la latitude et la longitude géographiques.

x et y sont les coordonnées Est et Nord respectivement dans un repère plan local.

x_i et y_i pour $i \in [1..n_{obs}]$ sont les n_{obs} coordonnées observées par positionnement ARGOS aux temps t_i pendant un cycle et ε_{x_i} et ε_{y_i} sont les erreurs de positionnement associées.

$\hat{x}(t)$ et $\hat{y}(t)$ sont les coordonnées de la position estimée à l'instant t .

t_E est le temps d'émersion et t_P le temps de plongée.

l'indice $_{obs}$ signale des quantités observées.

Extrapolation linéaire de la trajectoire

Cette méthode se base sur l'idée simple que le mouvement du flotteur est au premier ordre rectiligne et uniforme, en négligeant en particulier les oscillations inertielles et l'effet des forçages durant les quelques heures passées en surface. Quiconque a déjà observé des trajectoires de flotteurs de surface sait que cette approximation est grossièrement fautive. Cependant, l'extrapolation linéaire présente le gros avantage d'être relativement peu sensible aux erreurs de positionnement si la durée entre les deux observations utilisées est suffisamment longue. C'est

pourquoi nous utilisons une “vitesse moyenne” calculée sur le plus long intervalle possible, à savoir $(t_n - t_1)$. Des tests avec des intervalles de temps plus courts sur l’ensemble de données dont nous disposons ont donné en moyenne de moins bons résultats. La position estimée du flotteur pour tout la durée de sa trajectoire en surface est donc donnée par :

$$\hat{x}(t) = x(t_1) + \frac{t - t_1}{t_n - t_1} (x_n - x_1)$$

$$\hat{y}(t) = y(t_1) + \frac{t - t_1}{t_n - t_1} (y_n - y_1)$$

On peut affiner un peu cette méthode en ajoutant un facteur d’atténuation obtenu de façon statistique à partir de trajectoires de flotteurs MARVOR dérivant en surface (pour plus de précisions sur ce type de données, voir section A). Dans ces trajectoires, nous avons accès à l’observation x_{obs} au temps t_{n+1} suivant t_n et nous pouvons calculer la valeur du paramètre α qui minimise l’expression :

$$E^2 = \left\langle \left[x_{obs}(t) - \left(x(t_n) + \alpha \frac{t_{n+1} - t_n}{t_n - t_1} (x_n - x_1) \right) \right]^2 + [y_{obs}(t) - (\dots)]^2 \right\rangle.$$

Les positions d’émersion et de plongée estimées sont alors :

$$\hat{x}(t_E) = x(t_1) + \alpha \frac{t_E - t_1}{t_n - t_1} (x_n - x_1)$$

$$\hat{x}(t_P) = x(t_n) + \alpha \frac{t_P - t_n}{t_n - t_1} (x_n - x_1)$$

et de façon analogue $\hat{y}(t_E)$ et $\hat{y}(t_P)$.

La valeur optimale de α dépend un peu du jeu de données utilisé pour le déterminer, mais se situe en général aux alentours de 0.8, valeur que nous avons utilisé pour les tests. Il serait tentant de définir α comme une fonction de l’intervalle de temps $(t - t_1)$, mais cela compliquerait la méthode qui se rapprocherait alors de l’analyse objective de Davis et al. (voir section A).

Estimation des paramètres d’un modèle de trajectoire

Si l’on fait l’hypothèse que le flotteur a un comportement lagrangien en surface et suit une dynamique océanique simple, si on suppose en plus que les forçages (en particulier le vent) sont constants sur la durée du séjour en surface du flotteur, on peut décrire la cinématique du flotteur avec un nombre limité de paramètres. On peut par exemple choisir de superposer des oscillations inertielles à un courant constant. La position estimée à un instant t s’exprime alors :

$$\hat{x}(t) = x_0 + u_0 t + \frac{u_1}{2\pi f} \sin(2\pi f t + \Phi)$$

$$\hat{y}(i) = y_0 + v_0 t + \frac{u_1}{2\pi f} \cos(2\pi f t + \Phi)$$

où f est le paramètre de Coriolis : $f = 2\Omega \sin(\theta)$.

L'estimation des six paramètres (x_0 , y_0 , u_0 , v_0 , u_1 et Φ) est faite en minimisant l'erreur quadratique du modèle sur les observations de position disponibles :

$$J = \sum_{i=1}^{n_{obs}} \left[(x_i - \hat{x}(t_i))^2 + (y_i - \hat{y}(t_i))^2 \right]$$

Cette estimation n'est possible que si $n_{obs} \geq 3$. Lorsque $n_{obs} \leq 2$ (ce qui arrive rarement), une extrapolation linéaire est utilisée.

Ensuite, les paramètres estimés sont utilisés pour calculer $\hat{x}(t_E)$ et $\hat{x}(t_P)$. La valeur minimum de J donne une indication sur la cohérence des observations avec le modèle choisi. Pour avoir une estimation (certainement trop optimiste puisqu'on procède ensuite à une extrapolation) de l'erreur d'estimation, on peut utiliser la valeur normalisée du minimum de J :

$$\hat{E} = \left[\frac{J_{min}}{n_{obs} - 3} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Utilisation d'un estimateur linéaire optimal

Nous avons implémenté la méthode décrite par Davis et al. (1991), en utilisant des indications de Bretherton et al. (1976) pour la construction d'un estimateur utilisant les statistiques d'une grandeur dérivée par un opérateur linéaire.

On cherche à estimer la position du flotteur au temps t comme une combinaison linéaire des positions aux temps t_i pour $i \in [1..n_{obs}]$, sous la forme :

$$\hat{x}(t) = \sum_{i=1}^{n_{obs}} [\alpha_n(t)x_n - \beta_n(t)y_n] \quad (\text{A.1})$$

$$\hat{y}(t) = \sum_{i=1}^{n_{obs}} [\alpha_n(t)y_n + \beta_n(t)x_n] \quad (\text{A.2})$$

les poids β_n mesurent l'utilité des observations de longitude pour estimer la latitude, et traduisent une tendance à la rotation telle qu'on l'attendrait en présence d'oscillations inertielles.

Les poids α_n et β_n sont calculés en minimisant une fonction coût définie comme :

$$J = \langle (\hat{x}(t) - x(t))^2 + (\hat{y}(t) - y(t))^2 \rangle$$

sous les contraintes :

$$\sum_{i=1}^{n_{obs}} \alpha_n = 1, \quad \sum_{i=1}^{n_{obs}} \beta_n = 0. \quad (\text{A.3})$$

Ces contraintes sur les coefficients sont nécessaires pour tenir compte du fait que l'espérance de la position n'est pas nulle. Les raisons pour lesquelles cette méthode est préférable à celle qui consisterait à soustraire leur moyenne aux coordonnées sont expliquées dans l'article de Davis et al. (1991). Nous détaillons ci-dessous la construction de la matrice des covariances des déplacements et le calculs des fonctions de corrélation pour les déplacements qui ne sont pas explicitement décrites dans l'article original.

En utilisant les contraintes (A.3), on peut introduire un couple de coordonnées quelconque (x_Q, y_Q) dans l'expression de J :

$$J = \left\langle \left((x - x_Q) - \sum_{i=1}^{n_{obs}} \alpha_i (x_i + \varepsilon_{x_i} - x_Q) - \sum_{i=1}^{n_{obs}} \beta_i (y_i + \varepsilon_{y_i} - y_Q) \right)^2 + \left((y - y_Q) - \sum_{i=1}^{n_{obs}} \alpha_i (y_i + \varepsilon_{y_i} - y_Q) - \sum_{i=1}^{n_{obs}} \beta_i (x_i + \varepsilon_{x_i} - x_Q) \right)^2 \right\rangle \quad (\text{A.4})$$

En annulant les dérivées partielles de J par rapport aux α_i et aux β_i , on obtient les $2n_{obs}$ équations :

$$\frac{\partial J}{\partial \alpha_i} = 0, \quad \frac{\partial J}{\partial \beta_i} = 0 \quad (\text{A.5})$$

Pour faire apparaître les déplacements $(x_i - x_j)$ afin de pouvoir calculer les coefficients des équations (A.5), il faut choisir $x_Q = x_j$ où x_j est l'une des observations de positions. Par cette opération, le rang du système (A.5) est réduit à $(2n_{obs} - 2)$, et il devient nécessaire de lui adjoindre les contraintes (A.3) pour le compléter.

Le système s'écrit alors sous forme matricielle :

$$AW = B \quad (\text{A.6})$$

Le système complet est assez compliqué à écrire et occuperait plus d'une page ; voici une forme simplifiée en posant $\beta_i = 0$ dont l'implémentation a donné d'aussi bons résultats que celle de la forme complète :

$$\begin{bmatrix} F_{1,1,2} & F_{1,2,2} + \varepsilon^2 & F_{1,3,2} & \cdots & F_{1,n,2} \\ F_{2,1,3} & F_{2,2,3} & F_{2,3,3} + \varepsilon^2 & & F_{2,n,3} \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ F_{n-1,1,n} & F_{n-1,2,n} & F_{n-1,3,n} & \cdots & F_{n-1,n,n} + \varepsilon^2 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F(t_1, t, t_2) \\ F(t_2, t, t_3) \\ \vdots \\ F(t_{n-1}, t, t_n) \\ 1 \end{bmatrix}$$

où $F_{i,j,k} = F(t_i, t_j, t_k)$ et $F(t_0, t_A, t_B) = \langle (x(t_A) - x(t_0))(x(t_B) - x(t_0)) \rangle$

Davis et al. définissent les covariance des composantes de la vitesse comme :

$$\langle u(t_a)u(t_b) \rangle = u_0^2 \left[1 - \frac{(t_b - t_a)^2}{\tau^2} \right] e^{-\frac{(t_b - t_a)^2}{2\tau^2}} + u_1^2 \cos[f(t_b - t_a)] \quad (\text{A.7})$$

$$\langle u(t_a)u(t_b) \rangle = u_1^2 \sin[-f(t_b - t_a)] \quad (\text{A.8})$$

où f est la fréquence inertielle, u_1^2 la covariance du courant inertiel et u_0^2 et τ les échelles de variabilité du courant non inertiel.

Si on définit les fonctions :

$$F(t_0, t_A, t_B) = \langle (x(t_A) - x(t_0)) (x(t_B) - x(t_0)) \rangle$$

et

$$G(t_0, t_A, t_B) = \langle (x(t_A) - x(t_0)) (y(t_B) - y(t_0)) \rangle$$

En utilisant les relations entre les déplacements et les vitesses (Bretherton et al., 1976), on peut calculer F et G par :

$$F(t_0, t_A, t_B) = \int_{t_a=t_0}^{t_A} \int_{t_b=t_0}^{t_B} \langle u(t_a)u(t_b) \rangle dt_a dt_b$$

et

$$G(t_0, t_A, t_B) = \int_{t_a=t_0}^{t_A} \int_{t_b=t_0}^{t_B} \langle u(t_a)v(t_b) \rangle dt_a dt_b$$

on obtient :

$$\begin{aligned} F(t_0, t_A, t_B) &= \tau^2 u_0^2 \left\{ 1 + e^{-\frac{(t_E - t_B)^2}{2\tau^2}} - e^{-\frac{(t_B - t_0)^2}{2\tau^2}} - e^{-\frac{(t_E - t_0)^2}{2\tau^2}} \right\} \\ &\quad + u_1^2 f^{-2} \{ 1 + \cos(f(t_B - t_A)) - \cos(f(t_A - t_0)) - \cos(f(t_B - t_0)) \} \\ G(t_0, t_A, t_B) &= u_1^2 f^{-2} \{ \sin(f(t_A - t_B)) + \sin(f(t_B - t_0)) - \sin(f(t_B - t_0)) \} \end{aligned}$$

Dans le système complet (A.6), les éléments de la matrice A et du vecteur B peuvent tous être écrits comme des valeurs des fonctions F et G .

Tests avec des données synthétiques

Pour pouvoir comparer les avantages et inconvénients des différentes méthodes, il est utile de créer des données synthétiques sur lesquelles on peut modifier tous les paramètres à volonté. Elles ont été générées comme suit : pour 5 instants couvrant une durée de 7 heures, les positions des observations sont :

$$x_i = x_0 + u_x t_i - f^{-1} u_I \sin(ft_i + \Phi) + \varepsilon_{x_i}$$

$$y_i = y_0 + u_y t_i + f^{-1} u_I \cos(ft_i + \Phi) + \varepsilon_{y_i}$$

où u_x , u_y et u_I sont des nombres de l'intervalle $[-0.2 \ 0.2]$ générés aléatoirement, de même que Φ dans l'intervalle $[0 \ 2\pi]$ et les ε_{x_i} et ε_{y_i} dans l'intervalle $[-\sqrt{3}bruit_{obs} \ \sqrt{3}bruit_{obs}]$.

On cherche à estimer la position (x, y) au temps t qui est (suivant les tests) 2h ou 4h après la dernière position supposée mesurée. (x, y) est déterminée par :

$$x = x_0 + u_x t - f^{-1} u_I \sin(ft + \Phi)$$

$$y = y_0 + u_y t + f^{-1} u_I \cos(ft + \Phi)$$

Le critère de qualité retenu pour comparer les méthodes est l'erreur moyenne quadratique de l'estimateur sur un ensemble de $N_e = 1000$ réalisations aléatoires de la trajectoire :

$$E = \left[\frac{1}{N_e} \sum_{n=1}^{N_e} \left((x_n - \hat{x}_n)^2 + (y_n - \hat{y}_n)^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

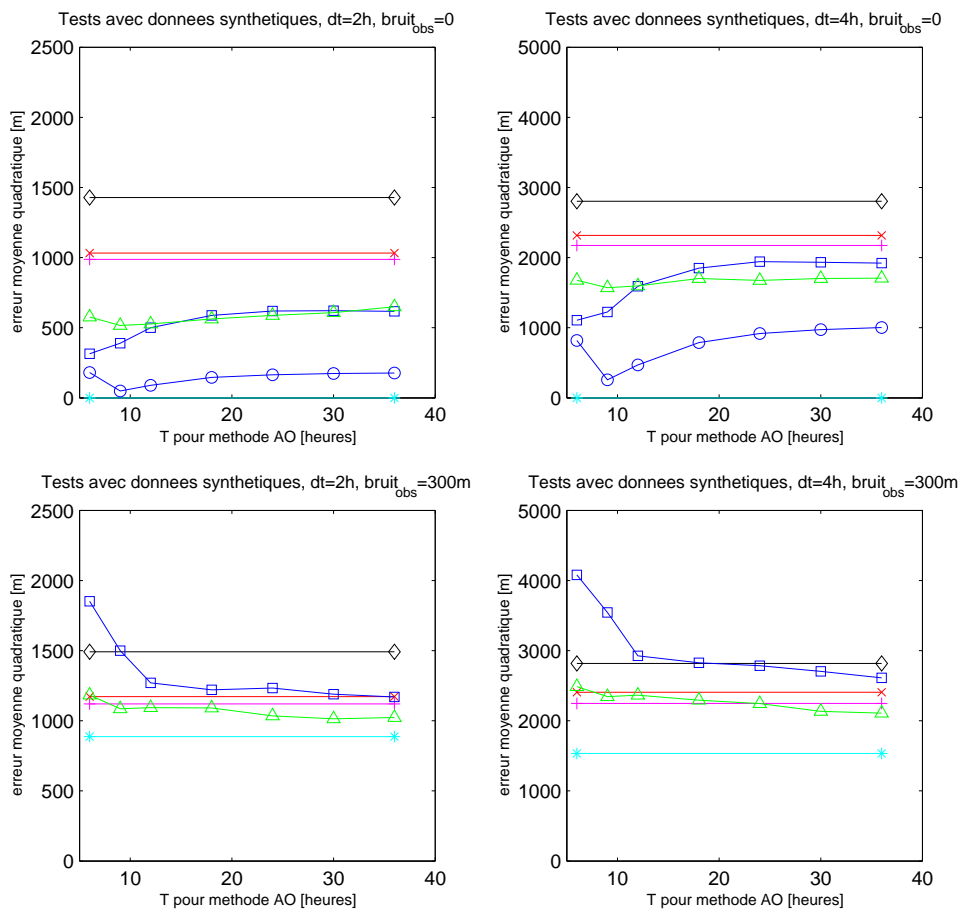


FIG. A.1 – Performances des différentes méthodes d'estimation avec des données synthétiques (voir commentaire dans le texte)

La figure A.1 montre les performances des différentes méthodes : losanges noirs pour la dernière position (pas d'extrapolation), [x] rouge pour l'extrapolation linéaire simple, [+] magenta pour l'extrapolation avec facteur d'atténuation, étoile cyan pour le modèle à six paramètres, rond bleu pour l'analyse objective avec $\langle \varepsilon^2 \rangle = 0$, carré bleu pour $\langle \varepsilon^2 \rangle = (100m)^2$ et triangle vert pour $\langle \varepsilon^2 \rangle = (300m)^2$. Dans chaque graphique, l'axe des abscisses correspond à la variation

du paramètre τ pour la méthode d'analyse objective. L'ordonnée représente l'erreur moyenne quadratique E .

Les graphiques du haut correspondent à des observations non bruitées. L'estimateur par modèle paramétrique est parfait (erreur nulle), ce qui est attendu puisque les données synthétiques ont été créées en se basant sur le même modèle. C'est encourageant, mais cela ne fournit pas d'indication sur le comportement de cette méthode avec des données réelles. Avec les observations non bruitées, la méthode d'analyse objective avec un bruit nul et une constante de temps $\tau = 9$ heures, qui n'est pas applicable dans un cas réaliste (instabilité numérique), est également un très bon estimateur, avec une erreur inférieure à 100 mètres.

Les graphiques du bas correspondent à un bruit d'observation d'écart-type 300 mètres, ce qui est réaliste pour un positionnement ARGOS (CLS, 2002). Le modèle paramétrique fournit encore la meilleure estimation, toujours avec la réserve que la dynamique des observations est conforme à celle du modèle. Les extrapolations issues de l'analyse objective sont de qualité très légèrement supérieure à l'extrapolation linéaire avec coefficient d'atténuation.

On peut remarquer que dans tous les cas l'extrapolation linéaire, avec ou sans facteur d'atténuation, permet déjà de réduire significativement l'erreur, même si ses performances sont moins bonnes que celles du modèle paramétrique. Le facteur d'atténuation permet systématiquement d'améliorer l'estimation (rappelons qu'il a été déterminé en utilisant des données réelles, et que ces tests sont faits sur des données synthétiques).

Tests avec des observations de flotteurs MARVOR

Les flotteurs MARVOR sont des flotteurs de subsurface à positionnement acoustique dont la construction (corps du flotteur) est proche de celle du PROVOR [Loaec et al., 1998]. On peut donc s'attendre à ce qu'ils présentent un comportement en surface très proche de celui des PROVOR. L'intérêt des MARVOR dans cette étude est que l'on dispose de plus longues séries temporelles de positions de surface que pour les PROVOR, d'une part parce qu'ils mettent plus de temps à transmettre leur données après une longue dérive profonde, d'autre part parce qu'ils sont programmés pour rester en surface et continuer à émettre après avoir effectué un certain nombre de cycles, lorsque la charge de leur batterie devient trop faible pour effectuer un nouveau cycle profond. Cela permet d'effectuer des extrapolations à partir d'un "segment" de mesures équivalent au séjour en surface d'un PROVOR, et de le comparer à une position mesurée après la fin de ce "segment".

Les résultats que nous montrons dans le tableau A.1 ont été testés sur un ensemble de plus de 9000 "segments", tirés des trajectoires de surface d'une cinquantaine de flotteurs MARVOR des programmes POMME, ARCANE et EuroFloat.

La figure A.2 détaille les performances des différentes méthodes suivant l'intervalle de temps sur lequel l'estimation est faite (ce qui correspond à Δt_E ou à Δt_P). On voit que la performance relative des méthodes ne dépend pas de l'intervalle de temps considéré, et que les conclusions que

erreur moyenne en mètres				
pas d'extrapolation	extrapolation linéaire	linéaire atténuée	modèle paramétrique	analyse objective
1840	1670	1600	2890	1780

TAB. A.1 – Résultats des tests des différentes méthodes d'extrapolation avec les données de surface des flotteurs MARVOR

l'on pouvait tirer des tests sur des données synthétiques sont remises en question : la méthode paramétrique donne des résultats nettement moins bons, ce qui semble indiquer que notre modèle ne correspond pas au comportement réel des flotteurs en surface, probablement parce que les effets transitoires du vent et des vagues pendant la dérive en surface. C'est finalement l'extrapolation linéaire avec atténuation qui permet d'atteindre les meilleurs résultats, mais l'amélioration par rapport à l'"hypothèse zéro" consistant à confondre la position à estimer et la première/dernière localisation satellite.

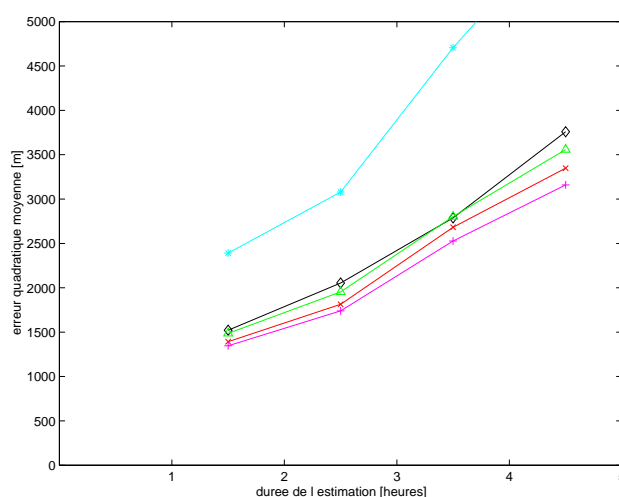


FIG. A.2 – Performances des différentes méthodes d'estimation avec des données de dérive de surface des MARVOR en fonction de la durée de l'estimation (par classes d'une heure). Les losanges noirs correspondent à la dernière position, les [x] rouges à l'extrapolation linéaire, les [+] magenta à l'extrapolation avec atténuation, les triangles bleus à l'AO et les étoiles cyan au modèle paramétrique

Choix d'une méthode d'estimation des positions de plongée et d'émergence

Dans l'état actuel, étant données les performances plutôt insuffisantes des méthodes testées, il est difficile de recommander une méthode plutôt qu'une autre, et il semble plus utile de fournir

aux utilisateurs des données toutes les informations utiles pour implémenter la méthode de leur choix.

Pour les données POMME utilisées dans l'assimilation, nous avons choisi d'utiliser l'extrapolation linéaire de la trajectoire de surface, qui donnait statistiquement les meilleurs résultats.

Données PROVOR utiles pour l'estimation des déplacements

Pour permettre une utilisation des données lagrangiennes des PROVOR, il est important de diffuser non seulement les premières et dernières positions, correspondant aux profils, mais aussi tous les fixes ARGOS, ainsi que les heures d'émersion et de plongée.

Il est important pour l'utilisateur de savoir comment sont déterminées ces heures (heures de la première action de pompe, heure où la pression passe en-dessous d'un seuil, ...).

Suggestions pour le PROVOR

Les principales pistes pour améliorer l'estimation des dérives de subsurface, et pour favoriser l'utilisation des données lagrangiennes des PROVOR sont :

1. améliorer la précision du positionnement en surface, par exemple en ajoutant un récepteur GPS à la charge utile du flotteur, qui pourrait mesurer quelques positions juste après l'émersion et juste avant la plongée, comme cela est fait sur les flotteurs utilisant le système IRIDIUM au lieu du système ARGOS,
2. réduire les temps Δt_E et Δt_P .

Il est clair que réduire le temps passé en surface sans réduire Δt_E et Δt_P (par exemple par l'utilisation de deux transmetteurs ARGOS, comme cela a été essayé sur le flotteur 69032) dégrade plutôt la qualité de l'estimation de la dérive puisqu'on a vu plus haut qu'un certain nombre de mesures ARGOS indépendantes en surface est nécessaire pour mieux estimer les positions de plongée et d'émersion.

Annexe B

Observed mean and mesoscale upper ocean circulations in the mid-latitude North-East Atlantic during the POMME experiment (September 2000 - September 2001) - Article 2

Annexe C

Eastern North Atlantic Mode Waters during POMME (September 2000-2001) - Article 3

Annexe D

Glossaire

4D-Var *cf.* section 2.4.7

ADCP (*Acoustic Doppler Current Profiler*) : Système de mesure de Profils de courant par effet Doppler.

ALACE (*Autonomous Lagrangian Circulation Explorer*) : Flotteur dérivant multicycle de subsurface, positionné en surface par le système ARGOS, développé par la Scripps et la Webb Research Corporation.

AO : Analyse Objective, *cf.* section 2.4.2.

ARGO : Projet international de déploiement de flotteurs profilants.

ARGOS : Système de positionnement et de transmission de données par satellite.

barocline *adj.* : se dit d'un phénomène limité à une partie de la profondeur de l'océan, ou dont la structure verticale n'est pas constante.

barotrope *adj.* : se dit d'un phénomène agissant sur toute la profondeur de l'océan, ou dont la structure verticale est constante.

CTD (*Conductivity-Temperature-Depth*) : Sonde de mesure de la température, de la salinité et de la pression, habituellement utilisée en la faisant descendre par un treuil depuis un navire pour mesurer un profil vertical.

EKE (*Eddy Kinetic Energy*) : énergie cinétique turbulente, calculée comme la moyenne sur un volume de fluide de la quantité $\frac{1}{2}(u'^2 + v'^2)$ où u' et v' sont les composantes de la vitesse turbulente : $(u', v') = (u, v) - (\bar{u}, \bar{v})$.

eulérien *adj.* : se dit d'une valeur mesurée en un point fixe dans l'espace, par opposition à lagrangien.

géopotentiel : potentiel Φ de l'accélération de la gravité : $\nabla\Phi = g$

géostrophique *adj.* : se dit de l'approximation dans laquelle l'équation du moment est réduite à ses deux termes dominants dans les fluides géophysiques à grande échelle, l'accélération de Coriolis et le gradient horizontal de pression : $2\Omega \times \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho}$

isopycne : surface d'égale densité.

KF (*Kalman Filter*) : Filtre de Kalman, *cf.* section 2.4.5.

LADCP (*Lowered ADCP*) : ADCP descendu par un treuil pour mesurer un profil de vitesse profond.

lagrangien *adj.* : se dit d'une valeur mesurée en suivant la trajectoire d'une particule dans un écoulement, par opposition à eulérien.

MARVOR (nom breton de l'hippocampe) : Flotteur isobare de type RAFOS multicycle, développé par l'Ifremer et la société MARTEC.

MICOM (*Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model*) : Modèle dynamique d'océan en coordonnée isopycnale développé au RSMAS (Miami), *cf.* section 2.3.

OI (*Optimal Interpolation*) : Interpolation optimale, *cf.* section 2.4.

OPA (Océan Parallélisé) : Modèle dynamique d'océan développé au LODYC (Paris).

P-ALACE (*Profiling ALACE*) : Flotteur profilant basé sur la plateforme de l'ALACE.

POMME (Programme Océan Multidisciplinaire Méso-Echelle), *cf.* section 2.1.

PROVOR : Flotteur profilant basé sur la plateforme du MARVOR, *cf.* section 2.2.3.

PSU (*Practical Salinity Unit*) : unité de salinité.

RAFOS (Acronyme inverse de SOFAR) : Système de positionnement acoustique des flotteurs de subsurface où les sources acoustiques sont fixes et les flotteurs, munis de récepteurs acoustiques, transmettent leurs données par le système ARGO après avoir fait surface. *cf.* section 2.2.1.

SOFAR (*SOund Fixing And Ranging*) : Système de positionnement acoustique des flotteurs de subsurface où les sources acoustiques placées dans les flotteurs sont écoutées par des stations fixes ou embarquées sur des navires.

SVP (*Surface Velocity Project*) : Projet international de mesure des courants de surface par bouées dérivantes et type de bouées développé pour ce projet, comportant une sphère de flottabilité de surface avec un émetteur ARGO et une ancre flottante centrée à une profondeur de 15 m. Les SVP ont la même structure que la bouée SURDRIFT illustrée sur la figure 2.10.

VCM (*Vertical Current Meter*) : Flotteur de type RAFOS muni d'un dispositif pour mesurer la vitesse verticale.

vorticité : composante verticale du rotationnel du vecteur vitesse. La vorticité, souvent notée ψ , se décompose en vorticité relative liée au rotationnel de la vitesse dans le repère terrestre ($\psi_{rel} = \nabla \times \mathbf{u}$) et en vorticité planétaire liée à la rotation de la Terre ($\psi_{pl} = 2\Omega \sin\lambda$), où Ω est la vitesse angulaire de rotation de la Terre et λ est la latitude géographique. Aux latitudes moyennes, la valeur de ψ est de l'ordre de 10^{-4}s^{-1} .

VMADCP (*Vessel-Mounted ADCP*) : ADCP monté sous la coque d'un navire et permettant de mesurer en continu le profil vertical de vitesse de l'océan jusqu'à quelques centaines de mètres de profondeur.

WOCE (*World Ocean Circulation Experiment*) : Projet Mondial d'exploration de l'océan hauturier, 1990-1998.

XBT (*Expendable Bathythermograph*) : Sonde de mesure de température non récupérable, lancée à partir d'un navire et fournissant un profil vertical de température.

XCTD (*Expendable Conductivity-Temperature-Depth*) : Sonde de mesure non récupérable, lancée à partir d'un navire et fournissant un profil vertical de température et de salinité.

Résumé

L'expérience POMME (Programme Océan Multidisciplinaire Méso-Échelle) a étudié pendant un an une région de l'Océan Atlantique Nord-Est situé entre les Açores et la Péninsule Ibérique afin de comprendre les processus qui font de cette région l'un des principaux puits de dioxyde de carbone atmosphérique. Ce travail décrit la circulation océanique à méso-échelle dans POMME. Des trajectoires de flotteurs lagrangiens de subsurface et de flotteurs ARGO sont utilisées pour identifier des structures tourbillonnaires et déterminer leur évolution. Combinées à d'autres observations par analyse objective multi-données, elles fournissent des champs synoptiques de la circulation horizontale, dans lesquels les transports turbulents sont estimés par diagnostics lagrangiens. Une configuration régionale du modèle MICOM a été mise en place pour produire une réanalyse de la circulation dans POMME en assimilant les trajectoires des flotteurs lagrangiens. Des méthodes spécifiques ont été développées pour tenir compte du caractère lagrangien des observations dans des techniques d'assimilation séquentielle et variationnelle.

Mots-clés

Océanologie Physique - Atlantique Nord-Est - 38°N-45°N, 21°W-15°W - Méso-échelle - Structures Tourbillonnaires - POMME - Assimilation de données - Flotteurs Lagrangiens - Subduction - Modélisation régionale

A Study of Mesoscale Ocean Circulation using Lagrangian Data in the POMME Experiment Area

Abstract

During one year, the POMME experiment (Programme Océan Multidisciplinaire Mésos-Échelle) studied a subregion of the eastern North-Atlantic between Azores and the Iberian Shelf. It was dedicated to understanding the processes making this region a sink for atmospheric carbon dioxide. This work describes the mesoscale oceanic circulation. Lagrangian subsurface floats and ARGO float trajectories were used to identify coherent eddies and determine their evolution. Combined with other data by objective analysis, the Lagrangian data provided synoptic fields of the horizontal circulation, in which turbulent tracer transports were estimated using Lagrangian diagnostics. A regional implementation of the MICOM model was set up to produce hindcasts of the circulation while assimilating Lagrangian data. Specific methods have been developed to take into account the Lagrangian character of observations in sequential and variational assimilation techniques.

Keywords

Physical Oceanology - eastern North-Atlantic - 38°N-45°N, 21°W-15°W - Mesoscale - Coherent eddies - POMME - Data assimilation - Lagrangian floats - Subduction - Regional Modelling