



**HAL**  
open science

# Etudes de cartographie altimétrique pour l'observation de la dynamique méso-échelle dans le contexte SWOT : application à la mer Méditerranée occidentale

Marine Rogé

► **To cite this version:**

Marine Rogé. Etudes de cartographie altimétrique pour l'observation de la dynamique méso-échelle dans le contexte SWOT : application à la mer Méditerranée occidentale. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018. Français. NNT : 2018TOU30078 . tel-02146019

**HAL Id: tel-02146019**

**<https://theses.hal.science/tel-02146019>**

Submitted on 3 Jun 2019

**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.



# THÈSE

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

---

---

Présentée et soutenue le 26/01/2018 par :

**MARINE ROGÉ**

**Études de cartographie altimétrique pour l'observation de la dynamique  
mésos-échelle dans le contexte SWOT: Application à la Mer  
Méditerranée Occidentale**

---

---

## JURY

NICHOLAS HALL	UPS, Toulouse	Président du Jury
SARAH GILLE	SCRIPPS, San Diego	Rapporteur
GUILLAUME ROULLET	LOPS, Brest	Rapporteur
ANANDA PASCUAL	CSIC IMEDEA, Majorque	Examinateur
FRANCESCO D'OVIDIO	LOCEAN, Paris	Examinateur
ROSEMARY MORROW	LEGOS, Toulouse	Co-directrice de thèse
CLÉMENT UBELMANN	CLS, Toulouse	Co-directeur de thèse

---

### École doctorale et spécialité :

*SDU2E : Océan, Atmosphère et Surfaces Continentales*

### Unité de Recherche :

*Laboratoire d'Études en Géophysique et Océanographie Spatiale*

*Collecte Localisation Satellite*

### Directeur(s) de Thèse :

*Rosemary MORROW, Clément UBELMANN*

### Rapporteurs :

*Sarah GILLE et Guillaume ROULLET*



## Remerciements

Voilà, ma thèse est aujourd’hui derrière moi et il me reste cette dernière partie à écrire avant de clore ce travail. Dernière partie, mais sûrement pas la moins importante. Si ces trois années de thèse m’ont beaucoup appris, tant sur le plan scientifique que personnel, je le dois incontestablement à de nombreuses personnes.

En premier lieu, je voudrais remercier mes deux directeurs de thèse, Rosemary et Clément. Tout le monde n’a pas la chance de pouvoir travailler avec un duo pareil, toujours motivés et motivants, et combinant à la fois l’excellence scientifique et le sens humain. Rosemary, un très très grand merci pour ces six années à travailler ensemble. Pour m’avoir fait découvrir le monde de l’altimétrie et surtout pour m’avoir fait confiance et donné l’opportunité de faire cette thèse. Ta bonne humeur et ton optimisme sans faille m’ont toujours permis d’aller de l’avant. Merci pour ta disponibilité et tes nombreuses relectures, en particulier au cours des derniers mois, où les échanges “ping-pong” se sont accélérés. Merci aussi pour m’avoir permis de voyager autant, que ce soit à travers les conférences et workshops informels (mais instructifs!), les écoles d’été ou le séjour au SCRIPPS, tous ces déplacements m’ont ouvert l’esprit et donné une vision bien plus concrète qu’est le monde de l’océanographie. Je n’oublierai pas le concert de Gladys Knight et l’orchestre symphonique de San Francisco, la session la plus prenante de cette semaine à l’AGU. Et un merci tout particulier pour m’avoir envoyé en Antarctique à bord de l’Astrolabe. Incroyable traversée que cet océan Austral, les icebergs à perte de vue, les glissades de manchots empereurs et les roulis de plus de 50° éjectants le capitaine hors de sa bannette. Clément, un grand merci aussi pour avoir récupéré cette thèse en cours de route, à peine débarquer à CLS. Merci pour ta bonne humeur et cette façon d’expliquer simplement des choses compliquées. Merci aussi pour les nombreux cafés et pour m’avoir accepté dans votre bureau avec Pierre, situation stratégique pour poser des questions! Merci aussi à Gérald pour avoir accepté d’encadrer ce travail dès le départ, et pour l’avoir suivi jusqu’au bout. Merci pour ta disponibilité, tes réponses très claires et tes remarques efficaces.

Je voudrais ensuite remercier les membres de mon jury pour leur relecture et leur intérêt pour mon travail, en n’oubliant pas le président cette fois-ci! Nick, merci encore pour ta relecture attentive et tes remarques. Je tiens aussi à remercier particulièrement Sarah Gille pour m’avoir chaleureusement accueillie et encadrée lors de mon séjour au SCRIPPS. J’en profite pour remercier Bruce Cornuelle pour son temps et ses explications lors de ce séjour.

Je tiens également à remercier Emmanuel Cosme et Patrice Klein pour avoir accepté de faire partis de mon comité scientifique. A vous aussi, merci pour votre intérêt pour mon travail, et pour les discussions qui en ont découlé. Par la même occasion je remercie Eric Chassignet pour ses conseils lors de mon comité de thèse à Brest ainsi que Claude Estournel pour l’aspect numérique du modèle SYMPHONIE.

Je remercie le CNES et CLS pour avoir co-financé ma thèse ainsi que le LEGOS pour m’avoir financé un mois de plus et ainsi permis de terminer plus sereinement. J’en profite pour remercier l’équipe maîtresse de ce laboratoire : Martine, Nadine, Agathe et Brigitte! Un grand merci à vous quatre pour votre travail et votre bonne humeur. Toujours là pour nous aider à surmonter les problèmes administratifs malgré un planning plus que chargé, mais aussi présentes pour nous soutenir moralement. J’ai bien rigolé à vos côtés, merci pour tout! Dans la même lignée je remercie Marie-Claude Cathala pour son aide et sa patience concernant les dernières formalités administratives. Je remercie également les directeurs successifs du LEGOS, Yves Morel et Alexandre Ganachaud pour m’avoir accueillie au sein de ce laboratoire.

Un grand merci bien sûr à l'ensemble du CTOH. En particulier, merci à Fernando pour son aide et ses conseils quant à mes programmes fumeux ! Merci aussi à Fabien Blarel pour ses conseils et pour m'avoir aidé à relativiser quand il fallait me remonter le moral. Merci aussi aux autres chercheurs du LEGOS qui m'ont toujours accordé du temps pour répondre à mes questions, pour leur remarques quant à mon travail ou encore pour leur aide concernant mes différents codes et calculs. Merci donc à Yves Morel, Nadia Ayoub, Frédéric Marin, Nickolas Hall, Florent Lyard, Julien Jouanno, Sylvain Biancamaria, Elodie Kestenare, Patrick Marchesiello, Denis Blumstein. Rien à voir, mais merci également à Catherine Jeandel pour son énergie et son dynamisme inspirant !

Merci à mes nombreux collègues de bureau, du LEGOS et de CLS, qui ont permis de rendre les heures de travail bien moins routinières et qui ont su accepter parfois ma folie passagère face aux discussions de paillasson ou encore lors des élections présidentielles ... Merci à Fernando, Da, Anne-Marie, Anna et Maxime, Elvan, Vandhna, Thuan et Sara.

Du côté de CLS, merci à toute l'équipe de Yannice Faugère pour leur accueil et leur aide. Merci notamment à Maxime Ballarotta, Antoine Delepoule, Guillaume Taburet, Elodie Charles, Marie-Isabelle Pujol, Jean-François Legeais et Hélène Etienne.

Et puis merci à tous les thésards, postdocs et copains avec qui j'ai passé de bons moments et qui ont contribué à ensoleiller ces trois ans de thèse, à m'encourager d'une manière ou d'une autre, que ce soit lors des conférences, des écoles d'été, des sorties en montagne ou autour d'un verre. Je pense à Cori et ses histoires, Vanessa et Clara avec qui je referai bien une soirée à l'EGU encore quelques fois (mais sans valise cette fois), Marina et ses prix gagnants, Inès et les "eseskis", Kévin et sa vision du monde, Alice et ses délicieux gâteaux, Aude, Fifi, Emilie, Simon, Virginie, Laurence, Charlotte, Pierre-André, Bia, Audrey et les parcs nationaux américains, Adrien, Thomas, Raph et Fred, Ben et les sorties dans les Pyrénées avec le "dark rogé", Nicolas, Victor, Jean, Hortense et toute la bande, et puis les Grenoblois Matthias, Thibault, Gildas et tous les autres pour les we et les sorties ski, soirées endiablées à la Troïka ou au vieux manoir. Un grand merci aussi à Simon, solide co-équipier sur l'Astrolabe, ainsi qu'à l'ensemble de l'équipage de ce navire.

Enfin je remercie mes parents qui ont toujours respecté mes choix et qui m'ont permis de faire les études qui me plaisaient. Rien n'aurait été possible sans vous ! Merci pour les nombreux colis fourrés de sardines et autres bretonneries qui m'on permis de garder le cap ! Merci aussi pour être venus assister à ma soutenance et m'avoir aidé à préparer mon pot de thèse. Et puis merci bien sûr à mon frère et mes soeurs, Guillaume, Pauline et Juliette, et puis tout le reste de ma famille pour leur soutien et pour m'avoir aidé à relativiser durant ces trois ans.

Pour finir, et d'un point de vue plus personnel, merci Guillaume pour être venu me rejoindre dans la ville rose, pour ta patience, ton soutien et tes encouragements durant ces trois années. Que l'aventure continue à Sydney ! Adieu le pays-du-cassoulet et ses satellites, il est grand temps d'aborder l'océanographie par un aspect plus concret : les plages et le surf !

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>3</b>
<b>I Contexte et enjeux scientifiques</b>	<b>11</b>
<b>1 Cartographier la circulation à petite échelle</b>	<b>13</b>
1.1 Échelles des processus océaniques, dynamique méso et sous-mésoéchelle . . .	14
1.1.1 Circulation océanique et gammes d'échelles des processus . . . . .	14
1.1.2 Mouvements équilibrés de la circulation à grande échelle . . . . .	16
1.1.3 Dynamique méso et sous-mésoéchelle . . . . .	17
1.1.4 Aspects énergétiques et études spectrales . . . . .	20
1.2 L'altimétrie, moyen d'étude de la circulation océanique . . . . .	23
1.2.1 Introduction à l'altimétrie . . . . .	23
1.2.2 Principe de mesure des altimètres classiques au nadir . . . . .	24
1.2.3 De la donnée brute à l'utilisateur . . . . .	27
1.2.4 De la mesure satellite aux cartes du niveau de la mer . . . . .	29
1.2.5 Du niveau de la mer à la circulation géostrophique . . . . .	33
1.3 Limitations, futures données interférométriques et enjeux . . . . .	34
1.3.1 Caractéristiques et limitations des produits actuels . . . . .	34
1.3.2 Présentation de la future mission SWOT . . . . .	37
1.3.3 Enjeux et problématique de la cartographie altimétrique . . . . .	39
<b>2 La Mer Méditerranée Occidentale comme cas d'étude</b>	<b>43</b>
2.1 Une région clé : introduction et motivations . . . . .	44
2.2 Présentation générale . . . . .	45
2.2.1 Point de vue géographique . . . . .	45
2.2.2 Influence climatiques à l'échelle du bassin . . . . .	45
2.2.3 Échanges d'eaux et de chaleur . . . . .	47
2.3 Dynamique océanique et variabilité mésoéchelle . . . . .	48
2.3.1 Circulation générale . . . . .	48
2.3.2 Caractéristiques de la circulation mésoéchelle . . . . .	50
2.4 Moyens d'observations de la circulation mésoéchelle . . . . .	52
2.4.1 Par les données altimétriques le long des traces . . . . .	52
2.4.2 Produits cartographiques adaptés . . . . .	52
2.4.3 Par les autres systèmes d'observations . . . . .	54
2.4.4 Par la Modélisation à haute résolution . . . . .	56
2.5 Conclusion . . . . .	57

<b>II</b>	<b>Approche méthodologique et outils numériques</b>	<b>59</b>
<b>3</b>	<b>Scène de référence</b>	<b>63</b>
3.1	Introduction à la modélisation . . . . .	64
3.2	Le code calcul du modèle SYMPHONIE . . . . .	64
3.2.1	Présentation générale . . . . .	64
3.2.2	Equations primitives . . . . .	65
3.2.3	Expression de la surface libre . . . . .	66
3.2.4	Discrétisation spatio-temporelle des équations . . . . .	66
3.2.5	Paramétrisations . . . . .	67
3.3	Configuration de la simulation CASCADE HYPERION . . . . .	67
3.3.1	Domaine et grille . . . . .	68
3.3.2	Forçages et conditions aux limites . . . . .	68
3.3.3	Evaluation pour l'étude . . . . .	69
3.4	Conclusion . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Le modèle de propagation quasi-géostrophique</b>	<b>75</b>
4.1	Introduction . . . . .	76
4.2	Le modèle QG à une couche et demie . . . . .	76
4.2.1	Motivations . . . . .	76
4.2.2	Hypothèses . . . . .	77
4.2.3	Equations . . . . .	78
4.3	Limitations et modification de l'équation d'évolution . . . . .	80
4.3.1	Limites et réalisme du modèle QG à une couche et demie . . . . .	80
4.3.2	Propositions de complexification . . . . .	84
4.4	Implémentation en Mer Méditerranée . . . . .	85
4.4.1	Setup numérique . . . . .	85
4.4.2	Métriques d'évaluation . . . . .	87
4.4.3	Paramétrisation . . . . .	87
4.5	Evaluation des sorties du modèle QG . . . . .	93
4.5.1	Illustration . . . . .	93
4.5.2	Analyse temporelle des erreurs . . . . .	94
4.5.3	Distribution spatiale des erreurs . . . . .	96
4.5.4	Croissance des erreurs et fenêtre temporelle . . . . .	97
4.6	Conclusion . . . . .	98
<b>III</b>	<b>Application à la reconstruction de SSH</b>	<b>101</b>
<b>5</b>	<b>Cas idéalisé d'un échantillonnage spatial complet : méthode d'interpolation dynamique</b>	<b>103</b>
5.1	Principe de l'interpolation dynamique . . . . .	104
5.1.1	Illustration . . . . .	106
5.2	Contexte expérimental en Mer Méditerranée Occidentale . . . . .	108
5.3	Evaluation des résultats obtenus . . . . .	109
5.3.1	Statistiques globales . . . . .	109
5.3.2	Caractérisation de la variabilité spatio-temporelle . . . . .	111
5.3.3	Analyse spectrale . . . . .	114
5.3.4	Autocorrelation des erreurs . . . . .	117
5.3.5	Importance des frontières . . . . .	117

5.3.6	Influence de la scène de référence . . . . .	119
5.4	Discussion et conclusion . . . . .	122
<b>6</b>	<b>Investigation de la physique manquante du modèle QG</b>	<b>127</b>
6.1	Motivations . . . . .	128
6.1.1	Rotationnel de la tension de vent . . . . .	128
6.1.2	Topographie et mode barotrope . . . . .	129
6.2	Modèle QG avec forçage atmosphérique . . . . .	130
6.2.1	Hypothèses et équations . . . . .	130
6.2.2	Paramétrage et implémentation . . . . .	131
6.2.3	Analyse des résultats . . . . .	132
6.3	Modèle QG à deux couches . . . . .	132
6.3.1	Hypothèses et équations . . . . .	132
6.3.2	Paramétrage et implémentation . . . . .	132
6.3.3	Analyse des résultats . . . . .	134
6.4	Discussion et conclusion . . . . .	136
<b>7</b>	<b>Cas réaliste d'un échantillonnage altimétrique : interpolation optimale dynamique</b>	<b>139</b>
7.1	Principe de la méthode . . . . .	140
7.1.1	Principe . . . . .	140
7.1.2	Métriques d'évaluation . . . . .	143
7.2	Contexte expérimental en Mer Méditerranée Occidentale . . . . .	144
7.2.1	Données utilisées pour la cartographie dynamique . . . . .	144
7.2.2	Données utilisées pour la validation . . . . .	145
7.2.3	Paramétrage . . . . .	145
7.3	Evaluation des produits obtenus . . . . .	148
7.3.1	Evolution temporelle de la SLA . . . . .	148
7.3.2	Analyses statistiques . . . . .	150
7.3.3	Premières évaluations de l'amélioration des fines échelles . . . . .	154
7.4	Discussion et conclusion . . . . .	156
<b>8</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>161</b>
8.1	Synthèse . . . . .	162
8.2	Perspectives de recherche . . . . .	165
<b>A</b>	<b>Article 1 : <i>Altimetric Lagrangian advection to reconstruct Pacific Ocean fine-scale surface tracer fields</i></b>	<b>169</b>
<b>B</b>	<b>Article 2 : <i>Using a dynamical advection to reconstruct a part of the SSH evolution in the context of SWOT, application to the Mediterranean Sea</i></b>	<b>191</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>263</b>







« REGARDE... »  
PAR  
COLETTE ET MÉHEUT.



# Introduction générale

## De l'intérêt de l'observation de la circulation océanique ...

L'océan est un système dynamique complexe qui couvre plus de 70% de la surface terrestre. En raison de sa forte capacité calorifique, 1200 fois importante que celle de l'atmosphère, l'océan est capable d'absorber et de stocker une quantité d'énergie remarquable, modérant ainsi le changement climatique. Il absorbe également une grande quantité de dioxyde de carbone ( $CO_2$ ), 2.6 milliards de tonnes par an au cours de la dernière décennie, soit près de 30% des émissions anthropiques sur cette période. Il joue donc un rôle central sur le cycle du  $CO_2$  atmosphérique et contribue à moduler le changement climatique anthropique. Mais ces absorptions d'excès de chaleur et de carbone par l'océan ne sont pas sans conséquences et entraînent des modifications des processus physiques, chimiques ou biologiques comme l'acidification des océans.

La complexité de ces processus dynamiques interagissants sur une large gamme d'échelles spatio-temporelles (Abraham et al., 2013) font de l'océan un système complexe qui reste aujourd'hui encore bien difficile à observer. Les échanges entre la surface de l'océan et l'atmosphère, ainsi que les dynamiques des couches profondes, sont des processus complexes. Les modèles estiment qu'environ 50 % des échanges verticaux sont réalisés par la dynamique de petite échelle (Lapeyre and Klein, 2006b). Notre compréhension du fonctionnement de la circulation océanique et de ces différents processus, est contraint par le nombre et la qualité des observations à notre disposition. Ces observations doivent être globales pour intégrer la dynamique à toutes les échelles, et ce, de manière continue en temps, afin de pouvoir suivre l'évolution des grandeurs globales de l'océan sur le long terme et détecter ainsi les effets du changement climatique dans l'océan (Wunsch, 2016). Les moyens d'observations se sont considérablement développés depuis le début du XXème siècle avec une multiplication des campagnes océanographiques et autres mesures in-situ, mais ce n'est vraiment qu'avec l'apparition des satellites que l'océanographie a pu progresser. Les outils spatiaux ont en effet révolutionné les moyens d'études de notre planète et les observations satellitaires ont rendu possible l'étude de la surface des océans et de sa variabilité de manière globale et quasi synoptique. Parmi elles, les données altimétriques ont joué un rôle clé dans la compréhension de la dynamique océanique (Fu and Cazenave, 2000) en permettant une mesure précise de la hauteur du niveau de la mer (SSH pour *Sea Surface Height*). Ces mesures ont été indispensables à notre compréhension de la circulation à grande échelle et ont révélé l'importance des structures de mésoéchelle qui se

réfèrent généralement aux signaux océaniques avec des échelles spatiales de 30 km à 1000 km et des échelles de temps de un à plusieurs mois (Wunsch and Stammer, 1998). Ces structures contribuent de façon notable au contenu énergétique de l'océan (Morrow and Le Traon, 2012).

La Mer Méditerranée, si elle ne représente que 1% de la surface totale des océans, joue un rôle important dans la circulation océanique à l'échelle globale. Elle constitue en effet une source d'eau dense, chaude et salée pour l'océan Atlantique et pourrait ainsi influencer sur le fonctionnement de la circulation thermohaline mondiale en modifiant la formation des eaux profondes Atlantiques et impacter ainsi le système climatique (Lenton, 2008). Elle représente également une source de chaleur pour l'atmosphère et influence ainsi le climat de manière régionale (Somot, 2005). En raison du fort couplage mer-atmosphère, la Méditerranée est sensible aux variations climatiques (Turley, 1999), et avec la forte pression anthropique qui s'y exerce, cela pourrait profondément impacter les écosystèmes marins. Différents processus interviennent dans ce système complexe et leurs interactions et rétroactions non-linéaires sont délicates à caractériser. L'observation de la circulation à mésoéchelle et sa variabilité est essentielle dans cette région car elles y jouent un rôle fondamental dans le système couplé océan-atmosphère. La dynamique mésoéchelle affecte la circulation côtière et impacte fortement les cycles biogéochimiques du bassin méditerranéen (Pascual et al., 2015b). Il est également important de mieux résoudre les courants résultants de cette circulation de mésoéchelle car ils sont déterminants pour la dispersion des polluants et pour la surveillance des écosystèmes marins. En comparaison à d'autres systèmes océaniques aux moyennes latitudes, la Mer Méditerranée est caractérisée par une variabilité océanique de petite mésoéchelle qui varie de façon saisonnière avec la stratification (Grilli and Pinardi, 1998). Cette dynamique de petite échelle et rapide est particulièrement difficile à observer et analyser dans cette région.

Récemment, des études à partir d'observations in-situ à haute résolution ont permis de prendre conscience de la richesse des structures et des processus de de taille  $\mathcal{O}(1 - 10km)$ , caractérisant la sous-mésoéchelle. Les structures de sous-mésoéchelle peuvent être caractérisées à l'aide de mesures de température de surface satellitaires ou des données de couleur de l'eau par des conditions de ciel dégagé (Robinson, 2010). Cependant l'observation de leur variabilité est bien souvent impactée par la couverture nuageuse très présente en période hivernale dans la région méditerranéenne et dissimulée sous la couche de surface chaude plus homogène durant l'été. Les mesures in-situ telles que des données de planeurs sous-marins ou de mouillages permettent aussi d'observer la dynamique sous-mésoéchelle, et ce, à différents niveaux de profondeur, mais seulement de manière ponctuelle. Leur couverture reste très éparse à la fois spatialement et temporellement. Depuis quelques années, des simulations numériques ont été mises au point pour modéliser la circulation océanique et ont nettement amélioré leur capacité de résolution, permettant ainsi une meilleure représentation de la variabilité à mésoéchelle (Herrmann et al., 2008; Escudier et al., 2016). Des études basées sur ce type de simulations numériques à haute résolution ont ainsi révélé

---

l'importance des processus sous-mésoéchelle sur la dynamique de mésoéchelle, notamment leur rôle au niveau des transferts énergétiques entre les interactions d'échelles (Lapeyre and Klein, 2006b; Sasaki et al., 2014; Qiu et al., 2014) et leurs impacts sur les interactions physico-biologiques et sur la biodiversité océanique (Lévy et al., 2012; Levy and Martin, 2013). Ces modèles à haute résolution nécessitent néanmoins d'être comparés ou combinés à des observations précises et récurrentes afin d'évaluer leur degré de réalisme.

Cette nécessité de pouvoir disposer d'observations globales de la dynamique océanique à sous-mésoéchelle a conduit au développement de la mission spatiale Surface Water Ocean Topography (SWOT) dont le lancement est prévu pour 2021 (Fu and Ubelmann, 2013). Cette future mission vise à fournir des cartes bidimensionnelles de la surface océanique à haute résolution, jusqu'à des longueurs d'onde de 20 km (soit des structures de l'ordre de 10 km de diamètre) avec une couverture locale tous les 10 jours et une répétitivité temporelle exacte de 21 jours (Rodriguez and Esteban-Fernandez, 2010; Durand et al., 2010).

### **... à la cartographie altimétrique**

Les différents altimètres en vol dédiés à l'observation de la SSH mesurent chacun des données le long d'une trace (mesures unidimensionnelle). Ces mesures sont réparties de manière inhomogène en espace et en temps : les positions et la répétitivité temporelle de ces traces altimétriques sont caractérisées par le choix de l'orbite du satellite qui définit l'échantillonnage spatio-temporel des mesures. Les orbites des satellites simultanément en vol ne sont pas toutes identiques et permettent ainsi de mesurer la SSH avec des échantillonnages différents. Cela fournit ainsi une couverture de données plus dense et une meilleure estimation de la variabilité océanique. Les constellations d'altimètres mises en place depuis les années 2000 sont bien adaptées pour observer les caractéristiques spatio-temporelles des structures à large mésoéchelle (Fu and Chelton, 2001; Morrow and Le Traon, 2012). En effet les structures des larges mésoéchelles ( $> 150\text{km}$ ) évoluent assez lentement ( $> 15$  jours; (Chelton et al., 2011a)), et sont donc correctement échantillonnées par la couverture que permettent 3-4 satellites en vol.

Les méthodes de cartographie de la SSH à partir de données altimétriques reposent sur des techniques d'interpolation statistiques telles que l'interpolation optimale (OI). Ces techniques sont bien appropriées pour les échelles temporelles et spatiales spécifiques des structures de large mésoéchelle. Ces méthodes de cartographie ont ainsi permis depuis les vingt dernières années de générer de façon continue des produits grillés deux dimensions de la SSH à partir des différents satellites en activité, entre 2 à 6 (Traon and Dibarboure, 1999; Dibarboure et al., 2011). Grâce à leur couverture globale et continue en temps, ces cartes générées uniquement à partir d'observations altimétriques permettent de nombreuses et diverses applications scientifiques dont des exemples d'études concernant : le climat (Willis, 2010; Prandi et al., 2009), la variabilité mésoéchelle (Chelton et al., 2011b; Morrow et al., 2010; Fu, 2009), la variabilité interannuelle (Qiu and Chen, 2010), les ondes

planétaires (Cipollini et al., 2006), les courants de surface (Johnson et al., 2007), des analyses Lagrangiennes (d’Ovidio et al., 2009) ou encore de l’océanographie opérationnelle (Le Traon et al., 2009). Un certain nombre de reviews ont détaillé les progrès effectués pour ces différentes applications (Fu and Cazenave, 2000; Stammer and Cazenave, 2017).

Cependant ces cartes disponibles à l’échelle globale et régionale présentent une certaine limitation pour l’étude de la dynamique sous-mésoéchelle. Malgré le nombre d’altimètres utilisés, entre trois et cinq depuis 2001, la technique d’interpolation optimale est contrainte de maintenir des échelles de corrélation spatiales et temporelles constantes et relativement larges en raison de l’espacement entre les traces altimétriques. Alors que ces données altimétriques le long des traces sont limitées à l’observation de structures de l’ordre de 35 à 100 km de longueurs d’ondes suivant les régions et les saisons (Dufau et al., 2016; Morrow et al., 2017a), les cartes altimétriques restent limitées à l’observation de structures de 150 km de longueurs d’ondes (soit de l’ordre de 75 km de diamètre et plus) (Pascual et al., 2006). Environ 40% de la variabilité du signal est sous-estimée dans ces cartes globales (Pujol et al., 2016) en comparaison aux données mesurées le long des traces.

Des techniques de cartographie altimétrique ont été proposées pour améliorer cette résolution pour la région de la Mer Méditerranée Occidentale. Escudier et al. (2013) ont ainsi développé une interpolation optimale en deux étapes pour maintenir les structures à petite échelle localement autour des observations le long des traces. Ils incluent également une correction tenant compte de la topographie sous-marine très marquée pouvant contraindre l’écoulement océanique de cette région. Leur résultats montrent un contenu spectral énergétique plus proche des données le long des traces altimétriques avec, en particulier, un niveau d’énergie à mésoéchelle plus important (25% plus élevé que celui des cartes DUACS régionaux). Leurs produits montrent également une meilleure représentation des caractéristiques de la mésoéchelle en comparaison avec diverses observations in-situ et de température de surface. Ils observent notamment une amélioration de plus de 25% de la corrélation avec des données de planeurs. Cependant, la résolution et la précision des produits développés par Escudier et al. (2013) sont inhomogènes et restent concentrées localement près des données altimétriques le long des traces. Ce type de cartes peut donc servir pour des études locales proches de l’échantillonnage spatio-temporel des données altimétriques mais n’est pas adapté à l’étude de la dynamique petite mésoéchelle à l’échelle du bassin méditerranéen ou globale de manière continue en temps car elles sont encore limitées par la couverture spatio-temporelle des données (Bouffard et al., 2014).

## **Enjeux et plan de l’étude**

### **Problématique, approche et questions soulevées**

Le signal de hauteur de mer à mésoéchelle évolue sur des échelles de temps typiques de l’ordre de quelques semaines et quelques dizaines à centaines de kilomètres. Ce signal, relativement bien capturé par les mesures altimétriques le long des traces, est principalement dominé par la dynamique de l’équilibre quasi-géostrophique, en dehors des zones côtières

et équatoriales. Les analyses linéaires de cartographie sont capables de restituer une part significative de ces dynamiques de mésoéchelle (Ducet et al., 2000). Ces dynamiques sont connues pour être dominées en grande partie par le premier mode barocline (Wunsch, 1997). Alors que ce mode barocline est bien restitué par les méthodes de cartographie linéaires pour ces échelles, il évolue de façon fortement non-linéaire à sous-mésoéchelle. Cette non-linéarité de l'écoulement impacte donc aussi, en plus de l'espacement inter-traces des altimètres, la performance des cartes obtenues pour la résolution spatiales aux petites échelles.

Les petites structures du signal de hauteur de mer qui peuvent être détectées par les données altimétriques évoluent de manière différente que les structures large mésoéchelle : de façon non-linéaire mais aussi sur des échelles de temps plus courtes (Ubelmann et al., 2015). En raison de son échantillonnage temporel assez long (21 jours), SWOT ne fournira que des images instantanées des petites échelles océaniques. Selon la latitude, il y aura un large intervalle de manque d'observation entre deux passages successifs du satellite. Le suivi temporel des petites structures évoluant rapidement sera alors compromis. Dans la perspective de continuité de produits cartographique de SSH, ce contraste entre la haute résolution spatiale et la faible couverture temporelle des données est problématique, notamment si nous ne voulons pas homogénéiser et lisser les structures de petites échelles par interpolation statistique comme les méthodes de cartographie actuelles.

Afin de conserver la haute résolution spatiale des futures données qui représentent un apport majeur de la mission SWOT, et afin de tenir compte de l'aspect fortement non linéaire de la dynamique sous-mésoéchelle, il est nécessaire d'avoir recours à d'autres techniques d'interpolation.

Parmi ces techniques, une approche est basée sur une méthode d'interpolation dynamique permettant de propager de façon non linéaire le champ de SSH dans le temps. Développée par Ubelmann et al. (2015), cette méthode d'interpolation dynamique consiste à utiliser un modèle simplifié de circulation océanique quasi-géostrophique (QG) ne représentant que l'évolution du premier mode barocline, mais permettant des interactions non-linéaires. Ce modèle QG repose sur l'équation de conservation de la vorticité potentielle qui peut être obtenue à partir de la SSH (telle que mesurée par les altimètres) qu'elle permet de propager en temps de manière dynamique. Appliquée en océan ouvert à la région énergétique du Gulf Stream, l'étude de Ubelmann et al. (2015) démontre que cette méthode est capable de recréer un champ de SSH à une résolution inférieure à 150 km de longueur d'onde (résolution maximale aujourd'hui obtenue avec les produits altimétriques grillés). Pour deux images de SSH espacées de 10 jours, les images reconstruites permettent de résoudre des longueurs d'ondes jusqu'à 80 km dans cette zone. Il se pose alors la question de savoir si cette méthode est applicable à n'importe quelle région du globe ou même de manière globale. Ou encore s'il est possible d'inclure plus de physique dans la reconstruction du signal de hauteur de mer en complétant l'équation de conservation par d'autres termes ou en utilisant un autre modèle océanique simplifié que le modèle à une couche et demie.



Cette technique appliquée dans un cas idéalisé et dans une région fortement énergétique (Gulf Stream) permet de démontrer le concept et l'intérêt d'une interpolation dynamique sur des échelles de temps autour de 10 jours. Elle n'est cependant pas applicable directement aux données réelles altimétriques dont l'échantillonnage spatio-temporel n'est pas homogène. Le propagateur non-linéaire QG peut néanmoins être implémenté dans une approche inverse de manière similaire aux méthodes de cartographie standard (Ubelmann et al., 2016).

Dans cette thèse, nous reprenons la technique d'interpolation dynamique développé par Ubelmann et al. (2015) en utilisant le modèle océanique de propagation simplifié que nous appliquons à la Mer Méditerranée. Comme mentionné auparavant, cette zone est caractérisée par des échelles dynamiques plus fines. Elle comporte de nombreuses zones côtières, une topographie complexe et est soumise à des forçages atmosphériques intenses et sporadiques, ce qui la différencie nettement d'un point de vue dynamique de la zone du Gulf Stream. Nous analyserons l'efficacité de la méthode d'interpolation dynamique en Mer Méditerranée Occidentale dans le cas idéalisé d'un échantillonnage spatial complet à l'aide d'une simulation numérique de référence. Nous testerons également l'implémentation de la méthode dynamique dans une approche inverse pour le cas de données altimétriques réelles avec un échantillonnage spatio-temporel non homogène dans cette région.

Cette thèse se place dans la problématique du déséquilibre entre la haute résolution spatiale et la faible couverture temporelle du futur satellite SWOT dans le cadre d'une cartographie de la SSH et dans la perspective de mieux cartographier les petites échelles du signal océanique de hauteur de mer. Pour aborder ce problème dans la région de la Mer Méditerranée Occidentale, les questions soulevées sont les suivantes :

- **Comment maintenir l'information de la dynamique à petite échelle du futur satellite SWOT entre deux passages successifs ?**

Peut-on utiliser la haute résolution spatiale de ce futur instrument pour reconstruire une partie de son évolution temporelle ? Quelle est la capacité du modèle de propagation simplifié utilisé par Ubelmann et al. (2015) pour reconstruire la circulation océanique de surface dans la Méditerranée Occidentale ? Quelles en sont les limites ?

- **Dans le cadre d'un échantillonnage spatial idéalisé, quel est l'apport d'une interpolation dynamique en Mer Méditerranée Occidentale ?**

Quelles sont les améliorations comparées à une simple interpolation linéaire ? Quelles sont les caractéristiques spatio-temporelles des erreurs de reconstruction ? Quelles sont, en terme spectral, les échelles et les niveaux d'énergie reconstruits ?

- **Dans le cadre d'un échantillonnage spatio-temporel réaliste et complexe fourni par une constellation d'altimètres, quel est l'apport d'une interpolation optimale dynamique en Mer Méditerranée Occidentale ?**

Quelles sont les améliorations apportées par rapport aux méthodes d'interpolation optimales standard actuelles ? Quelles gamme d'échelles sont observables ? Quelles sont les limites de cette méthode dans la région ?

- **Quel est l'apport des futures données altimétriques SWOT en Mer Méditerranée Occidentale pour ce type d'interpolation dynamique ?**

## Organisation du manuscrit

Le manuscrit est organisé en trois parties.

La partie I, composée des deux premiers chapitres, présente de façon plus approfondie le contexte et les enjeux scientifiques de l'étude. Le chapitre 1 introduit la dynamique océanique globale, les échelles des processus y interagissant en se focalisant notamment sur les caractéristiques de méso et sous-mésoéchelle. Ce chapitre présente également les données altimétriques, le principe de la mesure et les produits de hauteur de mer obtenus avant de souligner leurs limitations pour l'étude de la circulation océanique à sous-mésoéchelle. Ce chapitre finit par présenter la future mission spatiale SWOT et ses enjeux en terme de cartographie. Le chapitre 2 est dédié à la région d'étude qu'est la Mer Méditerranée Occidentale. Après avoir détaillé les motivations d'étudier cette région du monde, nous présenterons les caractéristiques générales de cette région puis sa dynamique océanique particulière et la variabilité mésoéchelle associée. Nous finirons par commenter l'observabilité de cette circulation régionale.

La partie II est consacrée aux outils numériques utilisés et développés dans cette thèse. Après une brève introduction à l'approche méthodologique utilisée, qui repose sur une méthode d'Expériences de Simulations de Systèmes d'Observations (OSSE) simplifiée, cette partie présente en deux chapitres les outils nécessaires à la mise en place de cette méthode. Le chapitre 3 présente le modèle numérique utilisé comme scène de référence pour évaluer l'apport de l'interpolation dynamique dans le cas idéalisé. Nous nous attacherons à évaluer la capacité de cette simulation pour représenter la circulation à mésoéchelle. Le chapitre 4 décrit le modèle océanique simplifié QG servant de propagateur du signal de hauteur de mer et utilisé pour l'interpolation dynamique. Nous y présenterons les hypothèses ainsi que les équations résultantes de l'approximation QG afin de décrire de manière simplifiée la dynamique océanique turbulente. Nous présenterons les limites de ce modèle de propagation de manière générale et pour notre application régionale. Puis nous détaillerons l'implémentation mise en place en Mer Méditerranée Occidentale et nous évaluerons la capacité de ce propagateur QG pour reconstruire l'évolution temporelle du signal de hauteur de mer dans cette région.

La partie III concerne les résultats de la reconstruction des champs de hauteur de mer par interpolation dynamique. Le chapitre 5 présente les résultats d'une interpolation dynamique dans le cas idéalisé d'un champ spatial complet à l'aide de la simulation numérique exposée au chapitre 3. Nous présenterons les caractéristiques spatio-temporelles de l'apport de cette méthode, de manière statistique et spectral, tout en soulignant les limites dans ce cas idéalisé. Le chapitre 6 vise à explorer des pistes d'amélioration du modèle de propagation. Nous nous intéresserons notamment à la possibilité d'utiliser un modèle QG à deux couches actives plutôt qu'une, permettant ainsi de prendre en compte le rôle de la stratification et de la bathymétrie dans la dynamique de façon simplifiée.

Nous investiguerons également l'influence du forçage atmosphérique en Mer Méditerranée sur la circulation de surface. Le chapitre 7 présente les résultats d'une interpolation optimale dynamique mise en place dans le cas complexe d'un échantillonnage spatio-temporel réaliste de données altimétriques. Après avoir rappelé le principe de la méthode, nous détaillerons la configuration mise en place dans notre région en présentant les données utilisées ainsi que les paramétrages nécessaires à régler. Nous évaluerons les résultats préliminaires, principalement par comparaison aux produits de cartographie actuels, avant d'évaluer l'apport de cette méthode en Mer Méditerranée.

Enfin, le chapitre 8 permettra de dresser un bilan des résultats obtenus et de répondre aux questions initialement soulevées dans cette thèse. Des ouvertures et perspectives de travail seront également proposées, notamment concernant l'implication des futures mesures SWOT pour la cartographie et leurs apports pour l'observation des structures sous-mésoéchelle.

Deux annexes (annexe A et annexe B) sont fournies en complément du corps principal de ce manuscrit, correspondent aux deux articles publiés durant la thèse, Rogé et al. (2015) et Rogé et al. (2017).

## Première partie

# Contexte et enjeux scientifiques



# Chapitre 1

## Cartographier la circulation à petite échelle

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Échelles des processus océaniques, dynamique méso et sous-mésoéchelle . . . . .</b>	<b>14</b>
1.1.1	Circulation océanique et gammes d'échelles des processus . . . . .	14
1.1.2	Mouvements équilibrés de la circulation à grande échelle . . . . .	16
1.1.3	Dynamique méso et sous-mésoéchelle . . . . .	17
1.1.4	Aspects énergétiques et études spectrales . . . . .	20
<b>1.2</b>	<b>L'altimétrie, moyen d'étude de la circulation océanique . . . . .</b>	<b>23</b>
1.2.1	Introduction à l'altimétrie . . . . .	23
1.2.2	Principe de mesure des altimètres classiques au nadir . . . . .	24
1.2.3	De la donnée brute à l'utilisateur . . . . .	27
1.2.4	De la mesure satellite aux cartes du niveau de la mer . . . . .	29
1.2.5	Du niveau de la mer à la circulation géostrophique . . . . .	33
<b>1.3</b>	<b>Limitations, futures données interférométriques et enjeux . . . . .</b>	<b>34</b>
1.3.1	Caractéristiques et limitations des produits actuels . . . . .	34
1.3.2	Présentation de la future mission SWOT . . . . .	37
1.3.3	Enjeux et problématique de la cartographie altimétrique . . . . .	39

---

Dans ce chapitre nous développons la problématique de la cartographie de hauteur de mer pour l'observabilité de la circulation de surface à fine échelle. En première partie, nous introduisons les échelles des processus océaniques en présentant la circulation générale, la dynamique méso et sous-mésoéchelle et leur importance pour la compréhension du système océanique, tout en attachant une attention particulière aux aspects énergétiques. La deuxième partie est dédiée à l'un des moyens d'observation clé de ces différents processus, l'altimétrie. Du principe de la mesure, nous passons en revue les différents traitements et corrections appliqués aux données avant d'expliquer les techniques statistiques permettant de cartographier les produits standards sur une grille régulière. Après avoir souligné les limites de ce type de produit d'observation pour l'étude de la circulation océanique mésoéchelle, nous présentons en dernière partie la future mission SWOT et ses enjeux pour les méthodes de cartographie.

## 1.1 Échelles des processus océaniques, dynamique méso et sous-mésoéchelle

### 1.1.1 Circulation océanique et gammes d'échelles des processus

L'océan est une machine complexe qui englobe des processus très variés qui s'étendent sur un large spectre de variabilité spatiale et temporelle (Freilich and Chelton, 1986). La figure 1.1 schématise la diversité des échelles spatio-temporelles des principaux processus océaniques. Certains de ces processus se déroulent très lentement et à grandes échelles, sur des milliers de kilomètres et sur plusieurs années. Ainsi, aux grandes échelles se situent les variations annuelles et inter-annuelles avec la variabilité climatique et le phénomène El Nino, observé au niveau de l'océan Pacifique mais dont les répercussions se font à l'échelle planétaire. D'autres processus sont très rapides et évoluent jusqu'à l'échelle moléculaire.

Globalement, la circulation océanique peut être divisée conceptuellement en deux composantes : une circulation rapide poussée par les vents de surface et dominant la couche supérieure de l'océan, et une circulation plus lente dominant les couches profondes et principalement gouvernée par les changements de température et de salinité qui régulent la densité de l'eau de mer. Ces deux composantes sont fortement reliées et la circulation engendrée à l'échelle globale est appelée *circulation méridienne de retournement* (ou MOC, pour Meridional Overturning Circulation). C'est une circulation mise en place par des événements rapides, mais qui se déroule sur des échelles de temps très longues, que les eaux mettent plus de mille ans à parcourir. De part son étendue spatiale et temporelle c'est une circulation difficile à observer et les mécanismes à l'origine de cette dynamique et de son maintien font encore le sujet de nombreuses études (Vallis, 2015).

La circulation superficielle grande-échelle engendrée par les vents est schématisée sur la figure 1.2. Elle s'organise autour des grands courants marins sous l'influence de la rotation terrestre et de la configuration géométrique des bassins océaniques : aux moyennes latitudes les courants de surface forment des grands gyres subpolaires et subtropicaux avec des courants de bord est comme au large de la Californie et des courants de bord ouest tels que le Gulf Stream et le Kuroshio. Aux basses latitudes, on observe un système de courants et contre-courants équatoriaux. Dans l'hémisphère sud, le courant zonal Courant Circumpolaire Antarctique connecte les trois bassins océaniques. Cette circulation grande échelle bien établie fluctue autour de son état moyen en fonction du forçage imposé par l'atmosphère (vents, flux de chaleur et d'eau douce). La composante horizontale de cette circulation océanique est la plus énergétique et c'est aussi elle qui contrôle la majeure partie des phénomènes de petite échelle, via une cascade d'énergie aux différentes échelles. A cette

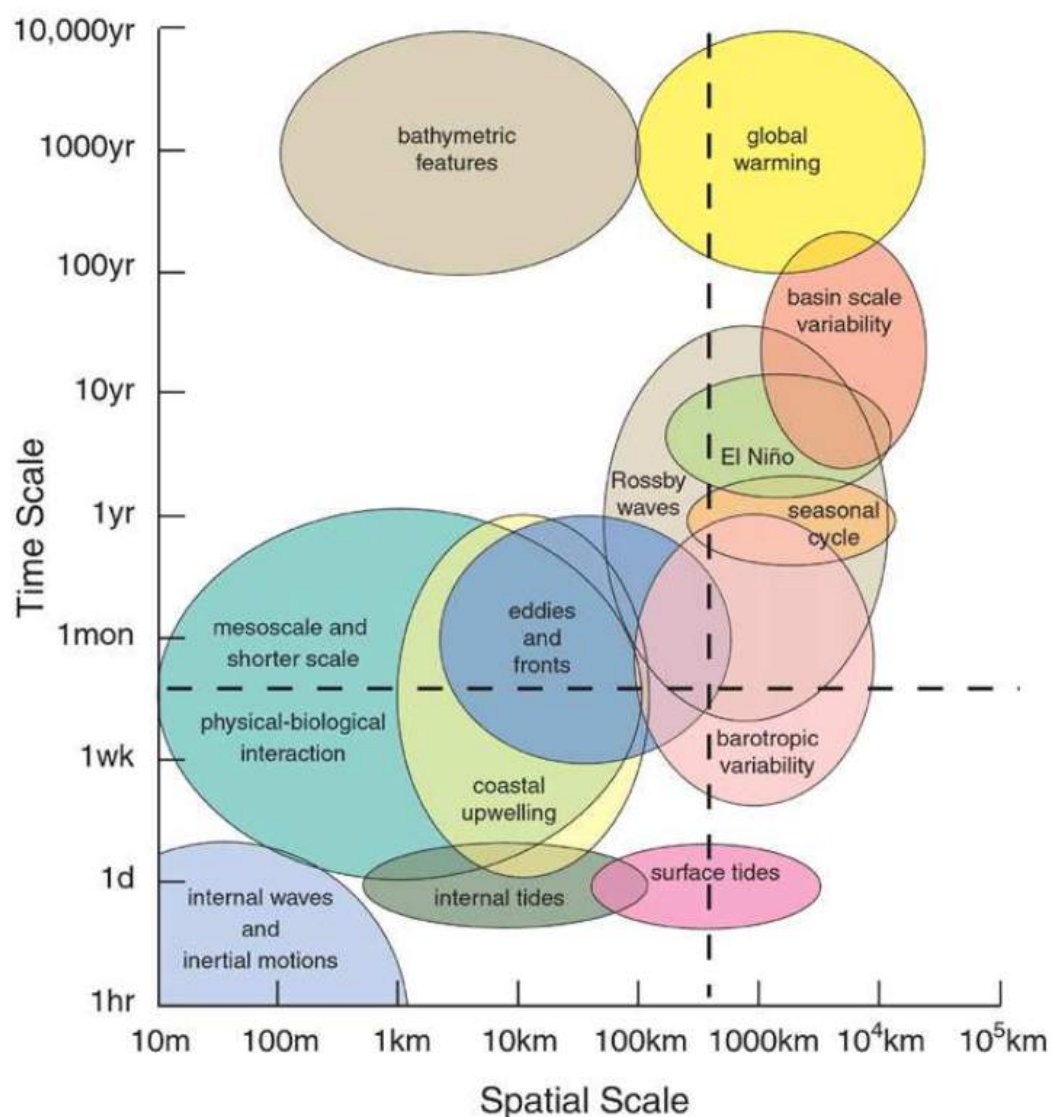


FIGURE 1.1 – Vue schématique des échelles spatio-temporelles associées aux processus majeurs survenant dans l’océan. Les lignes pointillées indiquent les limites inférieures approximatives des échelles d’espace et de temps qui peuvent être résolues par des mesures du signal de hauteur de mer effectuées par un seul altimètre de type TOPEX/POSEIDON. Les processus avec des échelles spatiales à gauche de la ligne pointillée verticale et temporelles sous la ligne pointillée horizontale nécessitent une résolution plus élevée des mesures du signal océanique. Adapté de Chelton et al. (2001)

circulation océanique s’ajoutent des processus d’ajustement tels que les ondes planétaires (Rossby, Kelvin) et des écoulements turbulents tels que les processus mésoéchelle et sous-mésoéchelle. Le spectre de ces différents processus océaniques est continu. Ces processus interagissent entre eux et les mécanismes qui régissent leur dynamique sont complexes et très variés. L’étude de la circulation océanique à grande échelle s’avère donc indissociable de l’étude des processus à toutes les échelles, même aux plus petites.



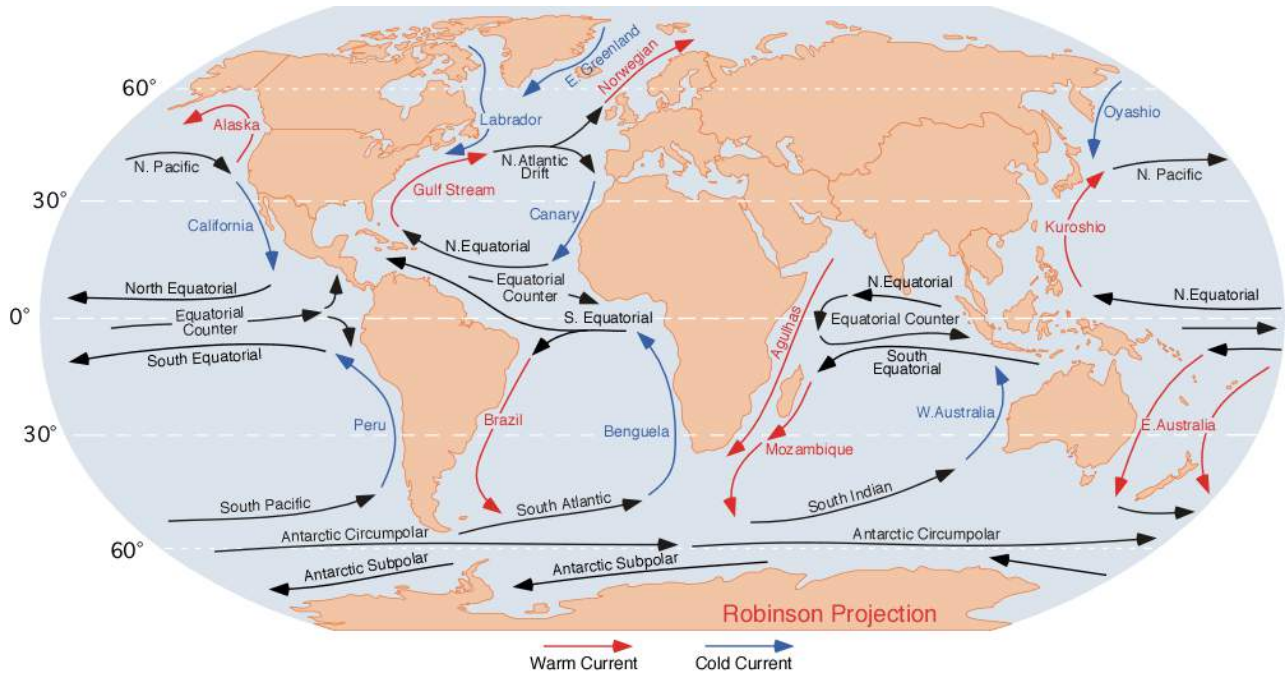


FIGURE 1.2 – Schéma des principaux courants océaniques de surface. En rouge les courants chauds, en bleu les courants froids. Source : Wikipedia.

### 1.1.2 Mouvements équilibrés de la circulation à grande échelle

D'un point de vue hydrodynamique, les mouvements océaniques sont régis par les équations de la dynamique des fluides géophysiques qui vérifient les lois de conservations de la masse (équation de continuité), de conservation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) et conservation de la chaleur ou de la salinité. Les équations de Navier-Stokes décrivent le mouvement du fluide mais ce sont des équations différentielles non-linéaires, qui n'ont pas de solutions analytiques. La résolution du système ne peut se faire que de manière approximative, en simplifiant les équations après hypothèses. De manière générale, l'océan est un fluide stratifié en rotation. Aux grandes échelles planétaires et aux larges mésoéchelles, le rapport d'aspect est faible, c'est à dire que l'échelle verticale de l'océan est très petite devant l'échelle horizontale. A ces échelles, les processus physiques sont contraints par ce rapport d'aspect. Les mouvements verticaux étant généralement faibles par rapport aux mouvements horizontaux, on considère l'écoulement bi-dimensionnel et on fait l'approximation hydrostatique qui suppose que la composante verticale de la force de pression est en équilibre exact avec la force gravitationnelle. L'écoulement est aussi largement influencé par la stratification et l'effet de la rotation terrestre qui joue un rôle important à ces échelles. Toujours en considérant les écoulements grande échelle, on peut négliger certains termes par analyse dimensionnelle dans l'équation du moment. On arrive alors à une équation d'équilibre entre la force de Coriolis et le gradient de pression horizontal, appelé équilibre géostrophique. Projetées sur le plan horizontal, les équations du mouvement traduisant cet équilibre s'écrivent ainsi :

$$\begin{cases} f v_g = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} = g \frac{\partial}{\partial x} (SSH) \\ f u_g = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} = -g \frac{\partial}{\partial y} (SSH) \end{cases} \quad (1.1)$$

$u_g$  et  $v_g$  étant les vitesses géostrophiques,  $f$  le paramètre de Coriolis,  $P$  la pression,  $\rho$  la densité et  $g$  la gravité. En intégrant l'équation de l'équilibre hydrostatique ( $\partial P = -\rho g \partial z$ ), ces équations permettent de relier directement la hauteur de la mer SSH (pour Sea Surface Height) aux courants géostrophiques (équation 1.1). C'est la raison pour laquelle les données de hauteur de mer ont largement contribué à la compréhension de la circulation océanique de surface. Il est utile d'introduire des grandeurs caractéristiques de l'écoulement qui permettent de définir des rapport d'échelles efficaces pour estimer les régimes dynamiques de la circulation. On définit ainsi le nombre de Rossby  $R_0$  qui compare les forces d'inertie à la force de Coriolis. En utilisant les grandeurs caractéristiques  $U$  et  $L$  que sont la vitesse et l'extension horizontale caractéristiques de l'écoulement, ce nombre sans dimension s'écrit :

$$R_0 = \frac{U}{fL}$$

Un écoulement proche de l'équilibre géostrophique correspond à  $R_0 \ll 1$ . La circulation océanique à grande échelle est caractérisée par un nombre de Rossby très petit et par conséquent, est bien décrite par cet équilibre géostrophique.

### 1.1.3 Dynamique méso et sous-mésoéchelle

#### *Circulation mésoéchelle*

Les phénomènes de mésoéchelle caractérisent des processus dont les échelles vont de quelques dizaines à quelques centaines de km et de quelques jours à plusieurs mois. A ces échelles, la circulation est dominée par des structures tourbillonnaires quasi-horizontales et des méandres de différentes tailles (figure 1.3), dont les durées de vie s'échelonnent de quelques semaines à plusieurs mois.

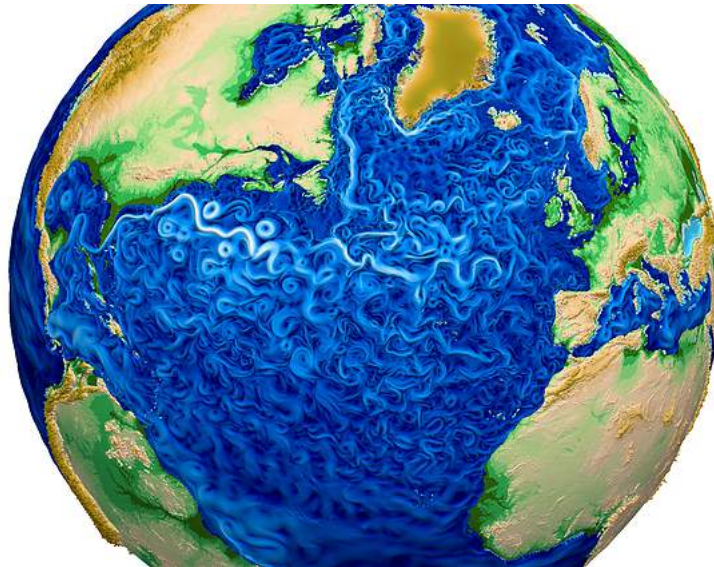


FIGURE 1.3 – La circulation océanique de surface est dominée par des structures tourbillonnaires et des méandres. Simulation numérique des courants de surface de l'Atlantique Nord.

L'omniprésence de ces phénomènes mésoéchelles a été révélée grâce aux observations in situ, comme par exemple avec les projets *Mid-Ocean Dynamics Experiment* et des expériences en Atlantique Nord (Richman et al., 1977; Tourbillons, 1983). Plus particulièrement, ce sont les données altimétriques qui ont permis de faire le suivi et d'étudier

la variabilité de ces structures de tailles intermédiaires (Chelton et al., 2011a; Morrow and Le Traon, 2012; Morrow et al., 2017b). Cette circulation mésoéchelle a été étudiée, notamment pour sa dynamique et ses interactions avec la circulation générale. La dynamique mésoéchelle contribue au transport latéral de chaleur et d'énergie à travers les tourbillons mésoéchelles (Lévy, 2003). Ces structures renferment des anomalies de température, de salinité, et de nutriments (Dong and Kelly, 2004; Zhang et al., 2014; Pegliasco et al., 2015), caractéristiques de leur région d'origine et qu'elles transportent à travers l'océan en se propageant. Les structures mésoéchelles jouent ainsi un rôle majeur dans la répartition de chaleur entre l'équateur et les pôles (Chelton et al., 2011a; Pegliasco et al., 2015; Dong and Kelly, 2004), ainsi que sur le transfert de salinité (Treguier et al., 2014) et l'équilibre des écosystèmes. Des études indiquent qu'elles peuvent aussi affecter les trajectoires des cyclones et typhons tropicaux (Lin et al., 2005) et modifier la tension du vent via les couplages air-mer (Chelton et al., 2004; O'Neill et al., 2010; Gaube et al., 2015). Ils représentent en outre un réservoir énergétique important (énergie potentielle et cinétique) et sont associés à des forts niveaux d'énergie cinétique turbulente, 50 fois plus importants que le niveau d'énergie cinétique moyen (Stammer, 1997). Ils sont donc des phénomènes essentiels pour notre compréhension du bilan énergétique de la circulation. En outre, la connaissance et le suivi de ces tourbillons permettent des applications opérationnelles océanographiques comme la sécurité maritime, la surveillance de la pollution, ou encore la pêche.

La genèse de ces tourbillons mésoéchelles réside principalement dans les instabilités baroclines et barotropes de la circulation générale (Haidvogel and Holland, 1978), localement impactée par le forçage du vent et l'interaction des courants avec la bathymétrie. Les instabilités baroclines, liées à un cisaillement vertical de vitesse, génèrent la majeure partie de l'énergie cinétique tourbillonnaire (EKE pour *Eddy Kinetic Energy*) associée à ces structures (Ferrari and Wunsch, 2009). Une partie de l'énergie de ces structures est aussi apportée par les instabilités barotropes qui résultent des cisaillements horizontaux à travers les courants et jets avec des forts gradients de vitesses horizontales moyennes. Aujourd'hui on dispose de moyens d'observation et de modélisation qui permettent de décrire relativement bien les tourbillons à grande mésoéchelle ( $> 100$  km).

Les écoulements mésoéchelles sont caractérisés par un petit nombre de Rossby et restent proches de l'équilibre géostrophique (équation 1.1). L'évolution de ces processus est bien décrite par la dynamique quasi-géostrophique (Vallis, 2006), qui correspond à un régime proche de l'équilibre géostrophique. La force de Coriolis et les gradients de pression sont presque en équilibre, mais les termes d'inertie ont aussi un effet non négligeable sur l'écoulement et sont pris en compte dans les équations du mouvement. Ce régime quasi-géostrophique sera présenté plus en détail au chapitre 4.

Une longueur spatiale caractéristique de la mésoéchelle est le rayon de déformation interne de Rossby qui représente l'échelle spatiale à partir de laquelle l'effet de la rotation devient aussi important que l'effet de flottabilité (Cushman-Roisin and Beckers, 2011). Ce rayon est défini ainsi :

$$L_d = \frac{\mathcal{N}D}{f}$$

où  $\mathcal{N}$  représente la moyenne verticale de la fréquence de Brunt-Väisälä (fréquence d'oscillation d'une particule dans un fluide stratifié). C'est une mesure de la stratification verticale moyenne.  $D$  représente l'échelle verticale caractéristique de la couche océanique considérée et  $f$  le paramètre de Coriolis. Ce rayon de déformation interne caractérise l'ordre de grandeur des échelles spatiales des structures tourbillonnaires de mésoéchelle. Il varie amplement suivant la latitude et la stratification (Chelton et al., 2001), et si le

domaine est côtier ou hauturier. Ainsi, d'un ordre de grandeur de 200 km à l'équateur, ce rayon varie de 10 à 30 km aux moyennes latitude en hauturier et il n'est plus que de quelques kilomètres en milieu côtier.

### *Circulation sous-mésoéchelle*

Les tourbillons de mésoéchelle ont souvent été considérés comme des structures isolées mais les données spatiales à haute résolution ont permis de révéler le caractère turbulent de ce champ de tourbillons (Morrow and Le Traon, 2012), interagissant fortement les uns avec les autres (Isern-Fontanet et al., 2003; Chelton et al., 2007). L'interaction de deux tourbillons peut en effet mener à leur déformation, étirement ou allongement et former ainsi des structures filamentaires typiques de la sous-mésoéchelle (Lapeyre, 2010). Ces phénomènes de sous-mésoéchelle sont des processus plus rapides que ceux de mésoéchelle, se déroulant sur des échelles de temps allant de l'heure à quelques jours, avec une taille de l'ordre du kilomètre sur l'horizontale et autour de 100 m sur la verticale. Les structures sous-mésoéchelles générées sont alors associées à des échelles plus petites que le rayon de déformation interne de Rossby. Entre la mésoéchelle ( $\mathcal{O}(10 - 100km)$ ) et la sous-mésoéchelle ( $\mathcal{O}(1 - 10km)$ ), les modèles et les observations montrent une cascade d'énergie en continue, témoin d'un échange important lié aux processus d'étirement et de mélange.

Les effets de la rotation terrestre et de la stratification restent encore importantes à ces échelles, mais l'écoulement n'est plus en équilibre géostrophique car il est caractérisé par un nombre de Rossby  $R_0 \sim 1$ . La dynamique de ces phénomènes sous-mésoéchelles est correctement décrite par la théorie de la turbulence sQG (pour *surface Quasi-Geostrophy*) (Blumen, 1978; Held et al., 1995; Lapeyre and Klein, 2006a). La théorie sQG diffère de la physique quasi-géostrophique car elle tient compte la dynamique résultante de l'advection des anomalies de densité en surface. Si la variabilité de la dynamique mésoéchelle est plus souvent associée à des processus d'échanges latéraux liés à l'advection horizontale des tourbillons, la variabilité à sous-mésoéchelle est plus souvent caractérisée par des processus d'échanges verticaux dans la couche supérieure de l'océan (Wunsch and Ferrari, 2004). La dynamique sous-mésoéchelle a un impact important sur la stratification des couches de surface et également sur la biogéochimie (Klein and Lapeyre, 2009; Lévy et al., 2001, 2012). Les instabilités à l'origine de ces structures sous-mésoéchelles font l'objet de nombreuses études et ont été répertoriés en trois catégories (Thomas et al., 2008) : la frontogénèse par déformation des fronts induits par la mésoéchelle (Klein and Lapeyre, 2009), les instabilités baroclines de la couche de mélange (Skylingstad and Samelson, 2012; Boccaletti et al., 2007) et les instabilités forcées, comme l'interaction du courant avec la topographie à mésoéchelle (Gula et al., 2015).

Les interactions entre ces différents phénomènes et leur influence sur la circulation globale et la dynamique mésoéchelle ne sont pour le moment pas bien comprises et restent difficiles à identifier. Des études récentes ont montré à l'aide de simulations numériques à haute résolution que les processus sous-mésoéchelle impactent fortement la variabilité mésoéchelle et le bilan énergétique (Capet et al., 2008d,b,c; Klein et al., 2008; Thomas et al., 2008; Sasaki and Klein, 2012). Plusieurs travaux ont notamment mis en avant l'existence d'une variété de régimes dynamiques caractérisant ces processus (Lapeyre, 2010; Tulloch et al., 2011), soulignant la difficulté à les identifier. Aujourd'hui la communauté océanographique s'attache à mieux comprendre la signature et l'impact de cette dynamique sous-mésoéchelle sur les différentes échelles de la circulation océanique.

### 1.1.4 Aspects énergétiques et études spectrales

Une pleine compréhension de la circulation océanique nécessite donc d'évaluer la distribution d'énergie à travers toutes les échelles spatiales et temporelles qui sont générés par ces différents processus de méso et sous-mésoéchelle. L'analyse de cette répartition énergétique se fait souvent de manière spectrale car cela permet de quantifier la répartition de la variance du signal suivant les échelles, spatiales ou temporelles. L'estimation de la densité spectrale de puissance est un moyen efficace d'analyser les transferts d'énergie entre la dynamique à grande, méso et sous-mésoéchelle.

#### *Turbulence et pentes spectrales théoriques*

Physiquement, l'océan est un fluide turbulent. Les écoulements turbulents tri-dimensionnels se caractérisent par une cascade directe de l'énergie en fonction du nombre d'onde  $k$ , c'est à dire par un transfert d'énergie des grandes vers les petites échelles. Pour un écoulement homogène et isotrope, Kolmogorov (1941) a prédit une loi de puissance en  $k^{-5/3}$  qui se traduit sur le spectre de l'énergie par une distribution quasi linéaire d'une pente qui vaut  $-5/3$ .

Nous avons vu que pour les grandes et moyennes échelles, la circulation océanique est fortement influencée par la stratification et la rotation terrestre qui rendent l'écoulement du fluide quasi bi-dimensionnel. Contrairement à la turbulence 3D homogène et isotrope, les spectres océaniques sont fortement anisotropes entre la verticale et l'horizontale. On doit les premières théories classiques de turbulence bi-dimensionnelle à Kraichnan (Kraichnan, 1967, 1971) qui démontre deux invariants de l'écoulement conservés en l'absence de dissipation : l'énergie cinétique et l'enstrophie (carré de la vorticité). Cette turbulence bi-dimensionnelle, fondamentalement différente de la turbulence classique, décrit deux cascades : une cascade directe d'enstrophie vers les petites échelles suivant une loi de puissance en  $k^{-3}$ , et une cascade inverse avec un transfert d'énergie vers les grandes échelles associé à une pente spectrale en  $k^{-5/3}$  (figure 1.4).

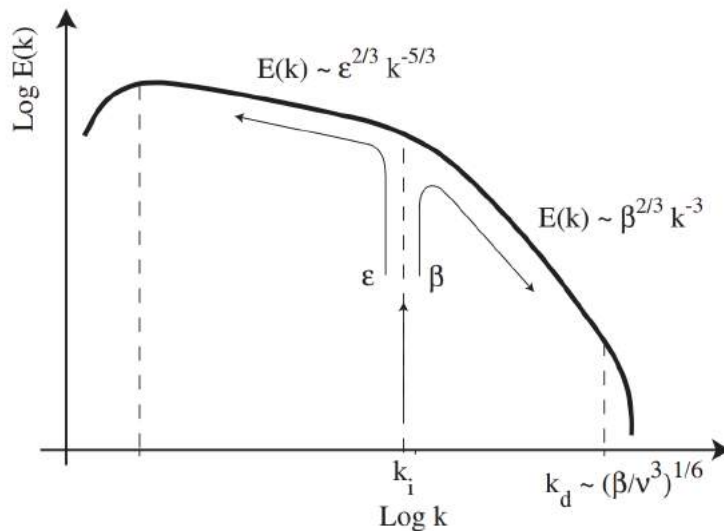


FIGURE 1.4 – Schéma descriptif de la double cascade en turbulence bi-dimensionnelle. L'énergie et l'enstrophie sont injectées au nombre d'onde  $k_i$ , avec les taux de transferts  $\epsilon$  et  $\beta$  respectivement. L'énergie est transférée vers les grandes échelles, tandis que l'enstrophie est transférée vers les petites échelles. D'après Lesieur (1997)

Suivant les régimes d'écoulements océaniques étudiés, le type de turbulence sera donc différent : 2D ou 3D. En océanographie on peut retenir la turbulence tri-dimensionnelle de la micro-échelle et la turbulence appelée géostrophique qui se développe aux plus grandes

échelles. La turbulence géostrophique a été initialement étudiée par Charney (1971) dans le cadre d'une dynamique bi-dimensionnelle et quasi-géostrophique (QG). La pente des spectres de SSH à mésoéchelle pour la cascade directe correspond à une pente spectrale en  $k^{-5}$ .

Récemment, cette théorie géostrophique a été revue pour mieux décrire les couches supérieures de l'océan et prendre en compte l'advection des anomalies de densité en surface à l'aide de la théorie sQG (Lapeyre and Klein, 2006a; Isern-Fontanet et al., 2006). Cette théorie de la turbulence sQG prévoit un spectre plus aplati pour la cascade directe, avec une pente spectrale en  $k^{-11/3}$  pour la SSH et donc plus d'énergie associée aux petites échelles que la théorie QG.

#### *Analyse des pentes spectrales observées*

Les données altimétriques ont apporté une contribution unique pour l'observation des pentes spectrales. Les altimètres ont l'avantage de couvrir une grande superficie de l'océan de manière quasi instantanée, et ce, de manière répétée en temps. Ils permettent la mesure de SSH sur une grande gamme d'échelles spatiales et temporelles. Les observations altimétriques récentes ont ainsi permis d'estimer directement le spectre de l'énergie cinétique en surface dans l'océan et de le comparer avec les résultats théoriques. Les premières données altimétriques analysées (Fu, 1983) ont révélées des pentes spectrales pour la SSH comprises entre  $k^{-1}$  et  $k^{-5}$  pour les régions fortement énergétiques, correspondant plutôt à un régime QG. Plus tard, Le Traon et al. (1990) ont trouvé un spectre de SSH variant en  $k^{-4}$  pour les régions fortement énergétiques de l'Atlantique Nord et variant en  $k^{-2}$  pour les régions moins énergétiques. En analysant les données des satellites TOPEX/Poséidon, avec un traitement spécifique pour le bruit de mesure, Stammer (1997) a déterminé une pente globale moyenne de  $k^{-4.6}$  : la turbulence mésoéchelle serait alors bien décrite par la dynamique quasi-géostrophique. Cependant des études plus récentes ont montré que les pentes des spectres calculés le long des traces altimétriques étaient géographiquement variables, mais partout plus faibles que la pente de  $k^{-5}$  prédit par la théorie QG (Le Traon et al., 2008; Xu and Fu, 2011, 2012). Ces spectres de SSH se rapprocheraient donc plus de la théorie sQG, en particulier pour les régions hautement énergétiques. Des simulations numériques à haute résolution confortent ces observations, et montrent que le spectre de SSH devrait suivre la loi de puissance prédite par la théorie sQG aux moyennes latitudes (Capet et al., 2008b; Lapeyre and Klein, 2006a; Klein et al., 2008). Xu and Fu (2012) ont calculé une carte globale de la moyenne annuelle des pentes spectrales à partir de 7 ans de données de Jason-1 en prenant en compte l'effet du bruit de mesure altimétrique (figure 1.5).

Les pentes estimées sont proches de la théorie QG (mais toujours inférieures) dans les régions très énergétiques comme le Gulf Stream, le Kuroshio et l'ACC. Les pentes sont plus proches de la théorie sQG pour les régions moins énergétiques extra-tropicales avec des pentes comprises entre  $k^{-2}$  et  $k^{-11/3}$ . L'étude de Xu and Fu (2012) suggère que les pentes plus faibles estimées dans la zone équatoriale (entre  $k^{-1.5}$  et  $k^{-2.5}$ ) peuvent s'expliquer par les dynamiques agéostrophiques présentes dans ces régions. Ils suggèrent également que la frontogénèse associée à la sous-mésoéchelle et à une dynamique sQG peut impacter les spectres des régions fortement énergétiques et induire une diminution de la pente théorique QG. Cependant, leur estimation est faite en considérant une gamme d'échelle fixe de 70-250 km pour toutes les régions du globe qui n'ont pas forcément la même dynamique et donc les mêmes échelles spatiales caractéristiques. Les processus énergétiques hors de cette gamme d'échelle ne sont donc pas pris en compte et cela pourrait induire une sous-estimation de l'énergie et un spectre trop peu pentu (Richman et al., 2012; Sasaki and

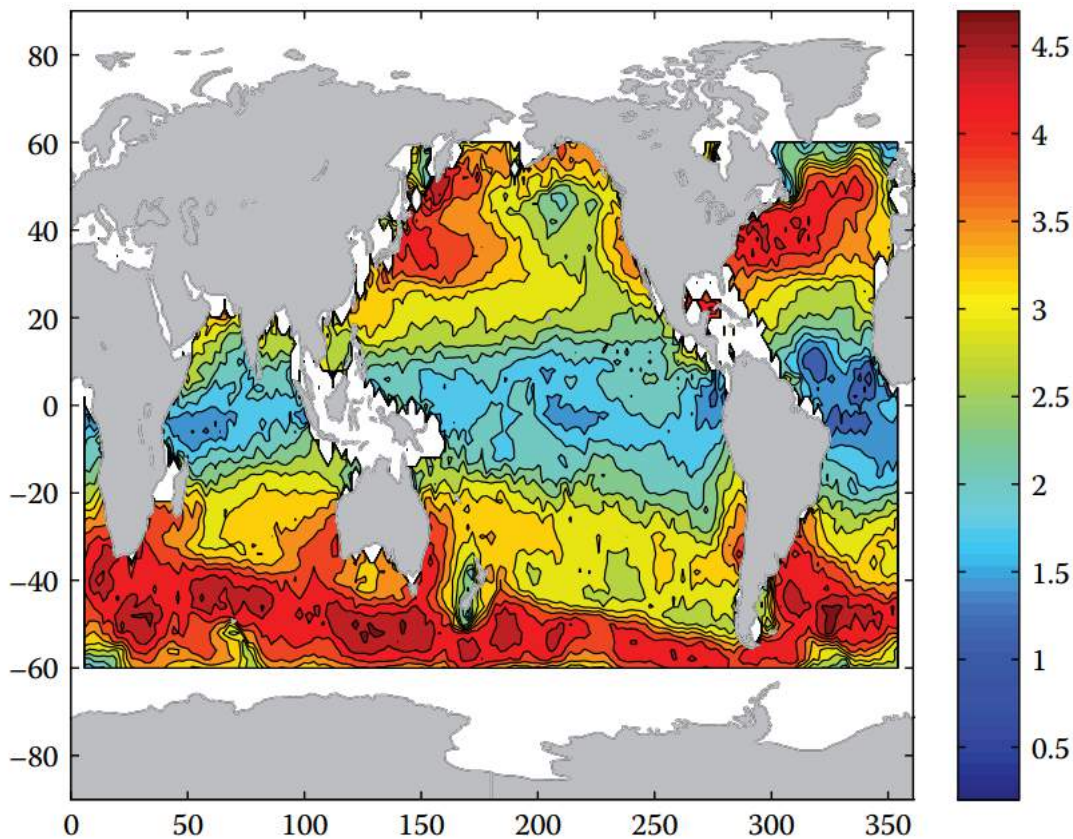


FIGURE 1.5 – Répartition mondiale des pentes du spectre de SSH en nombre d'onde dans la bande de longueur d'onde de 70 à 250 km, estimées à partir des mesures de l'altimètre Jason-1 après élimination du bruit de mesure. Le signe des pentes est inversé pour avoir des valeurs positives. Figure tirée de Xu and Fu (2012)

Klein, 2012). De même, la détermination du bruit de mesure est assez délicate et une mauvaise estimation peut entraîner un aplatissement des pentes en mesurant des signaux de SSH plus énergétiques. Outre l'impact du bruit altimétrique sur le calcul des pentes spectrales, Richman et al. (2012) a comparé des données altimétriques aux données issues d'une simulation haute résolution intégrant la marée interne, et a suggéré que la présence d'ondes internes générées par cette marée tend également à aplatir la pente spectrale dans les régions influencées. Des mesures in-situ suggèrent que ces ondes internes contribuent au signal énergétique à petite échelle et peuvent entraîner une sérieuse baisse de la pente spectrale aux longueurs d'ondes inférieures à 100 km (Rocha et al., 2015; Qiu et al., 2017). Notons que pour toutes ces études, les bassins semi-fermés tels que la Méditerranée ne sont pas analysés.

Dufau et al. (2016) ont montré une saisonnalité des pentes spectrales à travers les données altimétriques qui peut s'expliquer par le cycle saisonnier de l'activité sous-mésoéchelle. En fin d'hiver, les conditions sont favorables aux instabilités dans la couche de mélange favorisant une dynamique sous-mésoéchelle active et donc plus d'énergie aux petites échelles qui tend à aplatir la pente spectrale (Sasaki et al., 2014). Cette variabilité saisonnière de la sous-mésoéchelle a été étudiée à partir de données altimétriques (Qiu et al., 2014; Dufau et al., 2016), de mesures in-situ (Callies et al., 2015) et de modèles (Capet et al. (2008a) concernant le bassin Argentin, Mensa et al. (2013) sur le Gulf Stream ou encore Sasaki et al. (2014) pour le Pacifique Nord). Si cette variabilité saisonnière n'est pas prise en

compte, la pente des spectres est moyennée temporellement et difficile à interpréter.

Les analyses spectrales permettent de caractériser le régime de turbulence océanique. Cependant, l'interprétation des pentes spectrales à partir des données altimétriques reste complexe. La représentation des processus de sous-mésoéchelle en terme de SSH est relativement complexe à analyser car cette variable physique intègre l'ensemble des processus sur toute la colonne d'eau. Nous avons déjà évoqué les phénomènes d'ondes internes qui peuvent avoir une signature de l'ordre de quelques cm en SSH, mais beaucoup plus forte en profondeur. C'est également le cas pour les ondes de Rossby baroclines, comme l'illustre le schéma figure 1.6. Les composantes agéostrophiques des frontogénèses et autres instabilités en surface n'ont pas toujours de signature en SSH. Et les instabilités agéostrophiques générées dans la couche de mélange ont une signature relativement faible en SSH en été lorsque cette couche de mélange océanique est faible en comparaison à la période hivernale.

Toutes ces études spectrales sur la répartition de l'énergie au sein de l'océan suggèrent un besoin de mieux identifier la part de chacun des différents processus pour mieux caractériser le régime de turbulence. Cela nécessite de disposer de davantage de données à plus haute résolution afin d'améliorer notre compréhension de la dynamique océanique et de pouvoir intercomparer les résultats théoriques, simulés et observés. En principe nous avons besoin des observations de l'ensemble des variables ( $U$ ,  $V$ ,  $W$ ,  $T$ ,  $S$ ,  $\rho$ ) à chaque point et profondeur du modèle, ce qui n'est pas réalisable. Les données in-situ sont ponctuelles et les données spatiales n'observent que la surface. L'altimétrie donne une couverture globale de la SSH mais seulement la partie des courants de surface dérivés par l'approximation géostrophique. Nous n'avons pas encore de mission spatiale donnant accès aux courants totaux de surface ( $U$ ,  $V$ ), mais plusieurs satellites sont à l'étude (SKIM - ESA ; DopplerScat - NASA).

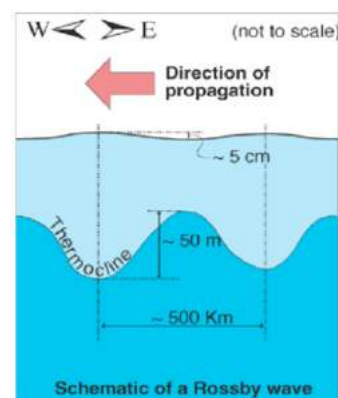


FIGURE 1.6 – Représentation schématique de la différence d'amplitude d'une onde de Rossby barocline entre l'empreinte en surface et au niveau de la thermocline.

## 1.2 L'altimétrie, moyen d'étude de la circulation océanique

Nous allons appliquer, au chapitre 7, une méthode d'interpolation dynamique à des données altimétriques, cette section est donc dédiée à une présentation succincte de ces mesures spatiales.

### 1.2.1 Introduction à l'altimétrie

L'altimétrie satellite s'est développée dans les années 1970 avec les premières missions américaines Skylab3 (1973), GEOS-3 (1975) et SEASAT (1978). Ce dernier fut le premier à fournir des données véritablement exploitables pour l'observation et la mesure du niveau de la mer. Depuis, de nombreux altimètres ont été mis en orbite comme par exemple GEOSAT (1985-1989). Ils permettent une surveillance globale des océans et du niveau de la mer en permanence et à haute résolution contribuant ainsi à une avancée majeure



dans notre compréhension des variations de la circulation océanique. Depuis les années 1990, il y a eu un minimum de deux missions altimétriques en vol, dont la première et grande mission franco-américaine TOPEX/Poséidon lancée conjointement par la NASA et le CNES en 1992. Cette mission, dite de “référence” en raison de sa haute précision, a permis l’acquisition de 13 ans de données de manière homogène avec une répétition chaque dix jours et une couverture jusqu’aux latitudes s’étalant de 66°N et 66°S. En parallèle, les missions ERS-1 et ERS-2 de l’Agence Spatiale Européenne (ESA) ont collecté des données avec une répétitivité de 35 jours et un espacement plus fin entre les traces avec une couverture jusqu’au pôle. La combinaison des observations issues de ces missions a ainsi permis un suivi global régulier de la turbulence océanique à grande mésoéchelle, fournissant ainsi plus d’information que cent ans de données in-situ. Le tableau 1.1 récapitule les principales missions altimétriques dédiées à la mesure du niveau de la mer depuis 1990 et donne un aperçu de la progression dans la réduction des erreurs de mesure mission après missions.

TABLEAU 1.1 – Principales missions spatiales dédiées à l’observation de la circulation océanique et caractéristiques associées.

Mission	Lancement	Agence	Fréquence	Répétitivité	Précision
<b>ERS-1 ERS-2</b>	1991,1995	ESA	Ku-band	35 jours	3cm
<b>TP</b>	1992	NASA - CNES	Ku et C-band	10 jours	2cm
<b>GFO</b>	1998	US Navy - NASA	Ku	17 jours	5cm
<b>Jason-1</b>	2001	NASA - CNES	Ku et C-band	10 jours	2cm
<b>Envisat</b>	2002	ESA	Ku et S-band	35 jours	2-3cm
<b>Jason-2</b>	2008	NASA - CNES	Ku et C-band	10 jours	2cm
<b>Cryosat-2</b>	2010	ESA	Ku-band	369 jours	1cm
<b>Saral/Altika</b>	fin 2010	CNES - ISRO	Ka-band	14 puis 168 jours	2cm
<b>HY-2</b>	2011	CNSA	Ku et C-band	35 jours	2-3cm
<b>Jason-3</b>	2016	NASA - CNES	Ku et C-band	10 jours	2cm
<b>Sentinel-3</b>	2016	ESA	Ku et C-band	27 jours	2cm

### 1.2.2 Principe de mesure des altimètres classiques au nadir

L’objectif initial de l’altimétrie est de mesurer le niveau des océans en combinant deux techniques : une mesure radar prise par un altimètre qui mesure au nadir (direction verticale descendante) la distance entre le satellite et la surface de l’océan et une technique

de positionnement haute précision qui permet de connaître la position exacte du satellite, comme illustré sur la figure 1.7.

L’altimètre nadir est un instrument qui permet une observation active. Il émet verticalement des micro-ondes radar de haute fréquence (de l’ordre de quelques GHz) sous forme de brèves impulsions qui interagissent avec la surface océanique. Une partie de ce signal est réfléchi vers le satellite qui peut alors mesurer les caractéristiques de cette rétrodiffusion : sa puissance, sa forme et le temps retour  $T$  de l’impulsion émise. Le temps de retour de l’impulsion émise permet d’obtenir la distance  $R$  entre la surface océanique et le satellite :

$$R = \frac{T \cdot c}{2} \quad (1.2)$$

où  $c$  est la vitesse de propagation de l’onde émise.

La forme d’onde du signal de retour sert à estimer différents paramètres géophysiques : la hauteur significative des vagues et la puissance de la force du vent à la surface de la mer. En pratique, l’écho de retour individuel, qui dépend donc de l’état de la mer, est trop bruité pour déterminer précisément ces trois paramètres. On travaille plutôt sur des “paquets d’ondes” afin de moyenner sur une seconde les signaux rétrodiffusés et obtenir une mesure très précise de la distance  $R$ . Pour une description complète du principe de la mesure altimétrique, le lecteur pourra se tourner vers l’article de Chelton et al. (2001).

On peut distinguer deux familles d’altimètres en fonction de leur mode d’impulsion. Une grande partie des altimètres listés dans le tableau 1.1 sont dits “conventionnels” pour l’océan et utilisent le mode LRM (pour *Low Resolution Mode*). Ils envoient des impulsions radar de manière continue à intervalles suffisamment longs pour éviter la corrélation des échos de retour. L’autre famille est constituée des altimètres Radars à Synthèse d’Ouverture ou SAR (pour *Synthetic Aperture Radar*). L’émission d’impulsions se fait par paquets d’ondes successifs par effet doppler, ce qui permet d’accumuler plus de vues par point de mesure et d’améliorer ainsi la résolution azimutale le long de la trace. Ces mesures SAR sont très utiles pour les études côtières et à fine échelle car elles améliorent les mesures altimétriques, notamment en augmentant la résolution le long de la trace. Cette technologie est assez récente pour l’océan : il existe quelques zones où le satellite Cryosat-2 est activé en mode SAR sur l’océan, sinon, seul le satellite Sentinel-3 lancé en février 2016 fonctionne.

La position exacte du satellite est déterminée par un système d’orbitographie qui combine aujourd’hui souvent plusieurs types de capteurs comme un réflecteur laser, un récepteur GPS ou un récepteur d’orbitologie tel que DORIS. Ces systèmes de détermination précise d’orbite fournissent la longitude, la latitude et l’altitude  $S$  du satellite par rapport à une surface de référence, appelée ellipsoïde de référence (forme modélisée de la Terre). La précision de l’altitude est de l’ordre de 1 cm pour la plupart des satellites récents (Dibarboure et al., 2011). Le choix de l’orbite est déterminant pour l’échantillonnage spatio-temporel des données altimétriques. Il conditionne la répartition des observations, que ce soit la couverture spatiale, l’espacement entre les traces du satellite ou la répétitivité temporelle. La détermination de l’orbite est une décision conséquente qui dépend des objectifs et notamment des processus que l’on cherche à observer (Verron, 1990a).

Avec ces deux systèmes embarqués à bord du satellite, l’altimètre nadir et le système de positionnement, on en déduit la hauteur de la mer  $SSH = S - R$ , toujours par rapport à l’ellipsoïde de référence. La figure 1.7 schématise ce principe et la géométrie de la mesure altimétrique.

Cette mesure de la SSH n’est pas réellement exploitée en tant que telle par les océanographes. Elle est en effet représentative de plusieurs effets qui ne sont pas nécessairement

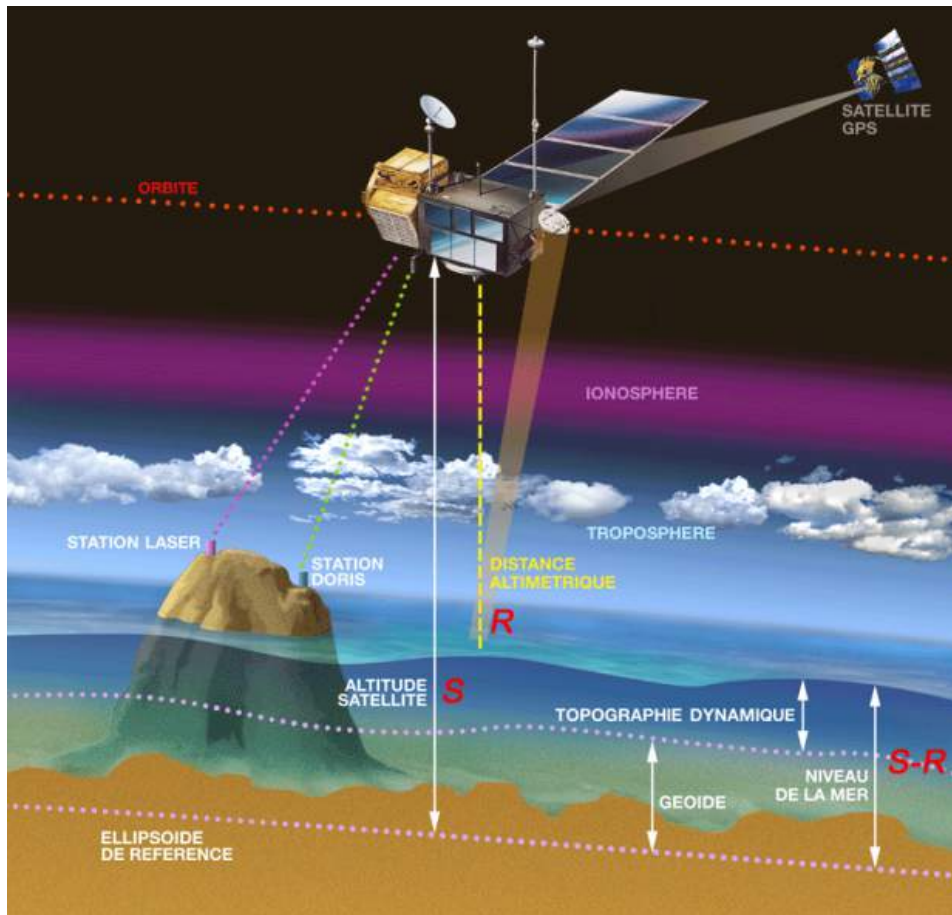


FIGURE 1.7 – Principe de l'altimétrie : le niveau des océans est déterminé en calculant la différence ( $S - R$ ) de l'altitude du satellite par rapport à l'ellipsoïde de référence ( $S$ ) et la surface de la mer ( $R$ ). Crédits : CNES

liés aux mesures océaniques. La figure 1.7 aide à visualiser la composition de la SSH qui combine :

- La hauteur du géoïde  $H_g$ , par rapport à l'ellipsoïde de référence. C'est la surface équipotentielle de la gravité terrestre qui correspond à l'allure qu'aurait la surface de la mer au repos, en l'absence de toute perturbations telles que le vent ou les marées.
- La topographie dynamique ( $DT$ , pour *Dynamic Topography*) est la hauteur relative au géoïde du niveau marin. C'est cette variable qui est particulièrement appropriée pour les études océanographique car elle résulte directement de la circulation des océans et de ses variations. La topographie dynamique moyenne est appelée  $MDT$  pour *Mean Dynamic Topography*. C'est une moyenne temporelle de champ de topographie dynamique.

La surface moyenne de la hauteur de mer référencée à l'ellipsoïde est appelée  $MSSH$  (pour *Mean Sea Surface Height*) et correspond à :  $MSSH = H_g + MDT$ . En théorie, on en déduit la valeur voulue  $DT$  par simple soustraction :

$$DT = S - R - H_g$$

Néanmoins en pratique, cela n'est pas si simple car la précision de la mesure dépend de l'erreur d'estimation de ces différentes valeurs. La correction du géoïde  $H_g$  correspond

en réalité à une distance d'une centaine de mètres qui varie géographiquement et très faiblement dans le temps. La précision de cette correction est aujourd'hui insuffisante pour déterminer des phénomènes de petites échelles, en particulier pour la circulation en bassin fermé comme en Mer Méditerranée. Même si les récentes données gravimétriques des missions GRACE (Gravity Recovery And Climate Experiment) et GOCE (Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer) ont significativement améliorées notre connaissance du géoïde (Mulet et al., 2012), cette erreur reste toujours supérieure à la précision de mesure de la distance  $R$ , impactant directement la précision de la mesure de  $DT$ . Pour s'affranchir de l'imprécision de la correction  $H_g$ , on relève les variations relatives de  $DT$  par rapport à une valeur moyenne temporelle. Pour cela on dispose de deux techniques suivant le type de mesures. Pour les données de traces répétitives, on dispose d'une  $MSSH$  précise le long des trace que l'on soustrait alors aux mesures. Cela n'est rendu possible qu'après de nombreuses répétitions de la mesure radar aux mêmes positions géographiques. Pour les données issues de traces non répétitives ou de nouvelles missions, on soustrait une estimation d'une  $MSSH$  sur une grille régulière (par exemple la  $MSS$  CNES-CLS<sup>1</sup>). Récemment, Pujol (2017) ont estimé les erreurs associées à la  $MSS$  dans ces derniers cas. Ces erreurs atteignent plusieurs centimètres et impactent les échelles entre 10 et 80 km de longueurs d'ondes, c'est à dire dans les gammes de méso à sous-mésoéchelle.

Cette soustraction enlève la circulation océanique moyenne ainsi que la mesure du géoïde (on suppose ici les variations du géoïde négligeables à l'échelle temporelle de la mesure radar). Si l'on souhaite garder la circulation moyenne, il faut rajouter la  $MDT$  à la  $DT$ . La  $MDT$  se calcule à partir d'observations diverses : des données altimétriques, géodésiques et in-situ (Rio et al., 2014) et permet une estimation de la circulation océanique moyenne ainsi que sa signature en topographie dynamique moyenne. La mesure altimétrique s'interprète différemment sans cette circulation moyenne, puisqu'on mesure alors une anomalie de hauteur de mer,  $SLA$  (pour *Sea Level Anomalie*), par rapport à la  $MSSH$ . Cette anomalie nous permet d'accéder de façon d'autant plus fiable et précise qu'est la  $MDT$ , à la hauteur dynamique absolue de la mer  $ADT$  (pour *Absolute Dynamic Topography*) :  $ADT = SLA + MDT$ . Aujourd'hui nous disposons de  $MDT$  améliorées régionalement, calculées en combinant le maximum de données in-situ et satellites disponibles (Rio et al., 2011, 2014).

### 1.2.3 De la donnée brute à l'utilisateur

#### Les grandes étapes de traitements

Pour nos études de cartographie développées dans cette thèse, il est utile de comprendre les grandes étapes de traitement des données. Les données altimétriques brutes sont reçues par les différentes agences spatiales et subissent ensuite plusieurs traitements via des centres de contrôle qualité qui s'assurent de leur validité. Globalement, ces différents traitements se découpent en quatre étapes et donnent des produits de quatre niveaux suivant les corrections appliquées.

- **L'étape 1** correspond au téléchargement de la donnée brute. La forme de l'écho radar de retour est analysée (*retracking*) pour déterminer les paramètres géophysiques, les données sont localisées en temps et en espace et exprimées dans les unités adéquates. Cela donne un produit de niveau 1.

1. <https://www.aviso.altimetry.fr/fr/donnees/produits/produits-auxilliaires/mss.html>

- **L'étape 2** est l'étape où les produits de niveau 1 subissent des corrections géophysiques et instrumentales comme la précision de l'orbite et permet d'obtenir des produits de niveau 2. Ces corrections standards seront détaillées à la sous-section suivante.
- **L'étape 3** est dédiée à la validation et la qualification des données de niveau 2, ce qui se fait par des contrôles qualité précis.
- **L'étape 4** est l'étape finale où les données sont colocalisées le long des traces et restituées avec une résolution de 1Hz (points fixes espacés de 6-7 km le long des traces). Elles sont intercalibrées entre les différentes missions et correspondent aux produits de niveau 3. Les produits de niveau 4 correspondent aux produits grillés intercalibrés multi-missions.

### Les corrections standards

Avant toute utilisation des valeurs de SSH, il est nécessaire d'appliquer quelques corrections aux données brutes afin d'obtenir une mesure de grande précision. Lors de leur trajet aller-retour, les ondes électromagnétiques sont en effet impactées de différentes manières. Par la traversée de l'atmosphère qui n'est pas un milieu homogène, par la surface de l'état de la mer qui n'est pas une surface plane et stable, par les imprécisions instrumentales intrinsèques au satellite ou encore par des phénomènes géophysiques. Nous listons ici brièvement les corrections standards appliquées aux mesures physiques de l'océan global qui sont classées en cinq groupes :

- **Les corrections d'orbite.** L'estimation de précise de l'orbite est déterminée à l'aide de modèles de positionnement calés sur les trois systèmes de localisation du satellite que sont le GPS, DORIS et les miroirs réfléchissant des tirs laser.
- **Les corrections instrumentales.** Ce type de corrections s'applique aux erreurs de dépointage de l'instrument le long de la direction d'observation, à l'effet doppler ( induit par la mesure du satellite en déplacement), aux erreurs des traitements algorithmiques des données à bord, ou encore à la calibration interne.
- **Les corrections environnementales.** La vitesse des ondes  $c$  déterminant la mesure de la distance  $R$  est basée en première approximation sur la vitesse de la lumière. L'onde traverse cependant l'atmosphère composée de différents milieux d'indice de réfraction supérieurs à 1, qui ralentit ou dévie l'onde radar suivant les propriétés du milieu. On distingue en particulier trois types de corrections environnementales. La correction de troposphère humide corrige la SSH de 5 à 30 cm du retard de propagation de l'onde due à la vapeur d'eau dans l'atmosphère. La correction de troposphère sèche, de l'ordre de 2.3 m, est liée à la présence des gaz permanents composant l'atmosphère. Et enfin la correction ionosphérique corrige l'erreur de la mesure de 0 à 30 cm, dû au passage de l'onde à travers l'ionosphère (couche atmosphérique caractérisée par la présence d'électrons libres).
- **Les corrections du biais d'état de mer.** Elles s'effectuent pour corriger le biais électromagnétique du signal radar qui est rétrodiffusé différemment suivant la surface de la mer. La surface océanique est en effet composée de crêtes et de creux de vagues, mais les creux réfléchissent plus le signal que les crêtes ce qui tend à biaiser la mesure du signal (Fu et al., 1994; Gaspar et al., 1994; Chelton et al., 2001). En Mer Méditerranée, les vagues sont plus petites et plus courtes que dans l'océan global et il y a aussi moins de houle, ce qui se traduit par un niveau de bruit plus faible qu'en océan ouvert.

- **Les corrections géophysiques.** Les phénomènes physiques qui ont une variabilité temporelle trop grande pour être mesurés par la fréquence altimétrique sont corrigés. Il s'agit du signal de marée (océanique, terrestre et polaire), du baromètre inverse qui correspond aux variations de pressions atmosphériques haute fréquence qui s'exercent sur la surface océanique et des mouvements barotropes rapides de période inférieure à 20 jours qui sont mal résolus par les mesures altimétriques et repliées sur les plus basses fréquences.

Plus de précision sur les traitements effectués pour réduire ces différentes sources d'erreurs sont détaillés dans Pujol et al. (2016). Le traitement spécifique pour le région Méditerranéenne sera abordé plus en détails au chapitre 2.4.1.

### La chaîne de traitement SSALTO/DUACS

Dans le cadre de cette thèse, afin de comparer et valider nos résultats, nous utilisons les données altimétriques issues de la chaîne de traitement SSALTO/DUACS du CNES.

SSALTO, pour Segment Sol multimissions d'ALTimétrie, d'Orbitographie et de localisation précise, est un projet mis en place par le CNES au début des années 90 pour les traitements des instruments DORIS et Poséidon en particulier. Ce service assure le contrôle à bord des instruments et le réseau de balises orbitographiques Doris, l'obtention d'une orbite de précision, les traitements spécifiques pour les données des altimètres et radiomètres, et enfin l'archivage, la gestion et la distribution des produits. Les traitements spécifiques se font via le Centre Multimissions Altimétriques et notamment à travers le système DUACS (Data Unification and Altimeter Combination System). Les divers traitements et corrections (acquisition, homogénéisation, contrôle qualité des données d'entrée, intercalibration des différentes missions, génération des données de SLA le long des traces altimétriques, cartographie des missions, contrôle qualité final), sont régulièrement mis à jour suivant les améliorations des algorithmes appliqués, de manière globale ou régionale. Une description complète est détaillée par Dibarboure et al. (2011) et Pujol et al. (2016). Depuis mai 2015, l'ensemble a été repris par le service de surveillance de la marine et de l'environnement COPERNICUS<sup>1</sup> qui prend en charge toute la chaîne de traitement, la production opérationnelle et la distribution des produits finaux. Ce système dessert en temps quasi réel les principaux centres opérationnels d'océanographie et de prévision climatique, notamment GODAE (Global Ocean Data Assimilation Experiment) et sa contribution française Mercator Océan. Il fournit également des données en temps différé de manière internationale qui servent d'outils pour diverses applications de recherche océanographique ou climatiques.

#### 1.2.4 De la mesure satellite aux cartes du niveau de la mer

Depuis plus de 25 ans, une grande partie des études sur la mésoéchelle océanique est basée sur les cartes altimétriques du niveau des mers (Morrow et al., 2017b) générées par la chaîne de traitement DUACS/SSALTO. L'élaboration des données grillées se fait par une méthode d'analyse objective à partir des produits le long des traces, provenant de deux ou plusieurs missions. Avant de présenter le principe de l'analyse objective et les caractéristiques des produits obtenus, nous précisons ici quelques informations sur les traitements nécessaires à la réalisation des cartes altimétriques.

---

1. <http://marine.copernicus.eu/>

## Préparation des données par intercalibration

Avant de faire une cartographie multi-mission issue de données avec un échantillonnage et des biais différents, il faut appliquer un traitement supplémentaire aux données de SLA le long des traces des différents satellites, de manière à constituer un jeu de données le plus homogène possible. Certaines missions fournissent des mesures altimétriques à plus grande échelle spatiale et haute fréquence (TOPEX/Poseidon ou Jason par exemple) que d'autres qui échantillonnent avec une distance entre les traces plus petite mais moins fréquemment (ENVISAT, GFO, Cryosat ...). Il faut principalement enlever les biais moyens entre les différentes missions et les éventuelles erreurs de voisinage entre les traces.

### *Correction d'orbite*

Malgré tous les traitements et corrections appliquées jusque là, toutes missions confondues, il reste une incertitude concernant la précision de l'orbite du satellite, propre à chaque mission. Une méthode de minimisation des erreurs à grandes longueurs d'ondes aux points de croisement des traces des différents satellites est appliquée, d'après Le Traon and Ogor (1998), et permet de réduire ces erreurs en calant au mieux les données entre elles.

### *Correction de biais de grandes longueurs d'ondes*

L'imprécision des corrections appliquées (instrumentales, atmosphériques, géophysiques, orbite) engendre des erreurs résiduelles qui peuvent générer des erreurs conséquentes lors de la réalisation des produits grillés. Ces erreurs résiduelles signent surtout sur les grandes échelles spatiales du signal. Pour les corriger, on applique un algorithme de correction de biais de grandes longueurs d'ondes (BGLO), où le biais est estimé de manière empirique par une méthode d'interpolation optimale (Le Traon et al., 1998). L'algorithme de correction utilisé vise à réduire les erreurs géographiquement corrélées entre les traces voisines des différents capteurs pour réduire la différence moyenne entre les traces et les recalculer entre elles. Cette correction impacte les échelles supérieures à 500 km. Parfois, cette correction de BGLO est aussi appliquée à posteriori, au cours de l'analyse objective de cartographie. L'objectif est d'homogénéiser la différence inter-traces due cette fois aux variations hautes fréquences du signal (inférieur à la semaine), résultant principalement des erreurs dans la correction de la marée océanique ou des effets de la dynamique atmosphérique. Les modèles barotropes, qui estiment la réponse non-statique de l'océan au forçage en pression, sont de plus en plus performants aujourd'hui et ils permettent ainsi une correction haute-fréquence du signal avant l'analyse objective de plus en plus réaliste. En Mer Méditerranée, cette correction est particulièrement utile pour corriger la forte réponse barotrope au forçage atmosphérique.

### *Filtrage spatial*

Avant de passer à l'étape de cartographie, les données sont également filtrées spatialement le long des traces avec un filtre passe-bas de type Lanczos afin d'éliminer les bruits de mesures résiduels. L'étude récente de Dufau et al. (2016) a permis de déterminer de manière globale la longueur d'onde minimale associée aux structures dynamiques que l'altimétrie serait statistiquement capables d'observer avec un rapport signal sur bruit supérieur à 1. La valeur de 65 km de longueurs d'ondes a ainsi été retenue comme valeur de coupure la plus faible possible pour le filtre passe-bas des retraitements récents (Pujol et al., 2016). Elle est fixée de manière globale qu'importe la latitude.

On peut noter qu'un traitement spécifique est fait pour les produits régionaux en Méditerranée avec une fréquence de coupure définie à 40 km. Si ce filtrage permet de

diminuer le bruit de mesure des données le long des traces, il lisse aussi la partie du signal inférieur à ces échelles. Ces produits filtrés ne sont donc pas adaptés à l'étude des petites structures et des zones côtières, et nous reviendrons sur ce point lors de l'application de l'interpolation optimale aux données altimétriques au cours du chapitre 7.

### *Sous-échantillonnage*

Enfin, les données globales corrigées subissent un ré-échantillonnage spatial. Initialement, on dispose d'environ une donnée tous les 7km le long de la trace. Comme ces données ont été filtrées spatialement et que les cartes finales ne sont pas destinées à l'étude de petites structures, seule une donnée sur trois est conservée pour le traitement global, qui correspond à un espacement d'environ 20km. Pour le traitement régional en Mer Méditerranée où les échelles spatiales du signal à cartographier sont plus fines, un point sur deux est sélectionné, soit une donnée tous les 14 km environ.

## **Cartographie par analyse objective**

Les données de SLA le long des traces corrigées par les méthodes précédentes sont alors interpolées optimalement pour obtenir des cartes d'observations grillées régulièrement en temps et en espace et contenant une partie du signal mésoéchelle de la circulation (Le Traon et al., 1998).

### *Principe d'une interpolation optimale*

Nous formulons ici sous forme résumée, l'approche plus théorique de la cartographie par analyse objective dont le principe est une analyse linéaire tri-dimensionnelle (en espace et en temps) appliquée aux observations altimétriques de SLA. Cette méthode d'analyse objective, initialement développée pour la météorologie, a été adoptée en océanographie dans les années 1970 (Bretherton et al., 1976).

L'objectif de la cartographie est de chercher à déterminer un champ de données réelles  $\mathbf{x}$ . Ici, on dispose de plusieurs observations réparties inégalement en temps et en espace (données de SLA le long des traces altimétriques), que l'on souhaite restituer sur une grille régulière. En notant  $\mathbf{y}_0$  le vecteur d'observations (ou innovations), cela s'écrit sous forme matricielle :

$$\mathbf{y}_0 = \mathbf{H}[\mathbf{x}^t] + \epsilon_o \quad (1.3)$$

avec  $\mathbf{H}$  l'opérateur d'observation permettant de passer de l'espace du modèle (ou la grille cartographiée) à l'espace des observations.  $\epsilon_o$  correspond à l'erreur de mesure, incluant les erreurs instrumentales et géophysiques.

L'analyse objective vise à estimer un état analysé  $\mathbf{x}_a$  en combinant linéairement ces observations disponibles pour approcher au mieux l'état réel  $\mathbf{x}$ . Sous forme matricielle, on peut résumer cette analyse comme suivant :

$$\mathbf{x}_a = \mathbf{K}[\mathbf{y}_0] \quad (1.4)$$

où  $\mathbf{K}$  est un gain de pondération de cette combinaison linéaire. Ce gain, dit optimal, sert à minimiser la variance de l'erreur d'analyse, c'est à dire entre le champ estimé  $\mathbf{x}_a$  et la valeur réelle  $\mathbf{x}^t$ . Pour minimiser cette erreur, on se base sur le théorème de Gauss-Markov qui utilise les caractéristiques physiques et statistiques du signal océanique. Ce gain optimal est défini alors sous forme matricielle en fonction des matrices de covariances estimées pour l'état réel ( $\mathbf{B}$ ) et des matrices de covariances des erreurs de mesures entre



les observations et l'état analysé ( $\mathbf{R}$ ) :

$$\mathbf{K} = \mathbf{B}\mathbf{H}^T(\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} \quad (1.5)$$

où  $^T$  l'opérateur transposée. L'analyse objective doit donc calculer ces différentes matrices de covariance. La qualité de cette analyse dépend fortement de la définition des covariances d'erreurs d'observations et de l'état réel qui déterminent de quelle façon et avec quelle importance les observations corrigeront l'état initial. Ces fonctions de covariances sont assez bien connues grâce aux analyses statistiques des données altimétriques (Traon, 1991; Stammer, 1997). Les termes diagonaux des matrices d'erreurs sont définis par la variance des erreurs qui représentent la dispersion statistique de l'erreur et donc l'amplitude de l'incertitude. Les termes non diagonaux sont plus difficiles à déterminer. Ils correspondent aux covariances d'erreurs et peuvent se définir sous forme de corrélation.

Les fonctions de corrélation utilisées pour remplir ces matrices peuvent se voir comme des fonctions définissant les variations d'extension spatiale des erreurs. Elles se caractérisent par des échelles de longueur qui déterminent l'influence d'une erreur en un point sur les autres points. Elles permettent en quelque sorte de lisser les informations provenant des observations. Ces fonctions de corrélation doivent donc comprendre des propriétés physiques utiles à l'analyse et relatives à l'échelles des processus que l'on souhaite étudier. Les échelles caractéristiques typiques du signal océanique choisies pour les paramètres de la cartographie sont estimées à partir de plusieurs années de données altimétriques.

En pratique, toutes les observations ne sont pas prises en compte pour une analyse à un point donné, mais seule une partie de ces observations est sélectionnée. On parle donc d'analyse objective *sous-optimale*, ce qui permet à la fois d'alléger les calculs matriciels qui peuvent être très coûteux, et la fois de ne prendre en compte que les données pertinentes au point d'analyse. Dans notre cas, cela nous permet de se focaliser sur le signal méso et moyenne échelle. Il faut donc déterminer une fonction de corrélation du champ à estimer dont les rayons vont permettre de définir une 'bulle' de sélection des données pertinentes à utiliser pour remplir les matrices de covariances de l'analyse. La fonction spatio-temporelle de corrélation choisie pour l'analyse DUACS est une fonction spatialement isotrope multipliée par une fonction Gaussienne temporelle décroissante définie par Le Traon and Hernandez (1992) :

$$C(\delta x, \delta y, \delta t) = \left[ 1 + ar + \frac{1}{6}(ar)^2 - \frac{1}{6}(ar)^3 \right] e^{-(ar)} e^{-(t/T)^2} \quad (1.6)$$

$$r = \sqrt{\left(\frac{\delta x - C_{px}t}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\delta y - C_{py}t}{L_y}\right)^2} \quad (1.7)$$

$$a = 3.337 \quad (1.8)$$

où  $\delta x, \delta y, \delta t$  sont les écarts en espace (zonal et méridional) et en temps entre deux données,  $C_{px}, C_{py}$  sont les vitesses de propagation zonale et méridienne,  $L_x, L_y, T$  sont respectivement les échelles de corrélation zonales, méridionales et temporelle déterminées par le premier passage à zéro de la fonction C.

Pour les cartes globales, ces échelles de corrélation spatiales et temporelles varient en fonction de la longitude et surtout de la latitude. La distribution globale de ces estimations est donnée par Dibarboure et al. (2011). Pour les cartes régionales en Mer Méditerranée, les rayons de corrélation utilisés sont constants spatialement et temporellement pour ne

garder que les observations à moins de 100 km et 10 jours du point d'analyse (Pujol, 2006), ce qui permet de mieux observer et étudier la circulation de cette région caractérisée par des échelles dynamiques plus fines. Néanmoins, malgré ces caractéristiques régionales, les cartes altimétriques disponibles pour la région de la Mer Méditerranée ne sont pas capable de restituer des structures en terme de longueur d'onde inférieur à 150 km. Elles ne sont donc pas adaptées à l'étude de la dynamique à plus petite échelle .

Une seconde selection de données est également effectuée après cette selection par bulle définie par les rayons de corrélation du champ à cartographier. Cette deuxième sélection est basée sur des lignes de vue et sert à ne pas prendre en compte des données cachées par les îles ou les côtes. Les données sont finalement restituées avec une résolution temporelle journalière sur une grille Cartésienne globale de résolution spatiale de  $1/4^\circ$  et régionale de  $1/8^\circ$  pour la Mer Méditerranée.

#### *Influence du nombre de d'altimètres*

La constellation d'altimètres a varié au cours du temps depuis les années 1990 : de deux à quatre missions altimétriques sont disponibles et peuvent être combinées pour une meilleure résolution spatio-temporelle de la variabilité de mésoéchelle. La résolution spatio-temporelle des produits grillés dépend en effet du nombre de satellites altimétriques utilisés pour l'interpolation optimale (Traon and Dibarbouré, 1999). Un minimum de deux satellites est nécessaire et suffisant pour cartographier les processus large mésoéchelle de l'ordre de 100 à 300 km (Blayo et al., 1997). Cependant, l'utilisation de 4 satellites améliore considérablement la capacité à cartographie la variabilité mésoéchelle (Pascual et al., 2006) surtout dans les régions où celle-ci est plus élevée. L'apport de satellites supplémentaires permet une meilleure estimation de la dynamique mésoéchelle des processus de taille plus fines, avec une différence entre les cartes réalisées avec deux ou quatre satellites de  $400 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  en terme d'EKE. Ainsi, en Mer Méditerranée, la combinaison des quatre satellites Jason-1, ERS-2, TOPEX/POSEIDON et GFO permet d'identifier des tourbillons à peine décelés, voire non représentés dans les cartes générées avec seulement les deux satellites Jason-1 et ERS-2 (Pascual et al., 2007).

Le nombre d'altimètres actifs disponibles pour la construction de ces cartes n'est pas stable et évolue en fonction des projets et missions en cours (figure 1.8). Ainsi les produits grillés distribués en temps différés sont disponibles en deux types :

- Des produits générés avec deux satellites, constituant un jeux de données homogènes en temps et cohérent pour l'analyse des grandes structures et dans les zones de faible variabilité. Ces cartes sont dites de "référence" car l'un des satellites utilisé pour les générer provient d'une mission de référence, assurant ainsi une continuité des données.
- Des produits générés à partir de toutes les missions disponibles, non homogène en temps. Ces produits sont mieux adaptés pour les études de zones de forte variabilité mésoéchelle.

### 1.2.5 Du niveau de la mer à la circulation géostrophique

Les grands courants océaniques permanents tels que le Gulf Stream, le Courant Circumpolaire Antarctique, les grands Courants Equatoriaux et la circulation large méso-échelle de manière générale sont en première approximation en équilibre géostrophique (McWilliams, 2003). L'équilibre géostrophique est très simple et pourtant son utilité pour étudier la circulation générale océanique est considérable. L'écoulement géostrophique est parallèle aux isobares, et la vitesse du courant est proportionnelle à la pente des isobares.

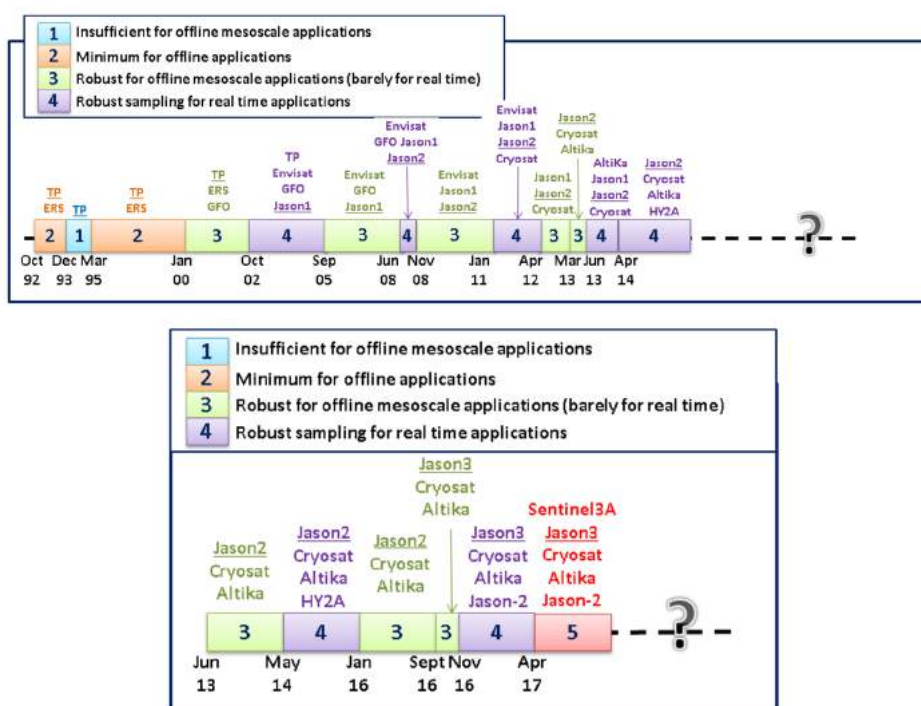


FIGURE 1.8 – Évolution du nombre d’altimètres traités dans des conditions en temps quasi-réel pour les périodes 1992-2014 (haut) et 2013-2017 (bas). Les applications possibles en fonction du nombre d’altimètres sont données par la légende en couleur. Adapté d’après CLS.

Les cartes de hauteurs dynamiques générées par analyse objective permettent avec cette relation d’estimer le transport géostrophique entre deux « niveaux » de hauteur dynamique. Plus les gradients de hauteur dynamique sont rapprochés et plus les courants géostrophiques sont forts. Il est nécessaire de bien séparer les différentes composantes de la SSH liées aux mouvements non-équilibrés tels que les ondes internes et la marée avant de calculer les courants à partir de cette approximation géostrophique. Il est donc important de procéder aux différents traitements spécifiques pour corriger et filtrer ces processus. Si les erreurs dans les estimation de ces corrections ou dans les divers traitements et filtrages appliqués sont trop importantes, ces signaux peuvent être “propagés” dans les champs de courants dérivés des cartes de SSH.

## 1.3 Limitations, futures données interférométriques et enjeux

### 1.3.1 Caractéristiques et limitations des produits actuels

Les cartes globales ou régionales obtenues par interpolation optimale servent à de nombreuses études océanographiques et plus particulièrement pour des applications concernant la mésoéchelle (Pascual et al., 2006; Fu, 2009; Le Traon et al., 2001; Chelton et al., 2011a; Morrow et al., 2010). On peut citer des travaux concernant l’étude et le suivi de tourbillons mésoéchelle (Morrow et al., 2004; Isern-Fontanet et al., 2003; Chaigneau et al., 2009; Chelton et al., 2011a; Ebuchi and Hanawa, 2001; Souza et al., 2011), la compréhension des processus dynamiques et biogéochimiques (Rubio et al., 2009; Capet et al., 2014; Hernandez-Carrasco et al., 2014) ou encore les études sur la dynamique lagrangienne et le

suivi des populations marines (d'Ovidio et al., 2009). Ces cartes sont aussi utilisées pour générer des produits dérivés. Elles ont notamment servies au développement d'“indicateurs de l'océan” pour surveiller l'état des océans (Bessières et al., 2013). Les données altimétriques cartographiées sont aussi très profitables aux modèles de circulation océanique, ou pour contraindre entre autre les modèles d'assimilation (Penduff et al., 2010; Marcos et al., 2015; Juza et al., 2016; Mourre et al., 2006). Les récentes améliorations des différents traitements (MDT, réduction du filtrage des données de SLA, échelles de corrélation adaptées à la dynamique régionale (Pujol et al., 2016)), ont particulièrement contribué au développement d'études côtières (Capet et al., 2014; Marcos et al., 2015; Juza et al., 2016; Birol et al., 2017). Néanmoins, malgré les grandes améliorations des traitements et techniques de corrections, ces produits grillés présentent encore des limitations pour l'observation de la circulation sous-mésoscale. Cette limite est due à la distance entre les traces des satellites et aux échelles de corrélation imposées qui sont encore trop grandes. Les cartes de température de surface (SST) permettent de voir assez distinctement les filaments et structures de très petites échelles qui sont présents à la surface des océans. La figure 1.9 permet une simple comparaison visuelle entre la SST et la SSH. Elle illustre le contraste entre la résolution des produits grillés altimétriques (SSH) et la richesses des structures dynamiques capturées par imagerie satellite.

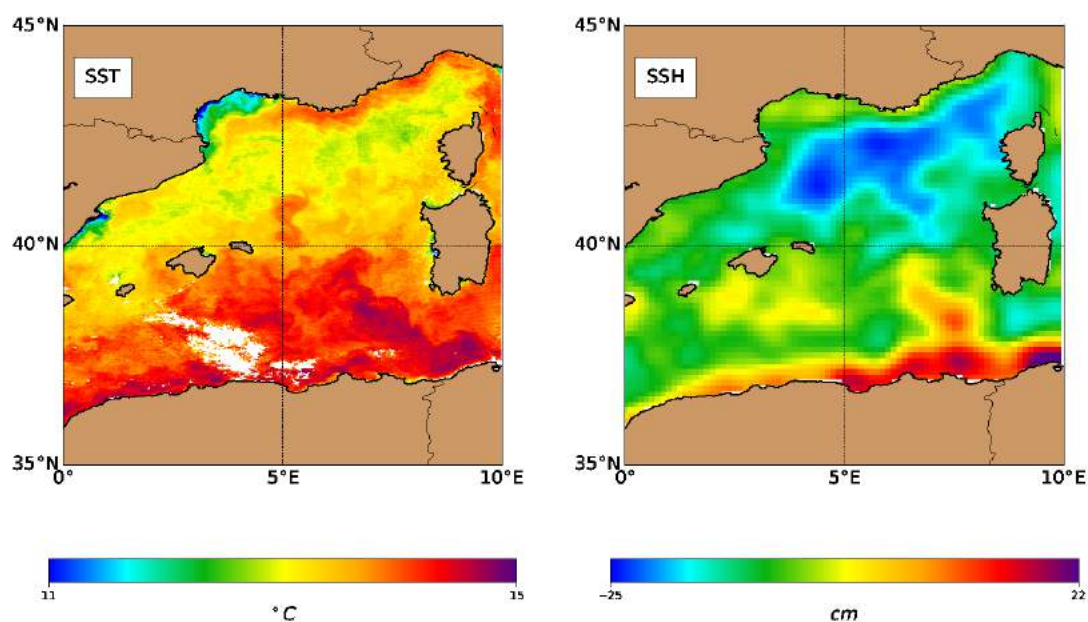


FIGURE 1.9 – (a) Image satellite de température de surface ( $^{\circ}$  C); (b) Produit grillé altimétrique régional de SSH (cm) issu de DUACS. Données correspondant au 9 février 2015.

Une façon rigoureuse pour déterminer la taille des structures dynamiques que l'on peut observer par altimétrie est d'analyser le contenu spectral des données de SLA le long des traces. Les spectres de SLA le long des traces donnent l'information sur le contenu spectral énergétique en fonction des différentes longueurs d'ondes ainsi qu'un estimé du bruit spectral moyenné en temps aux petites longueurs d'onde. En s'appuyant sur une analyse conjointe des spectres de SLA et plus particulièrement de la pente du signal, et du niveau du bruit altimétrique, des études récentes sont parvenues à estimer la taille minimale des structures dynamiques observables par les différentes mission altimétriques (Xu and Fu, 2012; Dufau et al., 2016). Le bruit altimétrique est déterminé en moyennant temporel-

lement et spatialement les spectres le long des traces. Le bruit aléatoire de l'instrument est alors moyenné et induit un plancher spectral horizontal dans les données définissant ainsi le niveau de bruit spectral. La limite d'observabilité en terme de longueur d'onde se définit comme l'intersection de la pente spectrale des données de SLA et le plancher du bruit spectral. Au dessus de cette intersection, le ratio signal sur bruit est plus grand que l'unité, ce qui signifie que le bruit est assez faible pour pouvoir distinguer le signal physique de la mesure altimétrique. Ainsi, dans leur étude globale, Dufau et al. (2016) ont estimé que, les courants de bords ouest où le signal mésoéchelle est très énergétique, ont un ratio signal sur bruit plus grand que l'unité. Dans ces régions, le satellite Saral/AltiKa est capable d'identifier des structures dynamiques de l'ordre de 40 km de longueur d'onde. Le niveau de bruit de mesure de ce satellite est actuellement un des plus faibles. Pour Jason-2, les mesures sont capables de descendre un peu moins loin vers les petites échelles, jusqu'à 50 km de longueur d'onde. Dans les zones est des bassins, le ratio signal sur bruit des données de SLA est limitant pour observer les petites longueurs d'onde. Dans ces régions les produits le long des traces sont capables de résoudre les échelles jusqu'à des longueurs d'ondes de l'ordre de 80 à 100 km. Les études de Xu and Fu (2012) et Dufau et al. (2016) révèlent une grande variation spatiale du niveau de bruit et de la résolution mésoéchelle. Dufau et al. (2016) soulignent aussi une grande variation saisonnière du niveau de bruit, dépendant de l'état de surface de la mer, et contraint par conséquent l'observation de la mésoéchelle par les altimètres.

Par contre, l'analyse du contenu spectral des produits grillés révèle clairement la limite de ces produits à observer les signaux petites échelles. Le compromis à faire entre les échelles physiques que l'on souhaite observer et la capacité d'échantillonnage des altimètres joue grandement sur le choix des paramètres des traitements et corrections ainsi que sur la résolution spatiale des grilles finales. Cela impacte la résolution des structures dynamiques observables par ces cartes bi-dimensionnelles qui ne sont finalement pas adaptées à l'étude des processus sous-mésoéchelle avec la constellation d'altimètres actuelle (Chavanne and Klein, 2010). L'espacement entre les traces reste toujours limitant pour observer les structures petite échelle et la résolution globale de ces produits altimétriques grillés est estimée à  $1.7^\circ$ , ce qui correspond à environ 150 km aux moyennes latitudes (Chelton et al., 2011a, 2014). En terme de contenu spectral et en comparaison aux données le long des traces de Saral/AltiKa, les cartes bi-dimensionnelles sous-estiment près de 60% de l'énergie cinétique observée aux longueurs d'onde comprises entre 200 et 65 km, ce qui fait près de 3/5 de la variabilité petite échelle (Pujol et al., 2016).

Concernant la région Nord Occidentale Méditerranéenne, l'étude de Morrow et al. (2017a) montre aussi une variabilité saisonnière de la capacité d'observation des mesures le long des traces. Cette variabilité résulte de la forte fluctuation du niveau de bruit des différents satellites et du contenu énergétique des données de SLA en fonction des saisons. Dans cette région dominée par des échelles spatiales relativement plus fines que dans l'océan ouvert, leur étude détermine une capacité à observer des échelles différents jusqu'à 40-50km de longueurs d'ondes en hiver lorsque la la couche de mélange océanique est profonde et que la sous-mésoéchelle est énergétique. En été, cette sous-mésoéchelle est moins active, et les satellites tels que Jason-2 et Cryosat-2 sont alors limités à des longueurs d'onde de l'ordre de 50-55 km. Mais de même que les produits globaux, les produits grillés régionaux en Méditerranée sont limités pour étudier la petite mésoéchelle et ne permettent pas d'observer des structures inférieures à 150 km de longueur d'onde (Pascual et al., 2006). Une grande partie de la dynamique Méditerranéenne est contenue dans les échelles plus petites et est donc manquante dans ces produits bi-dimensionnels. Des traitements spécifiques sur les données le long des traces ont récemment permis l'obtention

de produits dédiés aux études côtières ou à la petite mésoéchelle comme les produits PISTACH<sup>1</sup>, X-track<sup>2</sup> ou encore COASTALT<sup>3</sup>. Mais ces produits ne sont pas utilisés pour les données cartographiées et restent spécifiques aux études régionales. Des stratégies novatrices d'interpolation optimale ont également contribué à l'amélioration de produits grillés en augmentant la résolution localement autour des traces (Dussurget et al., 2011; Escudier et al., 2013). Basées sur des innovations dans la détermination des matrices de covariances, ces études restent néanmoins des démonstrations et ne sont actuellement pas disponibles globalement. Elles ne permettent pas de fournir une évolution spatio-temporelle consistante en temps.

La nécessité de disposer de mesures à plus haute résolution est donc devenue essentielle pour mieux comprendre et identifier les processus à fine échelle.

### 1.3.2 Présentation de la future mission SWOT

#### *Origine et objectifs du projet*

La mission est née de la nécessité de développer de nouveaux instruments pour observer plus finement à la fois la circulation océanique et les eaux des surfaces continentales. Initialement les deux communautés hydrologique et océanographique ont fusionné deux projets : WATER pour Water And Terrestrial Elevation Recovery (Alsdorf et al., 2005) principalement destiné à la communauté hydrologique, et WSOA (pour Wide Swath Ocean Altimeter), le premier projet à large fauchée dédié à l'océan prévu à l'origine pour le satellite JASON-2. En regroupant les deux communautés scientifiques, la mission a ensuite été renommée SWOT pour Surface Water Ocean Topography (Fu and Ferrari, 2008; Fu et al., 2009). Cette mission est maintenant développée conjointement par la NASA, le CNES, la CSA (Canadian Space Agency, l'agence spatiale canadienne) et l'UKSA (United Kingdom Space Agency, l'agence spatiale anglaise).

Le lancement de SWOT, prévu pour 2021 ([swot.cnes.fr](http://swot.cnes.fr)), doit répondre à différents objectifs océanographiques et hydrologiques. Pour l'hydrologie, SWOT permettra un suivi du cycle de l'eau en assurant la régularité et l'homogénéité des mesures de hauteurs d'eau des zones inondées et de tous les lacs et fleuves majeurs. Côté océan, l'objectif principal est de mesurer la SSH sur une large fauchée à une résolution spatiale de 15 km (en terme de longueur d'onde) pour caractériser la circulation à méso et sous-mésoéchelle. Ces objectifs imposent un cahier des charges exigeant pour la conception de l'instrument, comme la précision de la mesure ou la position de l'orbite, définis dans un document spécifique (Rodriguez, 2016).

#### *Instruments et principe de mesure*

L'innovation de cette mission repose sur l'interférométrie radar en bande Ka (figure 1.10). Le satellite embarquera deux charges utiles : un altimètre nadir classique fonctionnant sur deux bandes de fréquences Ku et C, et une seconde charge utile, "KaRIn" pour Ka-band Radar INterferometer. Cette dernière est un radar interférométrique en bande Ka qui se compose de deux antennes SAR séparées par un mât de 10 m. Comme pour un altimètre classique, l'instrument émet un signal électromagnétique, mais à partir des deux antennes et avec des angles d'incidence proche-nadir entre 0.6° et 3.9°. Cela permettra d'observer deux fauchées de 60 km de large sous le satellite, séparées par une trace de

1. Projet PISTACH : <http://www.aviso.oceanobs.com/index.php?id=1527>

2. Produits côtiers CTOH : <http://ctoh.legos.obs-mip.fr/products/coastal-products>

3. Projet COASTALT : <http://www.coastalt.eu/>

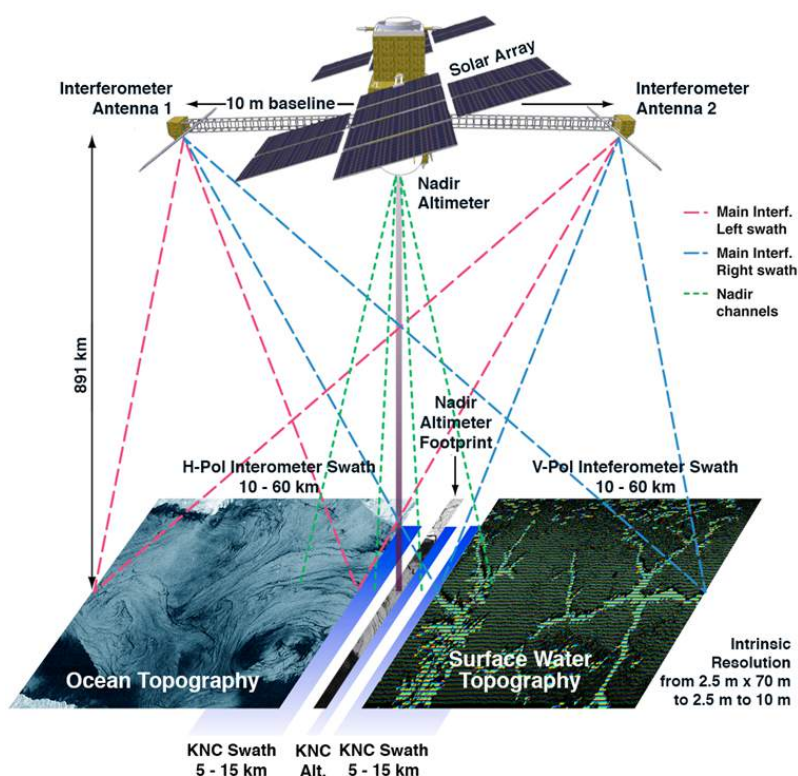


FIGURE 1.10 – Illustration conceptuelle de la mesure de la mission SWOT appliquée à l’océanographie et à l’hydrologie. L’interféromètre radar KaRIn en bande Ka mesure deux bandes de 50 km de large ( $\pm 10$  à 60 km de chaque côté de la trace nadir) à partir de deux antennes SAR. Un altimètre nadir est également présent pour assurer la continuité avec les autres satellites de référence. Source : NASA, CNES.

20 km qui pourra être mesurée en partie par l’altimètre nadir. L’interféromètre mesurera en mode bistatique : chaque antenne émet à tour de rôle un signal vers la fauchée la plus proche et les deux antennes analysent sa retrodiffusion. Le déphasage de cette retrodiffusion mesurée par les deux antennes permet de déterminer précisément la position d’une cible par simple géométrie et d’accéder à la hauteur d’eau en deux dimensions. La bande Ka présente l’avantage d’être plus concentrée que les bandes de fréquences inférieures. La transmission du flux d’information est plus importante avec des faisceaux plus étroits et donc plus directs. L’énergie émise est ainsi plus concentrée et peut être réutilisée par des zones distantes avec une grande intensité. Cette bande permet une meilleure résolution spatiale des images. Le lecteur intéressé pourra trouver plus de détails sur l’interférométrie SAR spécifique à SWOT dans Fu et al. (2012); Frappart et al. (2017); Ernesto and Williams (2017).

#### *Caractéristiques des produits et attentes pour l’océanographie*

La résolution des données de bases sera de 5m x 10-70m. Cependant ces données vont devoir être moyennées pour réduire les incertitudes sur la précision verticale de mesure afin de respecter la précision requise sur l’océan qui est de +2.5 cm pour un pixel de  $1 \times 7.5 \text{ km}^2$  (Rodriguez, 2016). A cause du grand volume de données, un traitement spécifique à bord du satellite effectuera des lissages particuliers dans les directions along-track et across-track du satellite (Peral et al., 2015). Le bilan des erreurs estimées à partir des précisions requises pour les différentes corrections (troposphère, instrument ...) sont détaillés dans le

document concernant performance de la mission et le bilan de Esteban-Fernandez (2014).

SWOT pourra cartographier la SSH en deux dimensions avec une résolution spatiale 10 fois supérieure aux altimètres conventionnels avec un bruit de mesure 10 fois plus bas grâce à la technologie interférométrie SAR. Ces données fourniront des observations sans précédent de la variabilité de la SSH aux échelles de longueurs d’ondes comprises entre 15 et 100 km (Fu and Ferrari, 2008). Contrairement aux satellites nadir classiques qui mesurent la SSH uniquement le long de leur trace, ces fauchées bi-dimensionnelles permettront de calculer, sur la surface des fauchées, les gradients dérivés de la SSH, sans interpolation. Elles permettront d’accéder ainsi aux vecteurs de vitesse géostrophique, dans la mesure où les effets liés aux phénomènes agéostrophiques auront pu être bien filtrés du signal. Ces mesures vont ainsi ouvrir une nouvelle fenêtre d’observation pour étudier les processus à petite et sous-mésoéchelle puisqu’elles permettront de résoudre toutes les échelles spatiales caractéristique des tourbillons à mésoéchelle. Cette résolution des processus dynamiques à l’ordre supérieur va permettre en particulier d’étudier les variations globales des flux d’énergie spectrale bidimensionnels à travers les échelles d’espace. Un lissage spatial moins important permettra de caractériser les différents régimes de turbulence dans les différentes régions et pour les différentes saisons. Pour entreprendre les évaluations qu’apporteront ces différentes améliorations de l’observation de la circulation océanique, un simulateur à été créé par le JPL<sup>1</sup> (Gaultier et al., 2015), permettant de générer des observations SWOT virtuelles avec une estimation de leur erreurs.

#### *Déroulement de la mission et impact de l’orbite choisie*

Le lancement de SWOT est prévu pour avril 2021. Cette mission aura une première phase de calibration durant les six premiers mois avec une orbite spécifique pour échantillonner les mesures avec une répétitivité temporelle de 1 jour. Cette phase initiale va ainsi permettre de calibrer les paramètres instrumentaux et les mesures en repassant plus fréquemment sur des régions spécifiées. Durant la deuxième phase, le satellite passera sur une orbite pour une période prévue de trois ans. Cette orbite nominale aura une répétitivité de 20,86 jours, ce qui correspond à une couverture spatiale très différente suivant les latitudes : entre 2 passages à l’équateur à plus de 10 passages pour les hautes latitudes. Très peu de régions ne seront pas observées, seulement 3.55% de la surface observable (Biancamaria et al., 2016). La figure 1.11 illustre la couverture spatiale de SWOT après 5 jours de mesures (à gauche) et après 21 jours (à droite) pour l’orbite nominale. Suivant les latitudes, on peut observer sur cette figure, des “trous” de données qui seront comblés avant la fin du cycle de 20.86 jours. Plus précisément il y aura un sous-cycle à 10 jours, c’est à dire un cycle correspondant à une couverture globale mais avec un espace entre les traces. Durant la seconde période correspondant aux 10 jours suivants, toutes ces traces sont répétées, mais avec un léger décalage vers l’ouest, afin de compléter les espaces entre les fauchées. Ainsi, en raison du recouvrement de ces fauchées, les régions seront localement observées de manière partielle chaque 10 jours et de manière complète tous les 21 jours.

### 1.3.3 Enjeux et problématique de la cartographie altimétrique

Cependant le choix de la répétitivité temporelle ne permettra pas de suivre de façon continue en temps les structures à petite échelles qui sont susceptibles d’évoluer rapidement (cf figure 1.1). Les fauchées fourniront des images instantanées de la variabilité

1. Jet Propulsion Laboratory.



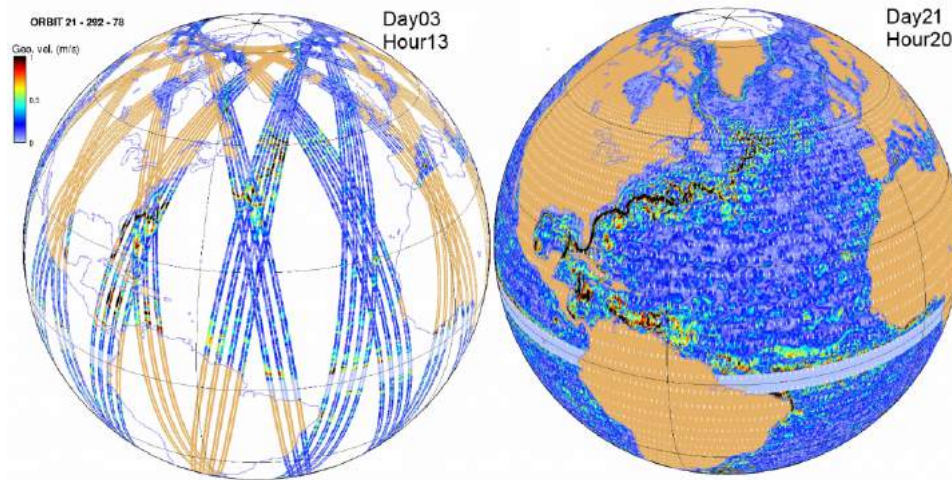


FIGURE 1.11 – Couverture spatiale de SWOT pour 5 jours de mesures (gauche) et pour un cycle complet (droite). Crédits : AVISO

sous-mésoéchelle et non un suivi temporel de cette dynamique. Les transferts d'énergie temporels resteront donc difficiles à observer avec cette répétitivité. Bien que la phase initiale d'une répétitivité rapide de 1 jour va permettre un meilleur suivi continu en temps localement, le choix de l'échantillonnage temporel représente un obstacle majeur pour exploiter pleinement la haute résolution du satellite de manière globale. Pour de nombreux aspects scientifiques, il est nécessaire de pouvoir disposer de données de résolution spatiale suffisante de façon continu en temps entre les "trous" de chaque fauchées. Plusieurs travaux se penchent actuellement sur ce problème d'échantillonnage temporel des futures données interférométriques.

Un moyen de pallier ce problème est de combiner les données bi-dimensionnelles de SWOT avec d'autres observations satellites telles que les altimètres classiques, les capteurs de températures, ou des données in-situ (profileurs Argo). La question se pose alors quant à l'exploitation optimale de la synergie de ces différents jeux de données aux caractéristiques spatio-temporelles non homogènes. En utilisant le simulateur SWOT, Pujol et al. (2012) ont montré que l'utilisation conjointe de SWOT et d'autres satellites compense partiellement les limites de l'échantillonnage temporel de SWOT. D'autres études ont démontré un réel apport à combiner les données de SSH issues de SWOT avec des données de SST, via le formalisme sQG (Isern-Fontanet et al., 2006; Buckingham et al., 2014; Autret, 2014), et via l'assimilation d'images de FSLE (Gaultier et al., 2013). Des techniques d'assimilation de données sont étudiées à l'aide de modèles numériques à très haute résolution, récemment développés ces dernières années. Les schémas d'assimilation doivent être choisis judicieusement pour être appropriés à la haute résolution spatiale et aux variations rapides de la dynamique sous-mésoéchelle. Ces techniques demandent un coût de calcul relativement élevé et un paramétrage minutieux qui peut s'avérer extrêmement décisif pour les résultats. En utilisant le simulateur SWOT, Pujol et al. (2012) ont montré que l'utilisation conjointe de SWOT et d'autres satellites compense partiellement les limites de cet échantillonnage temporel. D'autres études ont démontré un réel apport à combiner les données de SSH issues de SWOT avec des données de SST, via le formalisme sQG (Isern-Fontanet et al., 2006; Buckingham et al., 2014; Autret, 2014), et via l'assimilation d'images de FSLE (Gaultier et al., 2013).

Dans cette thèse, nous reprenons la technique d'interpolation dynamique de Ubelmann et al. (2015) qui a été appliquée à la région énergétique du Gulf Stream en utilisant un propagateur QG. Nous appliquons cette méthode en Mer Méditerranée, région caractérisée par des échelles dynamiques plus fines, avec de nombreuses zones côtières, une topographie et des forçages atmosphériques particuliers qui la différencie nettement d'un point de vue dynamique de la zone du Gulf Stream. Avant de détailler la technique d'interpolation dynamique et le modèle de propagation QG utilisé, nous allons présenter dans le chapitre suivant les enjeux d'application de cette méthode de cartographie de la SSH à la Mer Méditerranée.



## Chapitre 2

# La Mer Méditerranée Occidentale comme cas d'étude

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Une région clé : introduction et motivations</b>	<b>44</b>
<b>2.2</b>	<b>Présentation générale</b>	<b>45</b>
2.2.1	Point de vue géographique	45
2.2.2	Influence climatiques à l'échelle du bassin	45
2.2.3	Échanges d'eaux et de chaleur	47
<b>2.3</b>	<b>Dynamique océanique et variabilité mésoéchelle</b>	<b>48</b>
2.3.1	Circulation générale	48
2.3.2	Caractéristiques de la circulation mésoéchelle	50
<b>2.4</b>	<b>Moyens d'observations de la circulation mésoéchelle</b>	<b>52</b>
2.4.1	Par les données altimétriques le long des traces	52
2.4.2	Produits cartographiques adaptés	52
2.4.3	Par les autres systèmes d'observations	54
2.4.4	Par la Modélisation à haute résolution	56
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>57</b>

---

Dans ce chapitre nous présentons d'abord la Mer Méditerranée d'un point de vue général en précisant les motivations et enjeux globaux d'étude de cette région. Nous décrivons ensuite les caractéristiques mésoéchelle de sa circulation de surface à partir de l'état de l'art des connaissances actuelles, avant de détailler les différents moyens d'observation de cette circulation dont les produits cartographiques actuels régionaux dérivés de l'altimétrie.

## 2.1 Une région clé : introduction et motivations

La Mer Méditerranée, berceau de la civilisation occidentale, est riche d'une histoire complexe et très ancienne. Elle est depuis l'Antiquité, un carrefour d'échanges commerciaux et culturels entre les peuples de la région et constitue aujourd'hui une zone partagée par 23 pays. Elle est au coeur d'une zone économique importante et, à titre d'exemple, représente 25% du trafic maritime mondial et 30% du trafic pétrolier. C'est aussi une zone fortement peuplée qui hébergeait près de 475 millions d'habitants en 2011 dont une forte proportion dans les mégapoles côtières et plus d'un tiers sur le littoral.

La Mer Méditerranée représente aussi une part importante de la biodiversité marine mondiale, entre 10% et 18% des espèces marines connues, pour seulement 0,8% de la surface océanique. Or la forte pression anthropique qui s'y exerce l'expose à une pollution croissante. Qu'elle soit d'origine marine ou atmosphérique, la pollution perturbe les écosystèmes marins et la biodiversité.

Aux évolutions sociétales s'ajoutent les impacts locaux du changement climatique global : augmentation de la température et acidification de l'eau ou encore élévation du niveau de la mer. Le temps de résidence des eaux méditerranéennes est bien plus court que celui de l'océan global (90 ans contre des centaines à un millier d'années) ce qui accroît la sensibilité au changement climatique. En analysant différentes projections pour la période 2070–2099, Adloff et al. (2015) ont estimé une augmentation des températures de l'ordre de 1.73 à 2.97°C et du niveau de la mer de l'ordre de 34 à 49 cm pour la fin du XXI<sup>ème</sup> siècle. Outre le fait d'aggraver le déséquilibre de la biodiversité, dont dépend aussi la qualité de vie des populations côtières, ces effets du changement climatique exposent directement le littoral et ses populations aux risques de submersion et d'érosion.

Par de nombreux aspects, la Mer Méditerranée est comparable à un "océan miniature" (Bethoux et al., 1999; Lacombe and Tchernia, 1972). Elle constitue en effet un modèle aux échelles spatiales et temporelles réduites de la circulation globale. Avec son emplacement facile d'accès, cela en fait un site privilégié pour étudier à l'échelle régionale de nombreux processus physiques et biogéochimiques similaires à ceux de l'océan global. La dynamique de la Mer Méditerranée a été intensivement étudiée et on peut notamment citer les travaux concernant les phénomènes de convection profonde (MEDOC group, 1970; Herrmann et al., 2008) ou de convection sur les plateaux continentaux (Bethoux et al., 2002), les circulations et interactions des masses d'eaux (Vignudelli et al., 2000a; Herrmann, 2008; Béranger et al., 2005), la circulation thermohaline, les instabilités baroclines (Speich, 1992; Millot et al., 1997), les tourbillons permanents (Alhammoud et al., 2005) ou encore les processus méso et sous-mésoéchelle (Pascual et al., 2010; Nencioli et al., 2011). Par extension, une "mer méditerranéenne" caractérise une mer intérieure semi-fermée d'eau salée dont les échanges entre eaux profondes et océans sont réduits, à l'exemple du Golfe du Mexique et de la mer des Caraïbes, ou encore de la mer du Japon. La Méditerranée permet ainsi de faire des analogies et d'étudier les similitudes entre les différentes mers océaniques.

Sa propre dynamique a une influence non négligeable sur la circulation océanique générale. Mieux comprendre tous les aspects de ce système complexe et son fonctionnement (hydrodynamique, biogéochimique et écologique) sert également à mieux interpréter et

concevoir les processus à l'échelle globale.

Ces différents aspects sont autant de motivations pour améliorer les connaissances du fonctionnement global de la Méditerranée dont la circulation générale est au coeur du système. Cela inclut plus particulièrement l'amélioration des connaissances de la dynamique à plus fine échelle. La Mer Méditerranée est notamment caractérisée par une activité mésoéchelle, dont les échelles spatiales caractéristiques sont plus fines que la majorité des océans (Pinardi and Masetti, 2000). En effet, le rayon interne de déformation de Rossby dans cette région est relativement petit, autour de 10 km, soit 2 à 4 fois plus faible que celui de l'océan global (Malanotte-Rizzoli et al., 2014; Robinson et al., 2001).

## 2.2 Présentation générale

### 2.2.1 Point de vue géographique

Littéralement '*mer au milieu des terres*', la Méditerranée se situe à l'intersection des trois continents : l'Europe, l'Afrique et l'Asie. Elle connaît de ce fait une intense activité sismique et volcanique. C'est une mer profonde, localisée plus précisément entre 30°N et 46°N, et 5°W à 36°E, pour une longueur de 3800 km avec une profondeur moyenne de 1500 m. Sa surface est évaluée à 2 511 000 km<sup>2</sup>, soit environ cinq fois la surface de la France.

La Méditerranée est un bassin semi fermé relié à l'Océan Atlantique par le détroit peu profond de Gibraltar (~ 14km de large et 300m de profondeur). L'Organisation Hydrographique Internationale la divise en deux bassins principaux, le bassin oriental et le bassin occidental, délimités par un seuil peu profond (400m) situé entre la Tunisie et la Sicile. Sa configuration géométrique particulière, ses nombreuses îles, sa bathymétrie escarpée et ses 46 000 km de littoral rendent complexe la circulation océanique de cette mer intérieure.

L'étude de cette thèse se concentre sur la partie ouest de la Mer Méditerranée, elle même divisible en plusieurs sous-bassins (figure 2.1) : la Mer d'Alboran, le Bassin Algérien, la Mer des Baléares, le Bassin Nord comprenant la Mer Catalane, le Golfe du Lion et la Mer de Ligurie, et enfin la Mer Tyrrhénienne

### 2.2.2 Influence climatiques à l'échelle du bassin

#### Forçages atmosphériques en vent

Le climat méditerranéen occidental est caractérisé par des hivers doux et humides et par des étés chauds et secs. L'orographie remarquable bordant le bassin ouest composée des Pyrénées, des Alpes ou encore de l'Atlas au Nord de l'Afrique, confère à cette région une circulation atmosphérique très marquée. Ces reliefs donnent naissance à des vents violents qui impactent directement la circulation océanique. On peut mentionner le Sirocco, qui souffle un vent chaud et sec de l'Afrique vers l'Europe, ou encore la Tramontane et le Mistral dans le Golfe du Lion, qui sont des vents du nord, chargés d'air froid et sec. Ces derniers entraînant de fortes pertes de chaleur à la surface de la mer, en particulier en période hivernale ou cela peut atteindre localement jusqu'à -1000 W/m<sup>2</sup> (Mertens and Schott, 1998).

Le détroit de Gibraltar joue aussi un rôle non négligeable au niveau du forçage atmosphérique agissant sur la circulation océanique du bassin méditerranéen. La différence de pression à la surface de l'eau entre l'Atlantique et la Méditerranée peut engendrer des vitesses de l'ordre de 0.4 m/s (Candela et al., 1989). Ce forçage induit des variations de masses responsables de 40% de la variabilité du signal océanique de mésoéchelle (Pujol

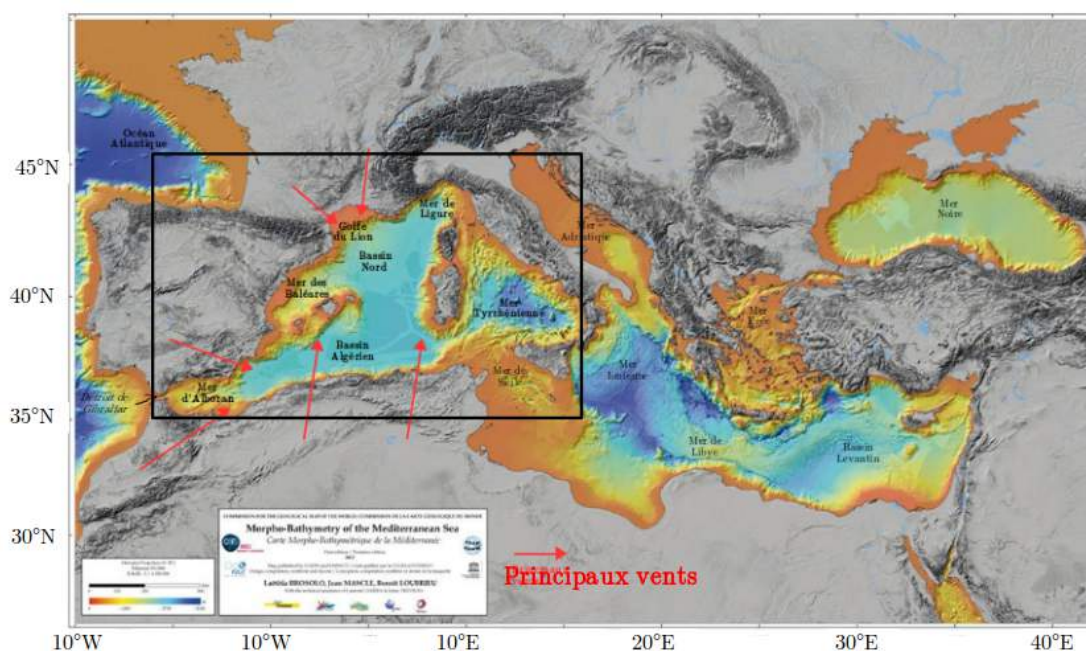


FIGURE 2.1 – Bathymétrie de la Mer Méditerranée et nomenclature des différentes sous-régions du bassin occidental. La zone d'étude correspondant au bassin occidental est encadrée. Bathymétrie variant de 0 à 3500 m de profondeur.

and Larnicol, 2005). Le forçage haute fréquence en vent et en pression influence aussi la réponse de l'océan, et particulièrement la variabilité du niveau de la mer en zone côtière. Ces forçages atmosphériques agissent à toutes les échelles y compris la mésoéchelle et jouent un rôle très important dans les phénomènes couplés océan-atmosphère (Projet HyMex<sup>1</sup>).

### Variabilité saisonnière et inter-annuelle

La Mer Méditerranée présente un cycle saisonnier marqué, induit par les forçages atmosphériques décrits précédemment et visible sur les champs de SST ou SSS, sur les transports aux détroits (Vignudelli et al., 2000b; Béranger et al., 2004) ainsi que sur la profondeur de la couche de mélange (D'Ortenzio et al., 2005; Houpert et al., 2015). Les différences de hauteur de mer en fonction des saisons sont de l'ordre de 20 cm à 30 cm en Mer Méditerranée. Le cycle saisonnier est aussi visible à partir des cartes altimétriques de SLA, comme le montre la figure 2.2, où les dénivellations du mois de mars sont à l'opposé de celles du mois de septembre.

Cette mer semi-fermée est également marquée par une variabilité interannuelle sous l'influence principale de l'oscillation Nord Atlantique (NAO pour *North Atlantic Oscillation*) qui impacte le niveau de la mer en fonction des précipitations qu'elle apporte, de l'évaporation qu'elle entraîne ou encore de la pression atmosphérique qu'elle exerce. Ce mode de variabilité atmosphérique grande échelle influence en effet le climat régional et les flux océan-atmosphère (Xoplaki et al., 2003; Rixen et al., 2005; Vignudelli et al., 1999). Cela peut moduler le phénomène de convection sur le plateau continental du Golfe du Lion (Bethoux et al., 2002). Les variations de hauteur de mer sont inversement corrélées avec l'indice de NAO en mer Méditerranée. Les cartes altimétriques de SLA permettent aussi de mettre en évidence cette relation (figure 2.3). L'indice de NAO pour les deux

1. HyMex : *HYdrological cycle in the Mediterranean EXperiment*, (<https://www.hymex.org/>)

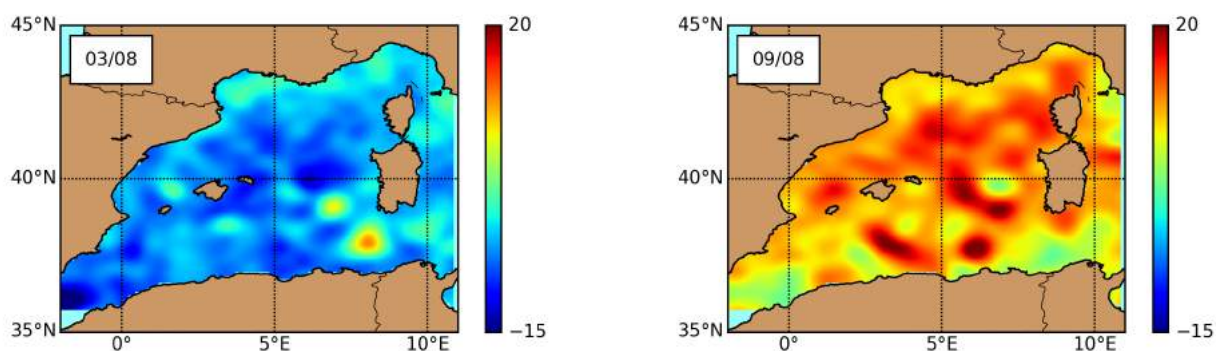


FIGURE 2.2 – Exemple de variabilité saisonnière d’anomalie de hauteur de mer (cm) issue de produits altimétriques cartographiques (DUACS) : Mars 2008 à gauche ; Septembre 2008 à droite.

hivers (2009-2010 et 2010-2011) est très négatif contrairement à l’hiver 2008-2009. Nous observons nettement sur la figure 2.3 que les variations des anomalies de hauteurs de mers sont antagonistes entre l’hiver 2008 et les hivers 2009 et 2010.

La Méditerranée montre aussi des évènements ponctuels dus aux vents violents locaux et épisodiques, ainsi qu’une variabilité interne importante résultant des divers processus physiques interagissant entre eux (Robinson et al., 2001).

### 2.2.3 Échanges d’eaux et de chaleur

L’effet des vents, conjugué à l’aridité du climat méditerranéen, entraîne une évaporation intense, qui n’est pas compensée par les précipitations atmosphériques et la quantité d’eau relativement faible apportée par les fleuves et les rivières. Le taux de salinité y est plus élevé et les températures d’eau plus chaudes qu’en Atlantique. Avec en moyenne un déficit d’environ 3 millions de  $m^3$  d’eau, la Mer Méditerranée est classée comme un “bassin d’évaporation”. S’il n’était pas compensé par un apport de masse externe, ce déficit conduirait à l’abaissement du niveau des eaux d’environ 1m/an (Bethoux, 1979). Le flux d’eau Atlantique, entrant par le détroit de Gibraltar, assure le maintien de la masse d’eau du bassin constante, et une veine d’eau salée sortant en profondeur, permet également de maintenir la teneur en sel constante. La température de l’eau du bassin occidental varie entre  $12^{\circ}\text{C}$  et  $23^{\circ}\text{C}$  environ et sa salinité est proche de  $37\text{ g/L}$ .

Un autre élément clé de cette recirculation horizontale et verticale sont les zones de convections profondes, centrées dans les gyres cycloniques du Golfe du Lion, en Mer de Ligure et sur le plateau continental. Elles correspondent à des cellules convectives hivernales aux très petites échelles. L’ensemble de ces flux de masses d’eaux entrant et sortant, l’évaporation intense et les cellules convectives, sont des moteurs indispensables à la circulation thermohaline de tout le bassin. C’est donc tout un système thermodynamique complexe et contraint par la géométrie du bassin, les vents et la pression atmosphérique qui est mis en oeuvre dans cette région, impliquant notamment des processus de méso et fine échelle.



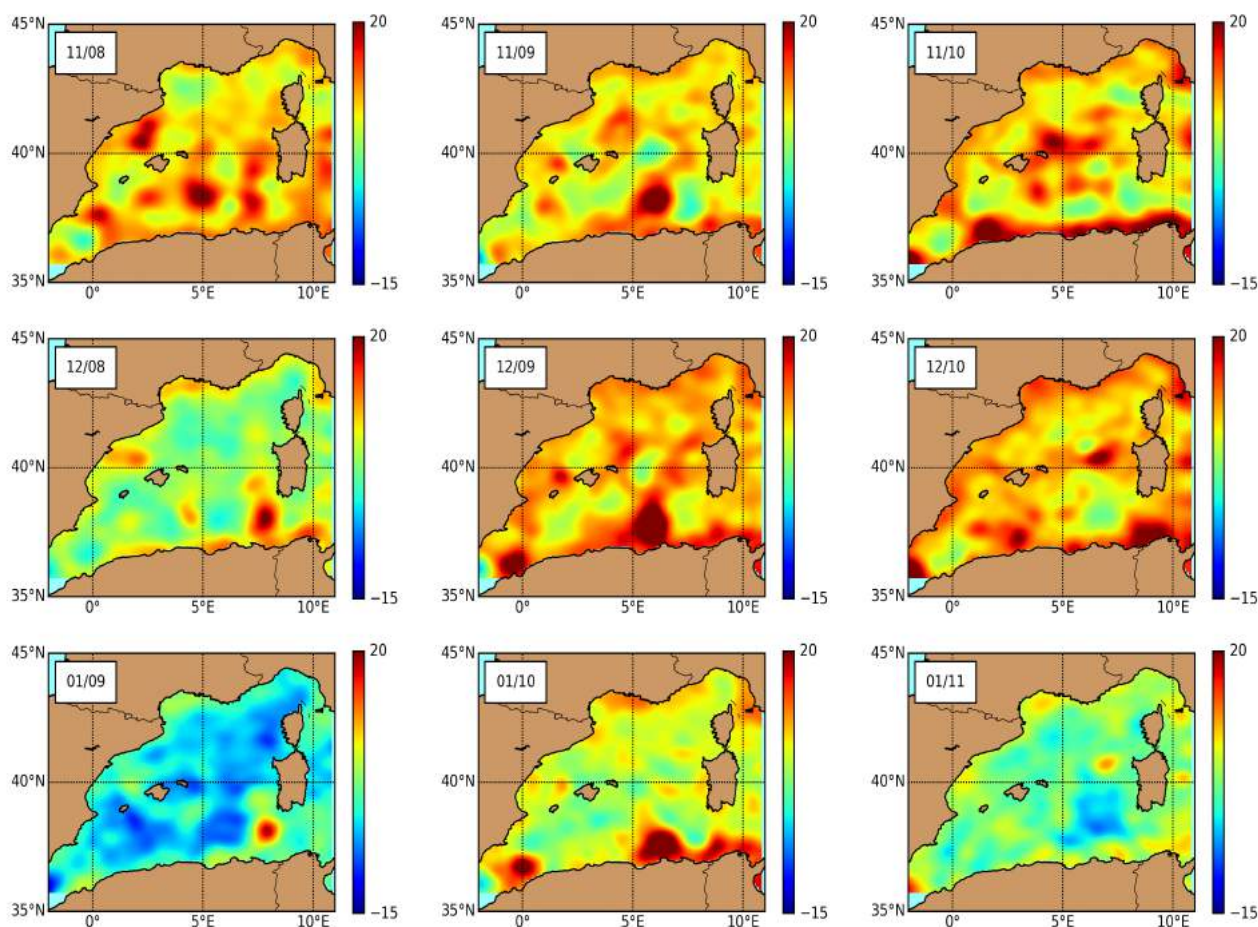


FIGURE 2.3 – Exemple de variabilité inter-annuelle d’anomalie de hauteur de mer (cm) des mois d’hiver : Novembre (haut), Décembre (milieu), Janvier (bas) de pour les années 2008 (gauche), 2009 (centre) et 2010 (à droite). Les données proviennent des des produits DUACS.

## 2.3 Dynamique océanique et variabilité mésoéchelle

### 2.3.1 Circulation générale

De manière générale, la circulation et le transfert des masses d’eaux en Mer Méditerranée sont forcés par les échanges de masses d’eaux aux détroits, la tension de vent et les flux de flottabilité à la surface. La circulation présente des interactions multi-échelles allant de l’échelle du bassin (circulation thermohaline) jusqu’aux structures les plus courtes de la mésoéchelle. On retrouve une circulation régionale avec des sous-gyres de mésoéchelles et de la turbulence à méso et sous-mésoéchelle active dans les transports horizontaux et verticaux qui impactent sa thermodynamique. Les échelles d’interaction résultent de différents forçages, comprenant les forçages intenses agissant à la surface, les influences topographiques, côtières et insulaires, et les processus dynamiques internes (Robinson et al., 2001; Petrenko, 2003; Petrenko et al., 2005). Les processus physiques à l’origine de ces interactions dans cette région sont complexes, et couvrent un large éventail de variabilités spatiales et temporelles (Larnicol et al., 2002; Hamad et al., 2005; Malanotte-Rizzoli et al., 2014). La circulation est marquée par une variabilité saisonnière, inter-annuelle et

pluriannuelle avec des processus énergétiques forts, en particulier pendant l'hiver.

La circulation générale méditerranéenne a fait l'objet de nombreuses études, basées sur des observations (Millot, 1999; Alérola and Millot, 2003; Millot and Taupier-Letage, 2005; Taupier-Letage, 2008) ou de la modélisation numérique (Béranger et al., 2004, 2005; Guihou et al., 2013; Lebeaupin Brossier et al., 2011, 2013; Molcard et al., 2002a). Plusieurs schémas de circulation ont été établis et ont évolué au fur et à mesure de l'augmentation des moyens d'observations spatiales et in-situ, et des avancées dans le domaine de la modélisation. On citera notamment une revue des différentes connaissances réalisée récemment par Pinardi et al. (2015). En Méditerranée Occidentale, on distingue trois principales masses d'eau en fonction de leur profondeur, salinité et température : les eaux de surface, les eaux intermédiaires et les eaux profondes. Les dynamiques responsables des mécanismes du mouvement de ces différentes masses d'eaux résultent en partie de la dynamique de surface. Nous ne précisons pas en détail ici la circulation des masses d'eaux intermédiaires et profondes mais plusieurs articles sont dédiés à leur description (Millot, 1999; Pinardi and Masetti, 2000; Malanotte-Rizzoli, 2001; Millot and Taupier-Letage, 2005).

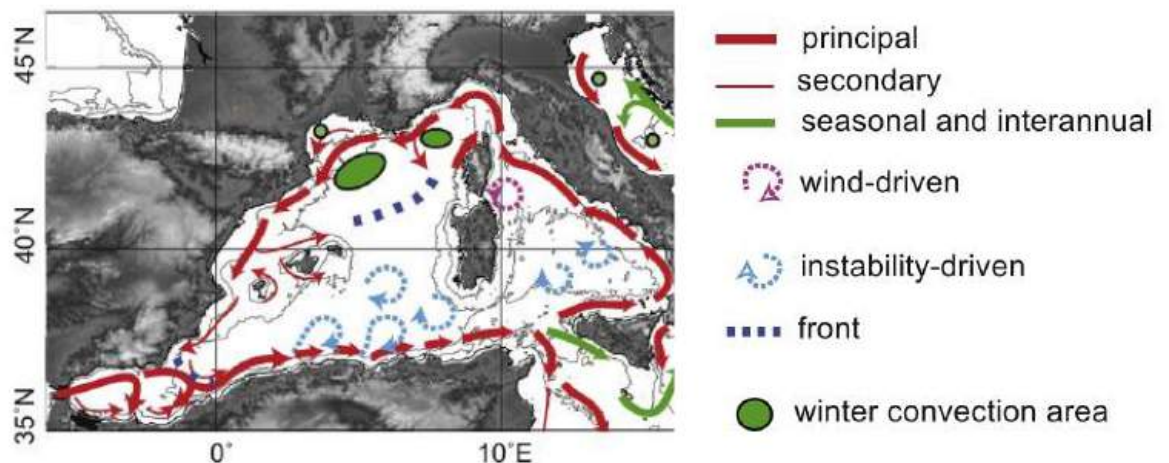


FIGURE 2.4 – Circulation générale des eaux Méditerranéennes de surfaces selon Millot (1999) et revue par Durrieu de Madron et al. (2011).

Globalement la circulation du bassin occidental suit un trajet cyclonique comme illustré sur la figure 2.4. L'eau provenant d'Atlantique entre par le détroit de Gibraltar et longe les côtes africaines d'ouest en est. Environ deux tiers de cette masse d'eau continuent dans le bassin oriental alors que le dernier tiers remonte en Mer Tyrrhénienne, circulant cycloniquement le long des côtes italiennes avant de franchir le canal corse. De là, elle fusionne au niveau du Golfe de Gène avec le courant Ouest Corse provenant du bassin Algérien. Cette fusion donne le Courant Nord, qui redescend le long des côtes françaises et espagnoles. Une branche de cette masse d'eau de surface bifurque vers le nord-est des Baléares tandis que le reste ressort en Atlantique par le détroit de Gibraltar.

On peut aussi noter dans la zone du Golfe du Lion des phénomènes de convection profonde, représentés par des cercles verts sur la figure 2.4. La convection profonde correspond à un événement de mélange vertical intense où les eaux denses plongent rapidement sous l'effet de flux atmosphériques violents. C'est un processus complexe qui joue un rôle primordial pour la circulation thermohaline (Marshall and Schott, 1999) et dont le mélange

vertical fait intervenir toute la colonne d'eau. La Méditerranée est l'une des rares régions au monde à cette latitude où l'on observe ce phénomène, au large du plateau continental (Herrmann et al., 2008). On retrouve ce phénomène dans trois autres régions : dans les Mers du Labrador et d'Irmingier, les Mers de Norvège et du Groenland, ainsi que dans les Mers de Weddell et de Ross, qui sont des régions (sub)polaires, difficiles d'accès et plutôt délicates pour étudier cette dynamique.

### **2.3.2 Caractéristiques de la circulation mésoéchelle**

Les études basées sur de la modélisation et des observations ont montré que le bassin méditerranéen est une zone de dynamique mésoéchelle active (R. Robinson et al., 1987; Ayoub et al., 1998; Herrmann, 2008). Comme nous l'avons déjà mentionné, le rayon interne de déformation de Rossby, qui définit les échelles dominantes de l'activité mésoéchelle, est relativement faible ( $\sim 6$  km au Nord et 15 km au Sud) en comparaison à d'autres régions à la même latitude, comme le Gulf Stream (entre 25 km et 65 km). Cette caractéristique de la mésoéchelle petite et rapide rend cette région particulièrement difficile à étudier. Elle a fait l'objet de nombreuses études depuis les années 1970 et ne cesse de bénéficier des nouvelles méthodes d'observations et simulations.

#### **La Mer d'Alboran**

La Mer d'Alboran, située à l'entrée du détroit de Gibraltar, est une zone du bassin très dynamique avec une variabilité marquée par la mésoéchelle. Cette région se caractérise par deux larges gyres anticycloniques (Tintore et al., 1988; Arnone et al., 1990) observables par des observations in-situ et satellites de SST ou SSH et bien restitués par la modélisation (Viúdez et al., 1996; Renault et al., 2012; Peliz, 2012; Peliz et al., 2013). Ces deux gyres présentent deux régimes différents (Vargas-Yáñez et al., 2002) : un mode quasi permanent pour le gyre Ouest et un mode intermittent pour le gyre Est (Renault et al., 2012; Peliz et al., 2013). Entre ces deux gyres, un jet frontal séparant les eaux entrant d'atlantiques des eaux méditerranéennes (Tintore et al., 1988) d'une largeur de 15-20 km s'écoule de l'Espagne vers l'Algérie dans les 100 premiers mètres de la couche de surface. Ce courant sinueux marqué est dominé par des processus agéostrophiques dans le jet et des processus quasi-géostrophiques aux environs (Oguz et al., 2014). Les processus de génération, migration et d'interaction entre ces gyres font encore l'objet d'analyses. A l'aide de simulations numériques haute résolution, Sánchez-Garrido et al. (2013) ont souligné l'importance des processus à petite et sous mésoéchelle impactant la variabilité temporelle de la circulation de surface de cette sous région.

#### **Le Bassin Algérien**

Le Courant Algérien (CA) sortant de la Mer d'Alboran est un courant qui longe la côte africaine dans le Bassin Algérien. Ce courant est hautement instable et connu pour développer des grands méandres qui donnent naissance à des tourbillons anticycloniques. Ces tourbillons sont bloqués au niveau du canal de Sardaigne et se propagent vers l'ouest (Taupier-Letage et al., 1998; Font et al., 1998; Salas et al., 2001). Ils ont été observés et décrits à l'aide de mesures in-situ (Benzohra and Millot, 1995; Font et al., 1998), d'observations satellites (Millot et al., 1997) y compris altimétriques (Ayoub et al., 1998). Ces tourbillons ont des diamètres de l'ordre de 100 à 200 km. Puillat et al. (2002) ont montré à l'aide de données SST (AVHRR), qu'ils ont une durée de vie plutôt longue, pouvant aller jusqu'à 3 ans. L'extension de ces tourbillons peut être profonde, jusqu'à plus de 1000

m (Ayoub et al., 1998; Ruiz et al., 2002). Millot (1991) a montré qu'ils étaient principalement générés par instabilités baroclines. Ces tourbillons Algériens sont aussi une source principale d'activité mésoéchelle pour le bassin Algéro-Provençal, où ils sont difficiles à distinguer des signatures des tourbillons anticycloniques et barotropes formés par les eaux intermédiaires près de la Sardaigne, vers 39°N (Testor et al., 2005).

### **Le Bassin Nord Occidental**

La partie Nord du bassin présente une bathymétrie plus complexe ainsi qu'une forte variabilité spatiale et saisonnière de la profondeur de la couche de mélange. La Mer de Ligurie et le Golfe du Lion sont fortement contraints par le forçage atmosphérique et principalement dominés par un grand gyre cyclonique (Pinardi, 2004). Ce gyre est bordé au nord par un étroit courant, le Courant Nord (CN), qui s'écoule vers l'ouest le long des côtes européennes (Millot, 1999) sur une largeur de 20 à 40 km et bien défini jusqu'à une profondeur de 300 à 400m. Des intrusions du Courant Nord ont été observées à plusieurs endroits du plateau continental du Golfe du Lion et Millot and Wald (1980) soulignent que le vent de sud-est joue un rôle déterminant dans ces intrusions. En combinant des mesures in-situ et des données de simulation numériques haute résolution, Barrier et al. (2016) ont confirmé que des épisodes de vent d'est ou de nord est génèrent des intrusions du Courant Nord sur l'Est du Golfe, mais à travers des mécanismes physiques de nature bien différente suivant l'orientation de ces vents. Ces auteurs soulignent également que les vents de nord ouest sont associés à des intrusions principalement en été, lorsque la colonne d'eau est bien stratifiée. Cependant, ces forçages atmosphériques ne sont pas des conditions nécessaires aux intrusions. Les études de modélisation, ainsi que des images satellites et mesures in-situ, montrent que ce Courant Nord subit de fortes variations saisonnières et développe des méandres et tourbillons de 10 à 100 km en raison d'instabilités barotropes ou d'une combinaison d'instabilités barotropes et de baroclines (Crepon et al., 1982; Sammari et al., 1995; Flexas et al., 2002). À partir des données de SST (AVHRR), Flexas et al. (2002) ont confirmé que les grands méandres ont une longueur d'onde supérieure à 60 km. L'activité mésoéchelle de cette région est relativement faible au printemps et en été. Elle augmente rapidement en automne jusqu'à une intensité maximale en hiver (Robinson, 2010; Taupier-letage and Millot, 1986; Alberola et al., 1995; Font et al., 1995). Le rotationnel du vent et la Tramontane non uniforme génèrent également par pompage d'Ekman des tourbillons anticycloniques dans le sud ouest du Golfe du Lion. L'origine de ces tourbillons et leur dynamique a été étudiée par Rubio et al. (2009) à l'aide d'une simulation du modèle SYMPHONIE. Ce phénomène typique entraîne à partir du mois d'août, des tourbillons anticycloniques qui sont advectés le long du plateau continental catalan de manière récurrente.

### **La Mer des Baléares**

Le Courant Nord continue vers l'ouest dans la Mer des Baléares où il se divise en deux branches : l'une s'écoule vers le sud-ouest le long de la côte catalane et une autre remonte vers l'est le long des îles Baléares (figure 2.1). Plusieurs travaux ont contribué à l'étude de la circulation mésoéchelle dans cette sous-région, à l'aide d'observations satellites et de mesures in-situ (Pinot et al., 1995; Rubio et al., 2009; Bouffard et al., 2010). García et al. (1994) ont étudié la variabilité de la circulation de surface à l'aide d'images infrarouges et de mesures in-situ et ont notamment démontré que la variabilité mésoéchelle de cette région est très intense et équivalente à celle du Courant Algérien. Les tourbillons dans cette région sont décrits comme ayant des tailles entre 15 à 100km (Pascual et al., 2010;

Amores et al., 2013). Les deux branches du courant sont principalement en équilibre géostrophique, mais à proximité des zones de pente, des instabilités de dynamique frontale peuvent générer des tourbillons de mésoéchelle (Rubio et al., 2009), ainsi que des filaments et des modifications du courant sur le plateau continental (La Violette et al., 1990). A l'aide d'observations et mesures satellites, Pascual et al. (2002) ont étudié la formation et l'évolution d'un tourbillon dans cette région et ont montré que ces tourbillons mésoéchelles peuvent modifier les structures à plus grande échelle et la circulation régionale. En plus des instabilités du Courant des Baléares, un rotationnel de tension de vent négatif peut conduire à des tourbillons anticycloniques, qui ont été détectés par l'altimétrie et des mesures in situ (Hu et al., 2011). Néanmoins, la circulation thermohaline dominante de cette sous-région tend à inhiber la génération de vorticité anticyclonique induite par le rotationnel de vent (Pascual et al., 2002). A l'aide de données satellites, Birol et al. (2010) ont mis en évidence une variabilité inter-annuelle significative dans cette région, suggérant l'existence d'interactions non linéaires complexes entre les différentes échelles spatio-temporelles de la circulation.

## 2.4 Moyens d'observations de la circulation mésoéchelle

Notre connaissance de la circulation actuelle et les caractéristiques des tourbillons décrits ci-dessus, ont pu être établis et améliorés au fur et à mesure, grâce aux nombreuses études de la zone et à la multiplication des différents moyens d'observation de l'océan depuis ces dernières années. Nous présentons dans cette section, les forces et les faiblesses des divers types de mesures, qui permettent un suivi de la circulation méditerranéenne en complément des produits altimétriques disponibles.

### 2.4.1 Par les données altimétriques le long des traces

Les données altimétriques le long des traces actuelles sont dans l'ensemble plus précises que les premières mesures altimétriques, en particulier grâce aux progrès technologiques des instruments (tableau 1.1). Cependant, ces altimètres présentent une variabilité du niveau de bruit de mesure qui impacte les observations à fine échelle (Morrow et al., 2017a). Dans leur étude concernant la région nord-occidentale de la Mer Méditerranée, Morrow et al. (2017a) quantifient cette variabilité pour les altimètres Jason-2, SARAL/AltiKa et CryoSat-2. Il en ressort que le niveau de bruit de mesure présente de fortes variations saisonnières dans cette région, notamment pour Jason-2 et SARAL/AltiKa. Le bruit est plus élevé durant l'hiver lorsque la rugosité de la surface de la mer est plus importante. Ces trois altimètres sont alors limités durant cette saison à des observations de structures de plus de 40-50km de longueurs d'ondes. Or cette saison est riche en activité sous-mésoéchelle énergétique. En été, lorsque l'activité sous-mésoéchelle est moins forte, le satellite SARAL/AltiKa peut mesurer des structures de 35 km de longueurs d'ondes mais Jason-2 et Cryosat-2 restent limités à une détection de l'ordre de 50-55 km, du fait de leur niveau de bruit plus important.

### 2.4.2 Produits cartographiques adaptés

La chaîne de traitement DUACS développe des produits spécifiques à la Mer Méditerranée qui tiennent compte de la dynamique particulière de cette région à la variabilité mésoéchelle intense et plus fine échelle que l'océan global. Pujol and Larnicol (2005) ont calculé les échelles de corrélations spatiales et temporelles à partir des cartes altimétriques DUACS sur une période de 9 ans (de 1993   2001) et des données le long des traces de

TOPEX/POSEIDON. Malgré les variations spatiales de ces estimations (échelles temporelles autour de 16 à 20 jours dans le bassin Algérien et de 6 à 8 jours dans la partie Nord Occidentale), les paramètres choisis comme échelles de corrélation pour l'interpolation optimale des données altimétriques ont été considérés constants. Il faut en effet trouver un compromis entre les caractéristiques réelles du signal mésoéchelle et la capacité d'échantillonnage de ce signal par les mesures altimétriques. Les échelles de corrélation choisies d'après l'étude de Pujol and Larnicol (2005), encore utilisées actuellement, sont de 100 km spatialement (méridionnalement et zonalement) et de 10 jours temporellement.

Pour les produits spécifiques à la Méditerranée, l'échantillonnage des données est moins restrictif que pour la cartographie globale. Un point sur deux est sélectionné au lieu de un sur trois, ce qui correspond à une données tous les 14 km plutôt que tous les 21 km. Il en est de même pour le filtrage spatial effectué pour enlever les bruits résiduels : la fréquence de coupure en Méditerranée est fixée à 40 km contre 65 km pour la cartographie globale. Le traitement des biais de grandes longueurs d'ondes est aussi différent, il s'applique aux données supérieures à 400 km de longueurs d'ondes. Enfin, la MDT utilisée pour générer les produits de hauteur de mer à partir des anomalies est également spécifique à la région, plus précise et mieux adaptée aux fines échelles.

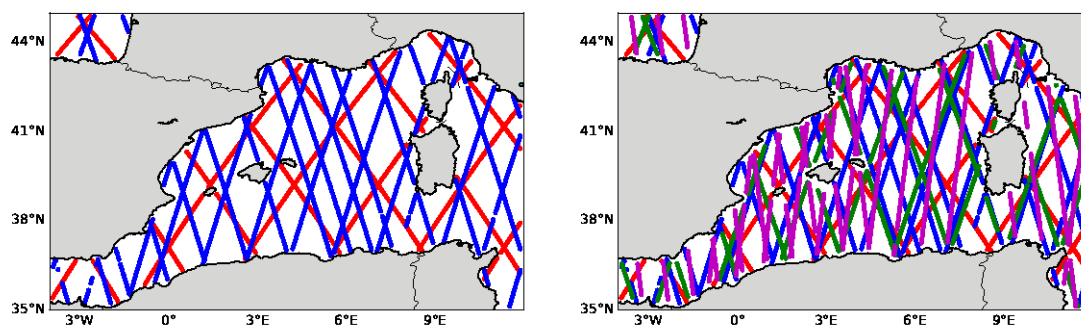


FIGURE 2.5 – Traces au sol des altimètres utilisés pour la réalisation de cartes DUACS du 20 janvier 2015 avec : a) Jason-2 (rouge) et Saral/Altika (bleu) ; b) Jason-2 (rouge), Saral/Altika (bleu), Cryosat-2 (magenta) et HY-2A (vert).

La figure 2.5 illustre les traces au sol en Mer Méditerranée utilisées pour la réalisation de cartes altimétriques pour un jour donné : à partir de deux satellites (pour les cartes de références) et à partir de quatre satellites (meilleur échantillonnage possible pour cette date). Pour la réalisation des cartes avec seulement deux satellites (figure 2.5a), on constate que la distance qui sépare les traces au sol est assez irrégulière et peut atteindre plus de 120 km, limitant ainsi l'observation de la variabilité mésoéchelle. L'espacement des traces au sol pour réaliser les cartes avec les quatre altimètres est réduit et plus régulier (figure 2.5b). Dans la région méditerranéenne occidentale, cette distance inter-traces reste inférieure à 50km pour 90% du domaine (Escudier, 2015).

Néanmoins, comme mentionné précédemment, ces produits cartographiques restent cependant limités à l'observation des structures de 75 km de diamètre en Mer Méditerranée. Malgré les améliorations récentes, ces cartes altimétriques restent toujours lissées et sous-estiment une part importante de la dynamique sous-mésoéchelle, pourtant bien identifiée à l'aide de mesures in-situ (Pascual et al., 2010; Nencioli et al., 2011).

La Mer Méditerranée est une région qui comporte de nombreuses zones côtières qu'il faut prendre en compte dans les analyses des données. Il faut également souligner la limite de fiabilité des mesures altimétriques en domaine côtier, dans les zones de faible bathymé-

trie où les erreurs sont importantes. Escudier et al. (2013) ont mis au point une méthode de cartographie innovante afin d'améliorer la caractérisation de la dynamique côtière et mésoéchelle. Leur résultats montrent un contenu spectral plus proche des données le long des traces altimétriques, et avec une augmentation du niveau d'EKE dans la gamme de la mésoéchelle (25% plus fort que celui des cartes DUACS standard). Les produits d'Escudier et al. (2013) représentent mieux les caractéristiques de la mésoéchelle en comparaison avec diverses observations in-situ et de SST, dont une amélioration de plus de 25% de la corrélation avec des données de planeurs. Cependant, la résolution et la précision de ces produits sont inhomogènes et restent concentrées près des données altimétriques le long des traces. Ce type de cartes peut donc servir pour des études locales, proches de l'échantillonnage spatio-temporel des données altimétriques, mais n'est pas adapté à l'étude de la dynamique sous-mésoéchelle à l'échelle globale du bassin méditerranéen et de manière continue en temps.

### 2.4.3 Par les autres systèmes d'observations

Les données altimétriques ne sont pas les seules mesures qui nous permettent d'étudier le signal de la circulation mésoéchelle. La Mer Méditerranée a été intensivement étudiée et bénéficie d'une richesse de travaux issus de divers projets et analyses de l'état de mer combinant différents types de données : altimétriques, imagerie satellites, in-situ et modélisation.

#### Imagerie satellite

Les spectromètres imageurs comme SeaWiFS et MODIS sont des capteurs passifs mesurant dans le visible. Ils permettent d'observer la couleur de l'océan en mesurant la concentration de chlorophylle en fonction du contenu en phytoplancton de l'eau de mer proche de la surface. La chlorophylle est en effet un proxy de la biomasse phytoplanctonique et ces images à haute résolution ( $\sim 1-4$  km) sont particulièrement utiles pour étudier les processus hydrodynamiques.

Les capteurs mesurant dans l'infrarouge comme les radiomètres imageurs infrarouges, permettent d'observer la température de surface de mer. Ces mesures à haute résolution spatiale (résolution de 1 à 4 km pour la série des imageurs AVHRR "*Advanced Very High Resolution Radiometer*") sont largement utilisées pour étudier la circulation et notamment les fronts thermiques et tourbillons de surface (Bardey et al., 1999). Les radiomètres micro-ondes à balayage sont également des capteurs capables d'observer la température, la salinité, ainsi que la rugosité de la surface de mer. Cependant ces données sont de résolution assez grossière, autour de 50 km, ce qui ne permet pas d'étudier complètement le signal à mésoéchelle en Mer Méditerranée.

Ces images satellites, de SST ou de couleur de l'eau, ne sont pas des grandeurs dynamiques comme la hauteur de mer. Elles peuvent néanmoins fournir des informations sur les processus océaniques par les déformations et déplacement observés dans ces champs de traceurs. Certaines méthodes sont étudiées pour calculer à partir de ces traceurs des variables dynamiques telles que les vitesses de courant (Vigan et al., 2000) ou encore pour relier ces traceurs à la SSH afin d'améliorer la résolution des champs de hauteur de mer (Gaultier et al., 2013; Fablet et al., 2017). Néanmoins, ces méthodes restent dépendantes des mesures des radiomètres infrarouges à haute résolution qui présentent des limites de par leur sensibilité à la couverture nuageuse qui empêche toute mesure de surface de mer. Cette couverture nuageuse impacte également les observations de couleur de l'eau. Même si la Mer Méditerranée est une région avec un climat relativement ensoleillé, la présence

des nuages est relativement importante en période hivernale et cela rend les données inhomogènes en temps. Ces images satellites ne fournissent donc pas un jeu exploitable dans la durée, mais elles peuvent par contre servir à la validation de certains résultats en analysant les positions des fronts thermiques et de chlorophylle.

### Mesures in-situ

Si les données satellites sont réellement profitables à l'étude de la circulation, elles ne permettent pas d'observer directement la dynamique océanique sous la surface. Les mesures in-situ apportent des informations ponctuelles de la circulation océanique, directement exploitables à différentes profondeurs, mais nécessitent aussi de nombreux traitements avant de pouvoir être exploitables. Différentes techniques de mesures existent pour étudier l'océan et elles sont adaptées en fonction de ce que l'on souhaite observer comme gamme spatio-temporelle de processus.

Parmi ces différents types de mesures, nous pouvons notamment citer les **mouillages**, qui relèvent des mesures à un point fixe et sont équipés de capteurs de température, conductivité, pression et de courantomètres. Ces plateformes ont une fréquence d'échantillonnage réglée en fonction de l'autonomie de l'appareil, en général inférieure à une heure, ce qui permet d'obtenir des séries temporelles de très haute résolution et d'étudier par exemple les ondes internes. Ces mesures donnent aussi accès aux signaux de plus basse fréquence et permettent d'étudier des tourbillons de mésoéchelle (Amores et al., 2013; Zhang et al., 2013).

On dispose aussi de **flotteurs profileurs** qui mesurent le courant horizontal à l'intérieur de l'océan ainsi que la température, la salinité sur des profils de la surface jusqu'à 2000 m de profondeur. Ces instruments coûtent relativement peu cher et ont été massivement développés avec le programme ARGO<sup>1</sup>. Aujourd'hui, ce réseau d'observations mesure près de 9000 profils par mois et permet de caractériser les masses d'eau et processus à larges échelles. Ils permettent aussi d'étudier les structures verticales des tourbillons de mésoéchelle (Pegliasco et al., 2015). En Mer Méditerranée, ce sont environ une centaine de profileurs ARGO qui échantillonnent l'océan sur la verticale. Les mesures peuvent également servir à estimer la contribution de la température et salinité à la hauteur dynamique de l'océan. Il y a aussi des flotteurs dériveurs qui effectuent des mesures de courant et de température à 15m de profondeur. Ces données peuvent servir à calculer les courants géostrophiques de surface si on retire la composante d'Ekman. Ainsi, Poulain et al. (2012) ont compilé une base de données à partir de mesures de flotteurs en Méditerranée, ce qui leur a permis d'en déduire la circulation et le niveau d'énergie cinétique. De part leur caractère dérivant, ces flotteurs sont aussi très utiles pour effectuer des études lagrangiennes comme pour estimer la précision des courants de cartes bidimensionnelles.

On peut aussi mentionner les **gliders** qui sont des instruments autonomes programmés pour des parcours spécifiques régionaux (faible vitesse de navigation) avec une autonomie entre six mois et un an. Ils effectuent le même type de mesures que les flotteurs profilants mais permettent d'accéder aux endroits difficilement échantillonnables par les flotteurs. Ils permettent également de faire des suivis le long de transects précis, ce qui s'avère très utile pour la calibration ou validation de données altimétriques ou encore pour étudier des tourbillons à mésoéchelle (Bouffard et al., 2010).

Des **radars côtiers** effectuent des mesures hautes fréquences du courant de surface et de la hauteur des vagues par mesure Doppler. Leur portée de 50 à 100 km les limite à des études côtières qui sont néanmoins très utiles pour des analyses des courants près

1. Programme ARGO : <http://www.ARG0.ucsd.edu/>



des côtes et qui peuvent servir à évaluer les données altimétriques dans ces zones (Pascual et al., 2015a; Morrow et al., 2017a).

Bien entendu les **campagnes en mer** permettent de réaliser de nombreuses mesures in-situ, en combinant souvent différents types d'instruments leur permettant d'analyser la structure de l'océan localement et d'étudier divers processus comme les caractéristiques de tourbillons (Pascual et al., 2010; Hu et al., 2011). En Mer Méditerranée, différentes campagnes ont été effectuées dans le cadre de projets nationaux<sup>1</sup> ou internationaux<sup>2</sup>.

Enfin, il est important de mentionner les **centres d'observations** qui permettent de centraliser et d'exploiter ces diverses mesures in-situ et de capteurs. Le regroupement, le traitement et l'analyse des différentes mesures in-situ est très utile car leur échantillonnage spatio-temporel est très différent d'un instrument à l'autre et l'intercomparaison des données n'est pas immédiate. Les deux observatoires principaux en Mer Méditerranée Occidentale sont MOOSE (pour *Mediterranean Ocean Observing System for the Environment*) qui est consacré à l'analyse de la partie Nord du bassin et SOCIB (pour *Sistema d'observacio i prediccio costaner de les Illes Balears*) dédié à la Mer des Baléares. Ces centres d'observations permettent de concentrer de nombreuses informations et de planifier ainsi les futures missions et campagnes in-situ nécessaires à l'amélioration de nos connaissances de la dynamique de cette région.

## Bilan de ces mesures satellites et in-situ

L'ensemble de ces différentes mesures in-situ fournit de nombreuses informations complémentaires aux données satellites et sont très utiles pour des études locales. Cependant, elles ne permettent pas un suivi spatio-temporel complet, surtout aux petites échelles, en raison de leur couverture trop ponctuelle. L'altimétrie limite les mesures le long des traces à des structures de l'ordre de 20-30 km de diamètre en Mer Méditerranée, selon le satellite et les saisons. Les cartes sont limitées à des structures de 60 km de diamètre. L'imagerie satellitaire est également limitée en résolution spatiale et fortement impactée par la couverture nuageuse qui altère la continuité temporelle de ces données. Il en ressort un besoin d'avoir recours à d'autres techniques afin de disposer d'une couverture spatio-temporelle plus complète.

### 2.4.4 Par la Modélisation à haute résolution

Depuis plusieurs années, un nombre croissant de modèles hydrodynamiques se développent pour étudier la Mer Méditerranée, que ce soit pour l'océanographie opérationnelle, pour les études côtières ou encore pour les aspects du changement climatique et ses impacts sur les écosystèmes marins. On peut notamment mentionner le modèle SYMPHONIE, qui sera présenté plus en détail au chapitre suivant 3). NEMO (pour *Nucleus for European Modelling of the Ocean*), un modèle de circulation générale océanique développé par un consortium européen<sup>1</sup>, a aussi été utilisé avec différentes configurations pour l'étude la circulation méditerranéenne, concernant notamment le système prévisionnel (Pinardi et al., 2003) ou des études interannuelles et climatiques grâce à des simulations intégrées sur le long terme. Des configurations à plus haute résolution comme OPA-MED16 avec une

1. DOCONUG (UK), LIVINGSTONE, PABO, REI glider, IMEDIA, SOERE MOOSE, SOCIB (ES), REP (IT), GMMC MESOLAB, EQUIPEX NAOS, MISTRALS/HyMeX, ANR ASICS-MED, MISTRALS/MERMeX

2. MERSEA, TOSCA, FP7 : GROOM, PERSEUS, JERICO, E-Aims, OSS-2015

1. Créé en 2008, ce consortium inclue le CNRS, MERCATOR-Océan, le NERC, le Met-Office, le CMCC et l'INGV

résolution spatiale horizontale de  $1/16^\circ$  ont aussi été développées pour étudier spécifiquement la Mer Méditerranée (Béranger et al., 2004, 2005) ou encore GLAZUR 64 avec une résolution horizontale de  $1/64^\circ$  pour étudier la dynamique Nord Occidentale (Guihou et al., 2013). Des simulations issues des configurations NEMOMED8, NEMOMED12 et NEMOMED36 ont récemment été analysées afin d'évaluer l'impact de la résolution sur la circulation au niveau du détroit de Gibraltar (Soto-Navarro et al., 2015). Récemment une configuration à  $1/60^\circ$  (NATL60<sup>2</sup>) a pu être réalisée sur tout le bassin Atlantique Nord incluant la Mer Méditerranée. Nous présenterons quelques résultats obtenus avec cette simulation pour effectuer une comparaison avec la simulation SYMPHONIE au chapitre 6. D'autres modèles ont également servis et servent toujours à analyser et améliorer notre compréhension de la circulation de cette région comme MARS-3D (Lazure and Dumas, 2008). Le modèle ROMS, avec une simulation récente à  $1/32^\circ$ , a notamment permis d'améliorer notre compréhension et les caractéristiques des tourbillons mésoéchelle en Méditerranée Occidentale (Escudier, 2015; Escudier et al., 2016). Mercator Océan fournit aussi des simulations réanalysées à  $1/16^\circ$  incluant de l'assimilation de données pour les 25 dernières années.

Ces modèles sont très utiles à notre compréhension de la dynamique sous-mésoéchelle car ils disposent de plus en plus d'une très haute résolution spatiale. Cependant ils restent limités par certaines approximations physiques et les schémas numériques appliqués pour résoudre ces équations. Ces modèles nécessitent d'être validés suivant les processus que l'on souhaite étudier. Les simulations numériques sont complémentaires des observations in-situ et mesures satellites qui permettent d'évaluer la précision des phénomènes restitués.

## 2.5 Conclusion

La motivation d'étudier la Mer Méditerranée est reliée à divers aspects, climatique, pratique ("océan miniature" facile d'accès), environnemental ou encore économique. Dans ce chapitre, nous avons souligné la particularité de cette région, sa dynamique à plus fine échelle que l'océan global, la configuration géométrique de son bassin, les forçages atmosphériques marqués, sa topographie escarpée et ses nombreuses îles qui lui confèrent une circulation spécifique. La grande variabilité spatio-temporelle des processus océaniques qui s'y déroulent en fait un intérêt majeur et constitue également une difficulté importante dans notre pleine compréhension de sa circulation.

Les observations in-situ et les diverses campagnes menées dans cette région ont permis une bonne connaissance des processus locaux sur des périodes relativement courtes. Les observations spatiales de traceurs de surface à haute résolution tels que la SST ou la couleur de l'eau se révèlent très utiles pour observer les filaments et structures à fine échelle mais sont aussi limités par la couverture nuageuse particulièrement présente en hiver, période durant laquelle les processus à fine échelle sont bien plus développés et plus intenses que le reste de l'année. Les observations spatiales altimétriques de la SSH ne sont pas fiables en zone côtière et près des îles et les cartes altimétriques ne représentent qu'une partie du signal dynamique, celui de la grande mésoéchelle. Ces données de SSH altimétriques sont pourtant les seules observations spatiales à détecter les variations profondes de la colonne d'eau et pas uniquement la variation de surface. Les modèles numériques, de plus en plus performants et donnant accès à une résolution de plus en plus fine ont besoin de validation et nécessitent des données réelles afin d'être calibrés et d'améliorer les paramétrisations. Il en ressort un besoin de disposer de jeux de données de SSH à plus fine échelle, ce qui

---

2. <http://meom-group.github.io/swot-natl60/index.html>

constitue un des objectifs de notre étude.

Deuxième partie

**Approche méthodologique et  
outils numériques**



## Introduction à la mise en place d'une OSSE simplifiée

La mise en place d'OSSEs (*Observing System Simulation Experiments*) est très utile pour aider à l'interprétation de données et au développement de nouvelles techniques d'analyses. Développées depuis les années 1990 pour l'océanographie (Verron, 1990b), ces techniques permettent d'évaluer différentes caractéristiques d'un système d'observations selon les objectifs : l'étude de l'influence des données d'entrée sur la représentativité des phénomènes dans l'état estimé (Masuda, 2014), la technique d'analyse optimale pour la reconstruction de l'état de mer (SOCCOM OSSE program), ou encore d'évaluer l'apport possible de différents scénarios altimétriques par des méthodes d'assimilation de données (Ubelmann, 2009).

Nous introduisons ici notre approche d'évaluation de la méthode d'interpolation dynamique basée sur un modèle de propagation quasi-géostrophique (QG), par la mise en place d'une OSSE très simplifiée avant d'évaluer cette méthode dynamique appliquée à un jeu de données réelles (chapitre 7). Pour mettre en place cette OSSE simplifiée, nous utilisons une simulation numérique haute résolution d'un modèle océanique aux équations primitives (PE) que nous considérons comme la réalité (océan de référence). Nous échantillonons en temps ce champ simulé pour obtenir un jeu d'observations de la circulation océanique de surface avec un sous-échantillonnage temporelle de la même manière que SWOT sous-échantillonnera l'océan réel en Mer Méditerranée, c'est à dire pour obtenir une observation tous les 10 jours.

Nous avons donc deux jeux d'observations simulées : l'un "réaliste" qui est continu en temps, l'autre sous-échantillonné temporellement. Nous utilisons alors le jeu d'observations sous-échantillonné chaque 10 jours comme une ébauche pour lancer un modèle QG à une couche et demie pour reconstruire l'évolution temporelle de la circulation océanique sur 5 à 10 jours. Ces simulations reconstruites avec une physique simplifiée QG seront comparées à la simulation de référence, c'est à dire au modèle PE complet. Nous utilisons les erreurs de reconstruction - différence entre le champ reconstruit par le modèle QG et le champ réaliste de référence (modèle PE), comme mesure qualitative pour la compétence de reconstruction.

Cette forme d'OSSE permet une bonne évaluation de la capacité d'un modèle relativement simple à reconstruire la circulation rapide (1-10 jours) à fine échelle en Mer Méditerranée Occidentale, sans prendre en compte les erreurs d'observations associées aux observations réalistes de références.

Cette partie II est organisée en deux chapitres de manière à présenter la simulation numérique de référence utilisée (chapitre 3) dans le cadre de cette analyse d'OSSE, ainsi que l'évaluation du modèle de propagation QG (chapitre 4) et sa capacité à représenter la dynamique de la Mer Méditerranée. Ces éléments seront ensuite utilisés comme la base de l'interpolation dynamique présentée au chapitre 5.



# Chapitre 3

## Scène de référence

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction à la modélisation . . . . .</b>	<b>64</b>
<b>3.2</b>	<b>Le code calcul du modèle SYMPHONIE . . . . .</b>	<b>64</b>
3.2.1	Présentation générale . . . . .	64
3.2.2	Equations primitives . . . . .	65
3.2.3	Expression de la surface libre . . . . .	66
3.2.4	Discrétisation spatio-temporelle des équations . . . . .	66
3.2.5	Paramétrisations . . . . .	67
<b>3.3</b>	<b>Configuration de la simulation CASCADE HYPERION . . . . .</b>	<b>67</b>
3.3.1	Domaine et grille . . . . .	68
3.3.2	Forçages et conditions aux limites . . . . .	68
3.3.3	Evaluation pour l'étude . . . . .	69
<b>3.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>73</b>

---



Afin de tester notre méthode et de vérifier sa capacité à reconstruire les petites échelles, nous avons besoin de générer un jeu de données synthétiques offrant une bonne représentation des petites échelles océaniques dans notre région. Pour cela nous avons utilisé une simulation issue du modèle numérique SYMPHONIE, que nous considérons par la suite comme notre état de référence. Dans ce chapitre, après une introduction à la modélisation océanique, nous présentons le modèle numérique SYMPHONIE, les détails de la simulation utilisée pour notre étude et nous évaluons les données de cette simulation mise en place en Méditerranée Occidentale par différentes analyses. Nous finissons par estimer les forces et limitations de ce choix pour nos applications.

### 3.1 Introduction à la modélisation

Les données d'observations, de manière individuelle ou combinées, nous ont permis d'approfondir significativement notre connaissance de la circulation générale. La multiplication des mesures in-situ et satellites ainsi que la richesse des systèmes d'observations garantissent une source de données de qualité qui reste essentielle pour améliorer notre compréhension de la dynamique à plus fine échelle. Cependant, malgré l'augmentation croissante des mesures et des techniques de plus en plus efficaces, les coûts élevés des missions d'observation et le manque d'une couverture spatio-temporelle synoptique freinent les analyses scientifiques. Les petites échelles de la circulation océanique restent encore trop peu comprises et surtout difficiles à mesurer de part leur grande variabilité temporelle et spatiale.

La modélisation numérique est un autre moyen de compréhension du système océanique. Comme pour les modèles atmosphériques, cette modélisation est basée sur la discrétisation d'équations mathématiques et le calcul d'évolution des variables du système telle que la hauteur d'eau. Elle permet ainsi de décrire la circulation océanique en fournissant des images tridimensionnelles de couverture globale et continue. Avec le développement considérable des moyens de calcul depuis les trente dernières années, elle est devenue un outil indispensable à notre compréhension de la dynamique océanique. Certains modèles régionaux tels que ROMS, SYMPHONIE ou encore NEMO, sont aujourd'hui capables de représenter la circulation à très fine échelle (jusqu'à  $1/60^\circ$ ) et de façon continue en temps. Néanmoins cette technique présente aussi des limites, de par l'imperfection des modèles et des forçages. Les sources d'erreurs sont diverses, provenant des simplifications et approximations des équations, de l'incertitude des paramétrisations utilisées ou encore de l'aspect chaotique de l'océan lui même. C'est l'utilisation conjointe des observations et de la modélisation qui permet de valider le réalisme de ces modèles et de progresser vers une meilleure compréhension des phénomènes physiques.

### 3.2 Le code calcul du modèle SYMPHONIE

#### 3.2.1 Présentation générale

SYMPHONIE est un modèle de circulation océanique régionale développé de façon continue au Pôle Océan et Couplages de l'observatoire Midi-Pyrénées de Toulouse. Il fait partie du système SIROCCO (SImulation Réaliste de L'OCéan COtier) labellisé modèle communautaire par l'INSU en 2007. Les applications du modèle sont nombreuses. Le modèle Symphonie a en effet largement été utilisé et validé pour des études côtières et régionales et montre une expertise considérable dans la caractérisation de la méso et sous-mésoéchelle, en particulier en Méditerranée Nord Occidentale. Plus précisément, il a servit

à étudier les panaches fluviaux comme le Rhône (Estournel et al., 1997, 2001; Marsaleix et al., 1998), les circulations du plateau continental dans le Golfe du Lion (Auclair et al., 2001, 2003; Estournel et al., 2003; Gatti et al., 2006), les formations d’eaux denses de cette région (Herrmann et al., 2008) et du Golfe de Thermaikos (Estournel et al., 2005) ou encore la circulation induite par le vent. Il a aussi permis des travaux sur le cascading (Duffau-Julliand et al., 2004; Ulses et al., 2008), la dynamique haute fréquence dans le Golfe de Gascogne (Herbert et al., 2011) ou encore la dispersion de radio-éléments dans l’océan côtier de la côte Pacifique du Japon (Estournel et al., 2012). Il est également impliqué dans les thématiques liées à l’environnement et peut être couplé à un modèle biogéochimique pour étudier les écosystèmes méditerranéens (Herrmann et al., 2013; Auger et al., 2011, 2014). Une version récente du modèle a été utilisée pour étudier la circulation de la sous-mésoscale dans le Nord Ouest du bassin méditerranéen durant des épisodes de convection (Damien, 2015). Cette étude a permis d’analyser la formation des tourbillons cohérents sous-mésoscale post-convectifs en s’appuyant notamment sur des comparaisons de mesures in-situ existantes. Récemment le modèle a aussi été utilisé comme référence pour des modèles climatiques régionaux à faible résolution (Estournel et al., 2016) en raison de sa précision spatiale et temporelle pour la représentation de la formation d’eaux denses. Le site internet officiel de SIROCCO<sup>1</sup> rassemble les différents travaux liés à son développement et ses applications.

### 3.2.2 Equations primitives

Le modèle SYMPHONIE, comme la plupart des modèles de circulation océanique, est basé sur un système d’équations appelées équations primitives. Ces équations sont issues de la dynamique des fluides géophysiques et plus précisément dérivent des équations de Navier-Stokes en milieu tournant (Gill, 1982). Elles régissent les mouvements sur l’horizontal et la verticale et la thermodynamique du système océan, en vérifiant les lois de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement et de l’énergie. Les forces principales qui agissent sur le fluide sont la gravité, le gradient de pression, la force de Coriolis et les forces de frictions et dissipation. Deux approximations propres à l’océan permettent simplifier ces équations générales et conduisent au système résoluble d’équations primitives. La première est l’approximation de Boussinesq qui consiste à supposer des faibles fluctuations de densité par rapport à une valeur moyenne  $\rho_0$  et qui a pour conséquences de supposer la densité constante sauf dans les termes de gravité. Cela simplifie le système en considérant le fluide incompressible. La seconde est l’approximation hydrostatique, obtenue en supposant l’ordre de grandeur de la vitesse verticale inférieur à celui des vitesses horizontales. Ces deux hypothèses simplificatrices conduisent au système d’équations primitives suivant :

---

1. <http://sirocco.omp.obs-mip.fr>

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -f\vec{k} \times \vec{u}_h - \frac{1}{\rho_0}\nabla_h p + \vec{D}^u \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\vec{u}T) + \vec{D}^T \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \nabla \cdot (\vec{u}S) + \vec{D}^S \quad (3.5)$$

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (3.6)$$

$\vec{u}$  le vecteur vitesse  $\vec{u}_h$  la vitesse horizontale  $T$  la température potentielle  $S$  la salinité  $\rho$  la densité  $p$  la pression  $\vec{k}$  le vecteur vertical (ascendant)  $f$  le paramètre de Coriolis, abordé au chapitre 1.  $\vec{D}^u$ ,  $\vec{D}^T$ ,  $\vec{D}^S$  sont les termes de diffusion de vitesse, température et salinité.

### 3.2.3 Expression de la surface libre

Contrairement à certains modèles qui font l'hypothèse du toit rigide, c'est à dire qui représentent la surface océanique comme constante, SYMPHONIE est un modèle à surface libre. La surface océanique est une variable pronostique qui évolue dans l'espace et le temps. Le code comporte une surface libre résolue de manière explicite par une méthode de pas de temps séparés (Marsaleix et al., 2008) correspondant à une évolution de celle du modèle de l'université de Princeton (Blumberg and Mellor, 1987). L'hypothèse hydrostatique fournit la pression

$$p(z) = p_a + g \cdot \int_z^\eta \rho dz \quad (3.7)$$

Avec  $p_a$  la pression atmosphérique à la surface océanique,  $\eta$  l'élévation de surface de la mer relativement à la surface libre moyenne. L'évolution de  $\eta$  est déduite de la divergence du courant moyenné sur la profondeur,  $(\bar{u}, \bar{v})$  :

$$\frac{\partial(\eta)}{\partial t} + \frac{\partial(h + \eta)\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial(h + \eta)\bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (3.8)$$

Où  $h$  est la hauteur de la colonne d'eau au repos et  $h + \eta$  la hauteur totale de la colonne d'eau.

### 3.2.4 Discrétisation spatio-temporelle des équations

Les équations choisies pour étudier la dynamique sont ensuite résolues numériquement dans un milieu discret. Les choix de cette discrétisation sont déterminants pour les résultats, en particulier pour la stabilité du modèle et le temps de calcul.

#### Grille et schéma numérique d'advection/diffusion

La discrétisation des variables se fait sur une grille curviligne et orthogonale de type C-Arakawa (Arakawa and Suarez, 1983) par la méthode des différences finies. Le modèle est écrit en coordonnées curvilignes sur l'horizontale ce qui permet de traiter les frontières

irrégulières. Sur la verticale il utilise un système de coordonnées sigma généralisées qui sert à suivre précisément la topographie des fonds marins et augmenter la résolution en surface et au fond, permettant de décrire la colonne d'eau de manière adéquate qu'importe la profondeur de la région. Le schéma d'advection utilisé pour les vitesses est un schéma centré d'ordre 4, et celui pour les variables température et salinité est un schéma centré/upwind d'ordre 3 qui favorise l'amont de l'écoulement (Marchesiello et al., 2009).

#### Schéma numérique temporel

La discrétisation temporelle se fait à l'aide d'un schéma explicite de type "Leap-frog" centré d'ordre 2. Ce schéma est couplé à un filtre d'Asselin (Asselin, 1972) pour éliminer le bruit numérique et empêcher la divergence des solutions. Le pas de temps du modèle est limité par le critère de Courant-Friedrichs-Lewy qui dépend de la vitesse de phase des ondes qui se propagent dans le milieu. En dynamique océanique on observe des ondes de gravité externes qui se propagent plus rapidement que les ondes de gravité du mode interne et qui conditionnent ainsi le pas de temps du modèle. Afin de résoudre correctement les ondes de gravité du mode interne le modèle SYMPHONIE utilise une méthode de séparation des pas de temps (Blumberg and Mellor, 1987).

#### 3.2.5 Paramétrisations

La discrétisation utilisée pour résoudre les équations ne permet pas de représenter les échelles plus petites que celle de la résolution de la grille (processus sous-maille). Or les écoulements dans l'océan sont généralement turbulents, surtout dans les couches de surface et de fond où l'on observe toute une gamme d'échelles spatiales allant jusqu'aux échelles microscopiques. Il faut donc paramétrer ces petites échelles de manière à ne pas accumuler de l'énergie aux échelles de la maille. Pour cela on utilise des schémas de fermeture turbulente qui déterminent des coefficients et permettent de fermer le système d'équations du modèle. La paramétrisation de la turbulence dans la colonne d'eau s'appuie sur une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente et un calcul diagnostique d'échelles de longueurs pour le mélange et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente proposé par Bougeault and Lacarrere (1989).

Les conditions aux limites ont également fait l'objet de développements plus approfondis (Marsaleix et al., 2006, 2009b) ainsi que la discrétisation du gradient de pression (Marsaleix et al., 2009a).

A l'interface air/mer, les flux de quantité de mouvement et de chaleur sont calculés à partir de formules bulk. Les détails concernant les méthodes numériques employées pour la conservation de l'énergie sont précisées dans Marsaleix et al. (2008).

L'effet des vagues est calculé à partir de la paramétrisation proposée par Bennis et al. (2011). Cette paramétrisation permet de mieux représenter la circulation générale à proximité des côtes (prise en compte de la dérive de Stokes). Elle améliore également la représentation de la turbulence dans le modèle.

Une modélisation précise de la marée a été développée et implémentée dans le code de calcul (Peraud et al., 2008).

### 3.3 Configuration de la simulation CASCADE HYPERION

Le modèle SYMPHONIE est en évolution constante et de nombreuses configurations sont développées avec différents objectifs d'améliorations. Dans le cadre de cette étude, nous avons utilisé la configuration régionale nommée CASCADE HYPERION.

### 3.3.1 Domaine et grille

C'est une simulation réaliste haute résolution basée sur une grille horizontale curviligne de 388 par 276 mailles, 40 niveaux sur la verticale et une résolution spatiale de 0.6 à 6km (3.1a). Elle a été effectuée sur la période 1991 à 2011.

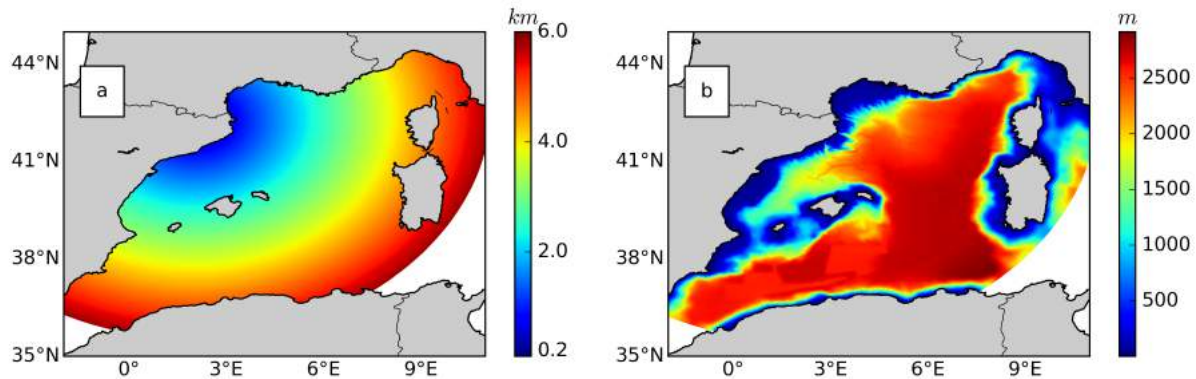


FIGURE 3.1 – Caractéristiques de la simulation *CASCADE HYPERION* : (a) Résolution horizontale de la grille; (b) Bathymétrie

### 3.3.2 Forçages et conditions aux limites

A l'interface océan-atmosphère, les forçages atmosphériques permettent d'imposer des flux de chaleur, des flux d'eau et une tension de surface due au vent. Pour le modèle, les forçages atmosphériques utilisés proviennent du jeu de données ARPERA obtenu à l'aide du modèle atmosphérique haute résolution ARPEGE-Climate (Déqué and Pielichev, 1995) par downscaling dynamique (Guldberg et al., 2005) appliqué aux champs réanalysés ERA40 puis aux champs ECMWF. Concernant les frontières ouvertes sur l'océan, les conditions latérales et initiales sont issues de simulations de NemoMed8 (Herrmann et al., 2010), une configuration à  $1/8^\circ$  de résolution du modèle océanique NEMO appliquée à la mer Méditerranée développée au CNRM. La bathymétrie utilisée est représentée sur la figure 3.1b. Cette simulation prend également en compte l'apport des rivières journaliers<sup>1</sup> qui constituent aussi un forçage non négligeable pour les études côtières par leur apport d'eau douce et les processus convectifs qui s'en suivent.

Cette simulation océanique détaillée ci dessus servira comme champ de référence pour la suite de notre étude. Nous avons choisis une période de 5 ans afin d'obtenir un compromis entre temps de calcul et fiabilité des résultats en terme d'approche statistique (nous ne nous intéressons pas à des variations inter-annuelles comme les études climatique qui nécessitent de travailler sur de longues périodes). Nous avons ainsi utilisés les 5 dernières années disponibles de la simulation, c'est à dire la période 2007 - 2011. Ces 5 ans comprennent des épisodes de convections profondes particulièrement intenses (2009 - 2010 - 2011). Cette période couvre plusieurs campagnes océanographiques dont celles réalisées dans le cadre de MOOSE mais aussi DOCONUG en 2007 et 2008, 42N5E en 2009, CASCADE en 2011 et le projet LATEX initié en 2008 afin d'étudier la dynamique mésoéchelle. Nous allons d'abord évaluer la capacité de ce modèle pour représenter les processus méso et sous-mésoéchelle.

Pour la suite de notre étude, nous avons utilisé les sorties de cette simulation *CASCADE HYPERION* ré-interpolées sur une grille régulière de résolution  $1/25^\circ$ . La grille

1. Les débits des rivières proviennent de <http://www.hydro.eaufrance.fr>

régulière est plus facile d'utilisation pour le modèle de propagation (chapitre 4) et nécessaire pour les calculs spectraux. Cette résolution de  $1/25^\circ$  permet d'identifier des structures de 3.39 km, et constitue un compromis entre la représentation des fines échelles et le pas de temps du calcul pour le propageur.

### 3.3.3 Evaluation pour l'étude

Une simulation numérique sert à étudier des phénomènes physiques via une représentation du système que l'on regarde. Elle peut être adaptée pour une étude mais obsolète pour une autre. Une simulation n'est jamais parfaite et l'on estime qu'elle est "validée" lorsque sa représentation du système connu est satisfaisante. Nous évaluons ici dans un premier temps le réalisme de la simulation avec pour objectif d'avoir une bonne représentation des structures mésoéchelles. Pour cela nous vérifions l'adéquation des sorties du modèle avec la dynamique et les structures mésoéchelles caractéristiques connues de la région. Nous présentons alors les limites de cette simulation pour représenter ces caractéristiques et les conséquences pour notre étude.

#### Réalisme du modèle et de la simulation

La simulation *CASCADE HYPERION* a contribué à la caractérisation des structures spatio-temporelles de la circulation côtière (Birol and Delebecque, 2014). Dans leurs travaux, Birol and Delebecque (2014) ont trouvé un bon accord statistique entre les données altimétriques le long des traces et le modèle, jusqu'à des échelles de 70 km résolues par les données satellites. Ils ont également confirmé la forte variabilité saisonnière de la circulation côtière dans les champs altimétriques et les sorties de la simulation.

Une métrique qui permet de caractériser la mésoéchelle et donc de vérifier la pertinence de la simulation pour notre étude est la mesure de l'énergie cinétique tourbillonnaire (EKE). Cette métrique de surface qui mesure l'énergie des fluctuations du courant associée aux petites échelles correspond simplement à l'énergie cinétique de la dynamique transitoire de l'écoulement :

$$EKE = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2) \quad (3.9)$$

$u'$  et  $v'$  correspondent aux fluctuations du courant de surface et sont obtenus par décomposition de Reynolds en soustrayant du courant total un courant moyen :

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ v &= \bar{v} + v' \end{aligned}$$

Avec  $\bar{u}, \bar{v}$  les courants moyenné temporellement.

Les structures mésoéchelles sont associées à de forts niveaux d'EKE qui est maximale dans les régions des courants océaniques principaux (Stammer, 1997). Cette énergie cinétique tourbillonnaire est en majeure partie produite par instabilité barocline (Ferrari and Wunsch, 2009) à partir de l'énergie potentielle disponible et par advection non-linéaire de quantité de mouvement.

Nous avons comparé l'EKE moyenne de la simulation *CASCADE HYPERION* sur la période utilisée dans cette thèse (2007-2011) avec l'EKE moyenne des données altimétriques régionales grillées DUACS sur la même période, et avec les données de surface de drifters d'après Escudier et al. (2016) provenant de la base de données compilées par Poulain et al. (2012). Comme expliqué au chapitre 1, les mesures altimétriques donnent accès aux courants géostrophiques dérivés de la SSH. C'est pourquoi pour notre comparaison

avec les données DUACS, l'EKE du AVISO modèle est calculée avec les courants géostrophiques et non les courants totaux. L'EKE des données de surface des drifters est calculée à partir des vitesses totales de surface qui contiennent les courants résultants de différents processus dont des processus agéostrophiques. Ce niveau d'EKE peut donc être différent de l'EKE calculée avec uniquement des données de courants géostrophiques. Ces vitesses issues des mesures de drifters sont interpolées, filtrées à 36 h et sous-échantillonnées toutes les 6 h (Poulain et al., 2012). Les années sur lesquelles se base le calcul sont aussi différentes de la simulation et des données DUACS analysées : elles englobent la période 1992-2012. La figure 3.2 est le résultat de cette comparaison des trois champs de données.

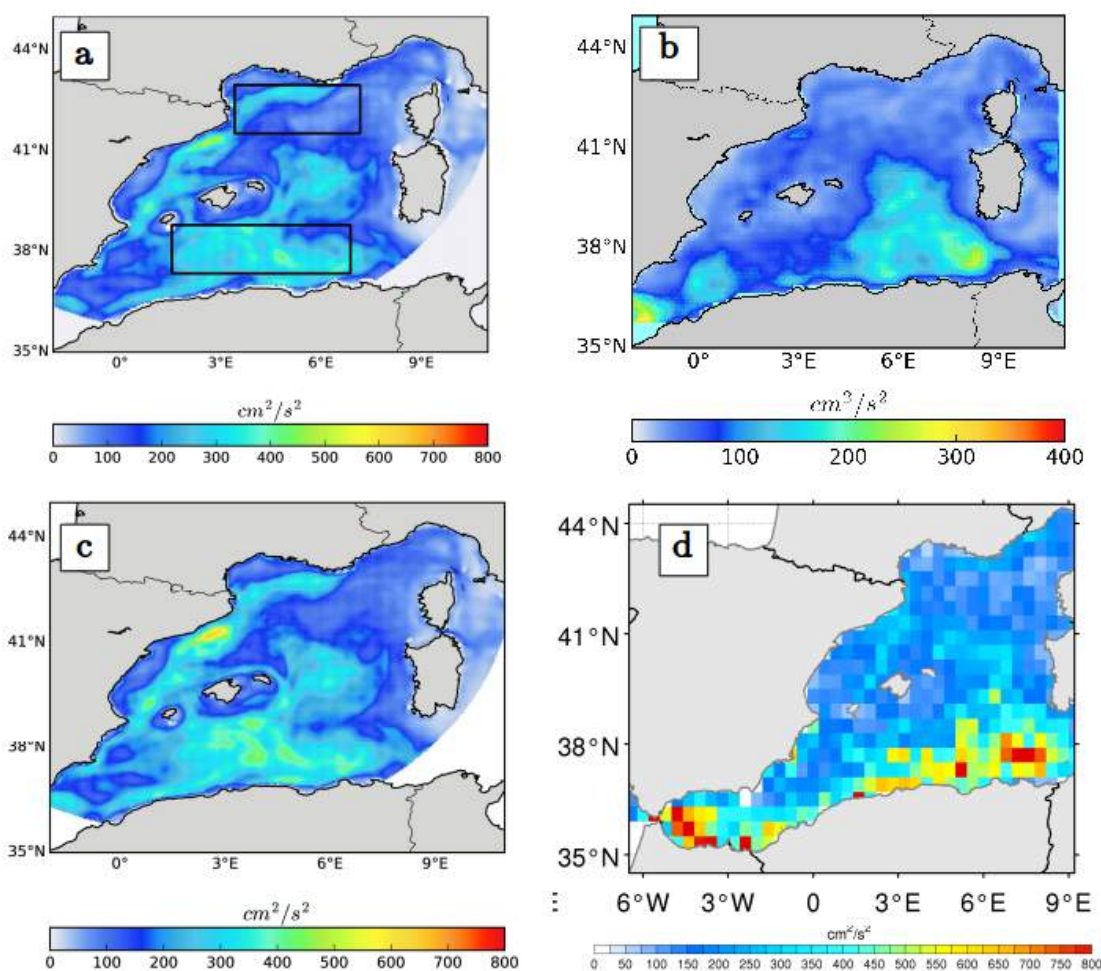


FIGURE 3.2 – EKE ( $cm^2/s^2$ ) moyenne sur la période 2007-2011 calculée à partir de : a) des vitesses géostrophiques de la simulation Symphonie ; b) des produits régionaux altimétriques DUACS ; c) des vitesses totales de la simulation Symphonie ; d) des vitesses des données de drifters sur la période 1992-2012 (d'après Escudier et al. (2016)). Les données de drifters proviennent de la base de données compilée par Poulain et al. (2012). Les boîtes noires en (a) indiquent les deux régions spécifiques analysées plus en détails dans cette thèse et utilisée notamment pour le calcul des spectres.

Sur cette figure 3.2, noter que pour les échelles de couleurs, les valeurs sont comprises entre  $0\text{ cm}^2/s^2$  et  $800\text{ cm}^2/s^2$  pour SYMPHONIE et les drifters (a, c et d) mais sont restreintes à  $400\text{ cm}^2/s^2$  pour les valeurs de DUACS (b), soit moitié moins. On peut observer que les cartes régionales DUACS (b) sous-estiment largement le niveaux d'EKE

en comparaison aux données de surface des drifters (c) dans le bassin des Baléares, dans la région sud et dans la région du Courant Nord. Comme expliqué au chapitre 1, ces produits grillés ne représentent que les structures de plus de 150km de longueurs d'ondes, ce qui signifie que la plupart de l'énergie manquante provient de la dynamique à plus petite échelle. Les niveaux d'EKE en Mer de Ligurie ont des valeurs comparables dans le modèle et les données de drifters. Par contre, le modèle est plus énergétique dans la zone du courant Nord dans le Golfe du Lion. L'EKE moyenne des drifters est plus proche de l'EKE SYMPHONIE avec des valeurs supérieures à  $300\text{cm}^2/\text{s}^2$  à l'ouest des îles des Baléares et dans le Bassin Algéro-provençal. Les zones de plus faible EKE au sud des îles Baléares sont aussi bien reproduites dans le modèle. Au sud de  $38^\circ\text{N}$ , l'EKE présente dans les données de drifters excède en général les  $400\text{cm}^2/\text{s}^2$  dans les régions à forte EKE modélisée le long du Courant Algérien. Près de Gibraltar et de la côte Tunisienne, l'EKE des drifters atteint des valeurs de  $800\text{cm}^2/\text{s}^2$  alors que celle du modèle reste inférieure à  $400\text{cm}^2/\text{s}^2$ .

Ces différences entre les données de drifters et celles du modèle (jusqu'à  $400\text{cm}^2/\text{s}^2$  plus forte pour les drifters dans le bassin Algérien et plus en Mer d'Alboran et jusqu'à  $400\text{cm}^2/\text{s}^2$  plus faible dans le courant Nord et courant des Baléares) peuvent avoir plusieurs causes. Premièrement, les différences importantes en Mer d'Alboran et au niveau de la côte Tunisienne peuvent s'expliquer par la configuration de la simulation. Les deux zones sont en effet à la limite de la grille de la simulation et ne prennent pas en compte l'énergie entrante par le bassin oriental et l'énergie entrante par le détroit de Gibraltar. Ensuite, la période d'observation n'est pas la même : les données de drifters sont collectées au fil des ans. Ils sont sous-échantillonnés en temps et en espace en comparaison à l'échantillonnage régulier du modèle qui fournit une couverture globale de la zone quotidiennement. Il ne faut pas non plus négliger le fait que le modèle puisse surestimer les processus énergétiques à plus fine échelle dans le Golfe du Lion. Dans leur étude portant sur la dynamique côtière, Birol and Delebecque (2014) trouvent aussi que cette simulation du modèle SYMPHONIE montre un niveau d'énergie plus important le long de la pente du talus continental associé au Courant Nord. Néanmoins, leurs données de moyennes saisonnières témoignent d'une cohérence avec les données altimétriques le long des traces.

La comparaison entre les sorties de la simulation et les données des cartes régionales DUACS peut également être quantifiée par la densité spectrale de puissance de SLA moyenne. Nous avons calculé les spectres zonaux moyens de SLA de ces deux jeux de données dans deux sous-régions marquées sur la figure 3.2a : une région au nord comprenant le Courant Nord et la région de Bassin Algérien. Cette grandeur, qui sert à caractériser la distribution de la variance des échelles spatiales mises en jeu dans les processus physiques océaniques, permet en effet d'investiguer la dynamique de la mésoéchelle. Le modèle à plus du double d'énergie que les données altimétriques grillées, et ce, à toutes les échelles spatiales, tant dans la région du Golfe du Lion (figure 3.3a) que dans le Bassin Algérien (figure 3.3b). On note une forte baisse de l'énergie spectrale aux alentours de 150 km de longueurs d'ondes dans les données cartographiques alors que le modèle présente une plus grande énergie spectrale aux longueurs d'ondes comprises entre 30 et 150 km. Autour de 200 km de longueurs d'ondes, l'énergie spectrale est beaucoup plus élevée dans le Bassin Algérien que dans la région du Courant Nord, à la fois dans les données altimétriques et les données du modèle. Cela peut s'expliquer par la présence de structures large échelle qui sont prédominantes dans le sud du bassin occidental (Ruiz et al., 2002).

Le bassin méditerranéen est sujet à une forte variabilité saisonnière avec une augmentation de l'énergie cinétique de la petite à grande mésoéchelle en période hivernale. Durant cette saison, la circulation de bord s'accroît et le Courant Nord s'intensifie et s'élargit



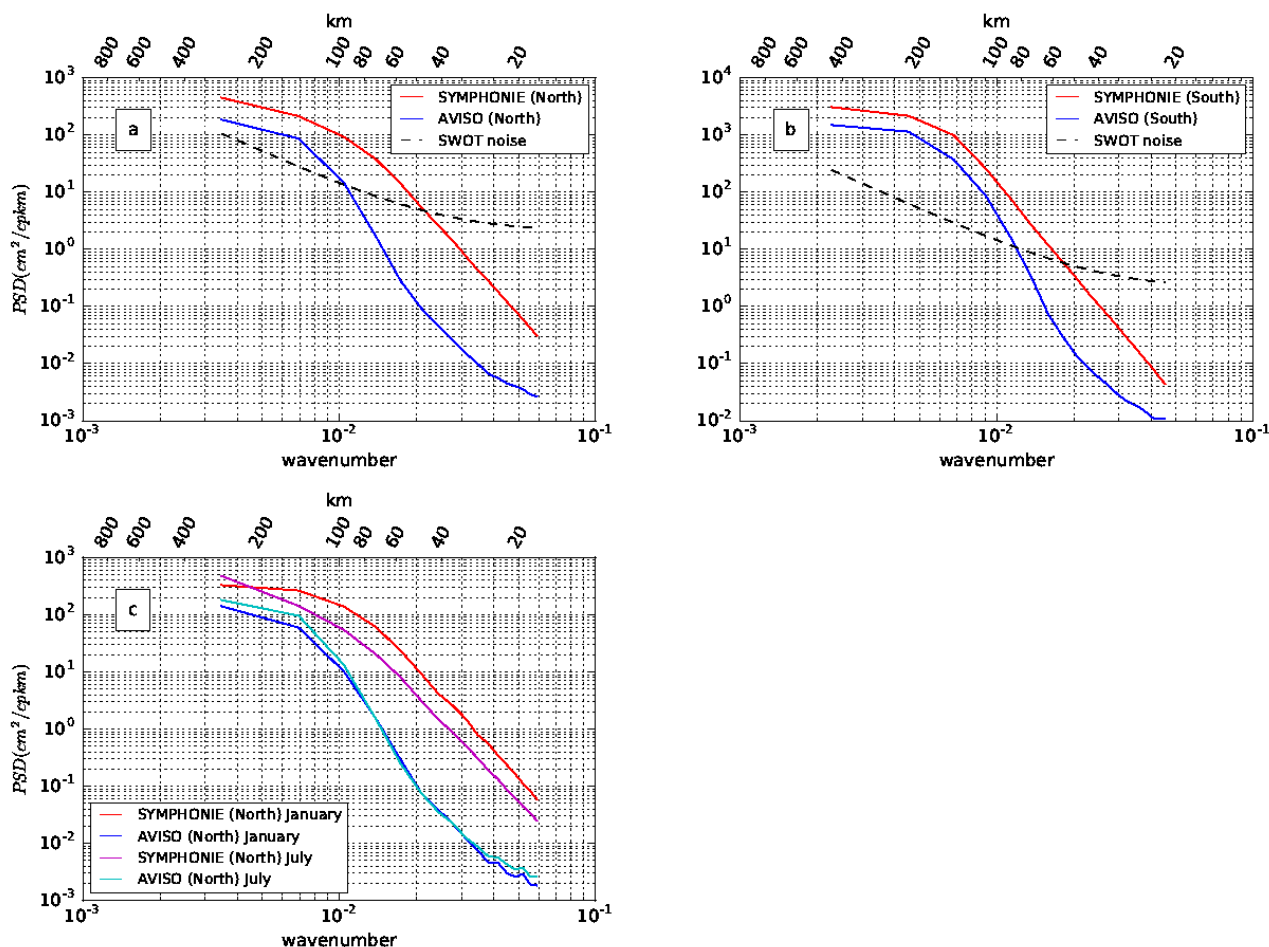


FIGURE 3.3 – Spectres zonaux de SLA moyennés sur les régions encadrées de la figure 3.2 à partir du modèle Symphonie (lignes rouges) et des cartes altimétriques régionales DUACS (lignes bleues) pour la période 2007-2011 pour : a) la sous région du Golfe du Lion ; (b) la sous-région du bassin Algérien. (c) identique à (a) mais moyenné sur les mois de janvier et juillet. La ligne pointillée noire représente le bruit spectral estimé pour SWOT.

dans le Golfe du Lion. La figure 3.3c représente la densité spectrale de puissance de la SLA des données DUACS en janvier (bleu) et juillet (cyan) et des données SYMPHONIE en janvier (rouge) et juillet (magenta) pour la zone du Golfe du Lion. Le modèle SYMPHONIE capture bien cette hausse d'activité à toutes les échelles spatiale inférieures à 200 km de longueurs d'ondes avec une augmentation d'environ  $20 \text{ cm}^2/\text{cpkm}$ . En revanche, les données DUACS ne montrent pas de variation saisonnière significative. L'analyse spectrale montre que ces données grillées ne dissocient que faiblement les deux saisons aux échelles supérieures à 100 km de longueurs d'ondes et pas du tout aux échelles spatiales plus petites où les deux spectres bleu et cyan sont superposés.

### Limitations

L'analyse comparative des valeurs moyennes d'EKE a montré une bonne répartition géographique de l'EKE du modèle par rapport aux drifters et une assez bonne représentation de son amplitude. Néanmoins, l'énergie du modèle présente un niveau presque deux

fois plus important dans la région du Courant Nord et presque deux fois plus faible dans le Bassin Algérien que les données in-situ. On ne peut pas exclure que ces différences proviennent d'une surestimation/sous-estimation du modèle.

Nous avons également mis en relation les spectres de SLA des données avec le niveau d'erreur prédit pour la mission SWOT (figure 3.3). Ce niveau d'erreur est estimé de manière globale pour l'ensemble des océans. En admettant que les estimations spectrales de la simulation *CASCADE HYPERION* présentées figure 3.3 soient réalistes, les graphes figure 3.3a et figure 3.3b indiquent que SWOT devrait capturer la dynamique océanique dans la zone sud assez énergétique du Bassin Algérien (figure 3.3b) jusqu'à 55 km de longueurs d'ondes, et jusqu'à 45 km de longueurs d'ondes pour la zone moins énergétique de la région Nord. Notons que ces échelles sont similaires aux processus observés par les données unidimensionnelles de l'altimètre Saral/AltiKa dans la Mer Méditerranée Occidentale (Morrow et al., 2017a). Bien que les vraies erreurs SWOT auront certainement une variabilité géographique et pourront différer de cette prévision globale en Mer Méditerranée, ces informations nous donnent des directives pour notre étude de travail sur lesquelles focaliser la reconstruction des échelles entre 150 et 40-50km de longueurs d'ondes. Cette limite inférieure d'observabilité en terme d'échelle spatiale correspond à des échelles caractéristiques de 20 à 25 km de diamètre.

### 3.4 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter les données de référence issues de la simulation *CASCADE HYPERION* utilisées par la suite comme un champ de "vérité" de la circulation océanique en Méditerranée Occidentale. Des comparaisons avec des données réelles ont mis en évidence la capacité de la simulation choisie à étudier les petites structures dynamiques à mésoéchelle et leur variabilité saisonnière dans cette région. Les comparaisons avec les données altimétriques cartographiées à une résolution de  $1/8^\circ$  et des données de surface de drifters ont indiqué des niveaux d'énergie satisfaisants dans les données du modèle, bien que surestimés dans la région du Courant Nord, ainsi qu'une représentation réaliste de leur variabilité spatiale. L'analyse spectrale en comparaison au bruit de mesure SWOT actuellement estimé de manière globale a permis d'orienter notre étude en définissant les échelles allant de 150 à 40-50 km de longueurs d'ondes sur lesquelles focaliser la reconstruction du champ de hauteur de mer.



# Chapitre 4

## Le modèle de propagation quasi-géostrophique

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>76</b>
<b>4.2</b>	<b>Le modèle QG à une couche et demie</b>	<b>76</b>
4.2.1	Motivations	76
4.2.2	Hypothèses	77
4.2.3	Equations	78
<b>4.3</b>	<b>Limitations et modification de l'équation d'évolution</b>	<b>80</b>
4.3.1	Limites et réalisme du modèle QG à une couche et demie	80
4.3.2	Propositions de complexification	84
<b>4.4</b>	<b>Implémentation en Mer Méditerranée</b>	<b>85</b>
4.4.1	Setup numérique	85
4.4.2	Métriques d'évaluation	87
4.4.3	Paramétrisation	87
<b>4.5</b>	<b>Evaluation des sorties du modèle QG</b>	<b>93</b>
4.5.1	Illustration	93
4.5.2	Analyse temporelle des erreurs	94
4.5.3	Distribution spatiale des erreurs	96
4.5.4	Croissance des erreurs et fenêtre temporelle	97
<b>4.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>98</b>

---

Dans ce chapitre nous présentons un modèle de circulation océanique simplifié basé sur l'approximation quasi-géostrophique. Ce modèle va permettre d'advecter les champs de hauteur de mer observés à une date fixe vers l'avant (*forward*) ou vers l'arrière (*backward*) dans le temps. Nous détaillons d'abord les hypothèses et approximations physiques qui nous amènent aux équations simplifiées de ce modèle puis nous présentons les principales limites de ces approximations, de manière générale et dans le cas particulier de la Mer Méditerranée Occidentale. Nous proposons aussi une version légèrement plus complexe en modifiant certains termes dans l'équation d'évolution du modèle. Nous décrivons ensuite l'implémentation numérique et les paramétrages nécessaires à notre cas d'étude et nous évaluons enfin les sorties du modèle en comparaison à un modèle naïf qui garderait à chaque pas de temps les mêmes conditions (persistance).

## 4.1 Introduction

Comme introduit au chapitre 1, aux grandes échelles, l'écoulement océanique est en grande partie bi-dimensionnel. L'écoulement de l'océan repose sur l'équilibre dynamique entre la force du gradient de pression atmosphérique et l'effet de la rotation terrestre, appelé *équilibre géostrophique*. En réalité, cet équilibre est insuffisant pour déterminer la circulation océanique. La notion de géostrophie n'a en effet pas de valeur prédictive car l'équation de l'équilibre est simplement diagnostique et ne contient aucun terme pronostique (dérivées temporelles). En allant au degré supérieur d'approximation en  $R_0$ , on peut déterminer un mouvement et approcher cette circulation océanique grande échelle par une succession d'états quasiment à l'équilibre géostrophique. C'est ce qu'on appelle l'approximation *quasi-géostrophique*.

## 4.2 Le modèle QG à une couche et demie

### 4.2.1 Motivations

L'approximation quasi-géostrophique (QG) représente une simplification des équations régissant les mouvements de grandes échelles extra-tropicaux. L'océan stratifié est assimilé à un fluide en une ou plusieurs couches de densité constantes, où, dans ce dernier cas toute la colonne d'eau est discrétisée sur plusieurs niveaux. Il s'agit d'une description bi-dimensionnelle simplifiée de phénomènes tri-dimensionnels se déroulant sur des grandes échelles de temps. C'est une théorie puissante introduite par Charney (1947) pour décrire les mouvements de grandes échelles, qui permet, dans la limite des hypothèses physiques, de déterminer la valeur et l'évolution des champs dynamiques de hauteur de mer à partir de cette variable de surface seulement. Les équations QG permettent de façon simple et directe de capturer les effets de la rotation et de la stratification. Comme elles conservent également les termes non-linéaires dans l'équation de vortacité, elles sont encore très utilisées pour étudier la turbulence géostrophique (Vallis, 2006). Les équations QG sont couramment utilisées en dynamique des fluides géophysiques (Pedlosky, 1987; Vallis, 2006). Elles ont notamment permis le développement des premiers modèles de prévisions en météorologie dans les années 50. De nombreuses études ont également démontré l'efficacité d'utiliser un modèle QG à une ou plusieurs couches pour étudier les mouvements des tourbillons mésoéchelles (Carton and McWilliams, 1989; Arbic and Flierl, 2003; Hogg et al., 2009). Des modèles de circulation QG ont aussi été utilisés pour explorer des techniques d'assimilation variationnelle de données dans la région des courants des

Açores (Morrow and De Mey, 1995) et dans le cadre de données altimétriques issues de GEOSAT dans la région du Gulf Stream (Schröter et al., 1993).

La Méditerranée est un site avec une partie dynamique agéostrophique importante (zones de convection, circulation forcée par le vent sur les plateaux). Néanmoins au large, on peut s'attendre à ce qu'une grande partie de la dynamique turbulente mésoéchelle puisse être capturée par les équations de la dynamique QG tant que les mouvements restent proches de l'équilibre géostrophique.

Loth and Crepon (1984) ont ainsi utilisé un modèle QG avec une grille aux différences finies dans le bassin occidental pour étudier la circulation océanique barotrope et barocline forcée par les flux aux détroits de Gibraltar et de Sicile. Garcia-Ladona and Djenidi (1991) ont utilisé un modèle à gravité réduite pour étudier l'influence de la tension de vent en Mer Catalane et ont montré l'importance de ce forçage en hiver pour bien représenter le gyre cyclonique dominant de la région durant cette saison. Pascual et al. (2004) ont aussi appliqué un modèle QG à partir de mesures in-situ issu dans la zone du canyon de Palamos près de la côte espagnole. Cette étude de Pascual et al. (2004) a démontré que malgré la présence d'une topographie très marquée au niveau du canyon, la circulation du courant était majoritairement dominée par le premier mode barocline et ne ressentait pas l'impact de la topographie.

Une grande partie de la variance en SSH est liée au 1er mode barocline dans l'océan global (Wunsch, 1997). Ce mode est bien capturé par les équations QG. Notre objectif est de d'explorer la capacité d'un modèle QG à une couche et demie pour recréer l'évolution temporelle d'un champ de SSH pendant une courte période de 5 à 10 jours. Nous allons analyser comment cette dynamique QG à une couche et demie parvient à réaliser la propagation de la SSH avec les conditions présentes en Mer Méditerranée Occidentale et sur ces périodes relativement courtes.

### 4.2.2 Hypothèses

Il existe plusieurs régimes dynamiques proches de l'équilibre géostrophique et caractérisés par  $R_0 \ll 1$  dont le régime QG mais aussi les régimes cyclogéostrophique, semi-géostrophique ou encore le régime de géostrophie frontale (FG pour *Frontal geostrophy*). Il est alors utile d'introduire le nombre de Burger  $Bu = L_r^2/L^2$  qui donne une mesure de l'influence de la stratification sur la dynamique de l'écoulement. Dans le cadre de la théorie QG, on suppose  $R_0 \ll 1$  mais aussi une stratification verticale quasi-uniforme horizontalement, autrement dit, des faibles dénivellations d'isopycnes et  $R_0/Bu \ll 1$  qui implique  $Bu \mathcal{O}(1)$  (ou  $Bu \geq 1$ ). Plus précisément, les équations du modèle quasi-géostrophique sont dérivées des équations primitives (cf chapitre 2) à l'aide des hypothèses et simplifications suivantes :

- On suppose que les mouvements restent proches de l'équilibre géostrophique, soit :
  - $R_0 = \frac{U}{fL} \ll 1$ ,  $R_0$  le nombre de Rossby introduit au chapitre 1 mesure l'importance relative des effets d'inertie (de temps caractéristique  $L/U$ ) et de rotation terrestre (de temps caractéristique  $1/f_0$ ).

Cela implique que l'effet de la rotation de la Terre dû à la force de Coriolis est supérieur à l'effet d'inertie et que les vitesses agéostrophiques du courant ( $\mathbf{u}_a$ ) sont faibles devant les vitesses géostrophiques :  $\frac{\mathbf{u}_a}{\mathbf{u}_g} \approx \mathcal{O}(R_0)$

- $R_T = \frac{1}{\omega L} \ll 1$ ,  $R_T$  le nombre de Rossby temporel.

Cela revient à considérer que les échelles de temps sont les échelles de temps advectives. Comme les vitesses géostrophiques sont bien plus importantes que

les vitesses agéostrophiques, l'advection à travers ces échelles de temps se fait par les vitesses géostrophiques telles que :  $\frac{D}{Dt} = \frac{D_g}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y}$

- On considère que l'océan est assimilable à une couche de fluide mince à l'échelle planétaire, la profondeur du bassin est petite en comparaison de sa longueur. Si on note  $\delta$  le paramètre d'aspect, cela revient à imposer :

$$\delta = \frac{D}{L} \ll 1$$

- Il faut enfin émettre l'hypothèse que l'océan est petit à l'échelle de la Terre dans un rapport du nombre de Rossby, c'est l'hypothèse du  $\beta$ -*plan*. On peut alors linéariser l'effet de la sphéricité terrestre et approcher le paramètre de Coriolis à la latitude  $y$  par  $f = f_0 + \beta y$  ( $\frac{\beta L}{f_0} \approx \mathcal{O}(R_0)$ ).

### 4.2.3 Equations

On se place dans un des cadres les plus simples, celui d'un modèle à gravité réduite ou modèle à une couche et demie, sans forçage externe. Cela revient à assimiler l'océan à un fluide stratifié en deux couches, une couche de surface active séparée d'une couche profonde par la pycnocline. Cette pycnocline agit comme une barrière qui limite les échanges entre les deux couches d'eau : dans l'océan, il y a peu d'échanges entre la couche d'eau de surface et le reste de la colonne d'eau du fait de la stratification, excepté dans les zones de convection verticale. Ce modèle, schématisé figure 4.1, décrit une couche supérieure en mouvement de densité  $\rho_1$  qui repose sur une couche au repos de densité  $\rho_2$ . La profondeur de la couche inférieure est supposée très grande devant celle de la couche surfacique et cette seconde couche est considérée inactive.

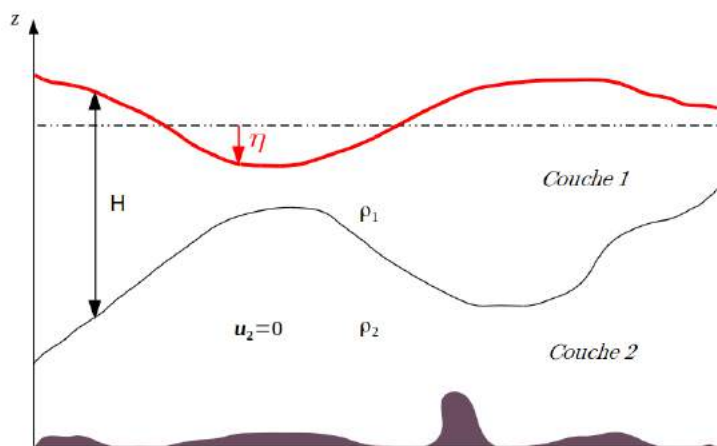


FIGURE 4.1 – Schéma du modèle à gravité réduite. La couche de surface (couche 1), de densité  $\rho_1$  repose sur une couche profonde de densité plus dense  $\rho_2$  et considérée comme étant au repos ( $u_2 = 0$ ).  $H$  désigne l'épaisseur de la couche de surface et  $\eta$  son déplacement par rapport au repos.

On parle de modèle à gravité réduite car la gravité est remplacée par la gravité réduite, calculée à partir des densités des deux couches :  $g' = (\rho_2 - \rho_1)g/\rho_2$ .

Les équations du régime quasi-géostrophique peuvent s'obtenir en résolvant ordre par ordre l'équation du mouvement avec les hypothèses mentionnées ci-dessus pour  $Bu \mathcal{O}(1)$  et  $R_0 \ll 1$ . Au premier ordre, on obtient l'équilibre géostrophique (eq 1.1). A l'ordre suivant, on aboutit à l'approximation quasi-géostrophique dont le champ de vitesse est à divergence nulle. En notant  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_g + \mathbf{u}_a$ , avec  $\mathbf{u}_g$  la vitesse géostrophique et  $\mathbf{u}_a$  la vitesse

agéostrophique, le système d'équation du moment s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{D_g u_g}{Dt} - \beta y v_g - f_0 v_a = 0 \\ \frac{D_g v_g}{Dt} - \beta y u_g + f_0 u_a = 0 \\ \partial x(u_a) + \partial y(v_a) + \partial z(w) = 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Ces équations simplifiées décrivent la dynamique QG et une grande partie du déplacement des tourbillons de mésoéchelle. Un tourbillon peut se définir comme une zone de fluide où l'écoulement est principalement caractérisé par un mouvement de rotation autour d'un axe. C'est pourquoi lorsque qu'on parle de tourbillon, on s'attache moins à la notion de vitesse que celle de rotation et c'est plutôt par l'amplitude de son taux de rotation que le tourbillon est étudié. Le taux de rotation du tourbillon dans le repère local est mesuré par la vorticité relative  $\zeta$ , qui correspond au rotationnel de sa vitesse horizontale :  $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ .

Dans un repère absolu, il faut ajouter le taux de rotation du repère inertiel qui est donné par le paramètre de Coriolis. Ce paramètre peut être vu comme la vorticité du mouvement d'entraînement de la Terre que l'on appelle vorticité planétaire. Sur le plan Beta, la vorticité planétaire s'exprime par :  $f = f_0 + \beta y$ .

Dans un repère absolu, la vorticité, appelée vorticité absolue, correspond à la somme de la vorticité relative et de la vorticité planétaire :  $\zeta_a = \zeta + f$ .

La vorticité absolue n'est pas conservée au cours du déplacement : elle diminue lorsque la colonne d'eau est compressée et augmente lorsque la colonne est étirée. Il est possible de définir une vorticité conservative, appelée vorticité potentielle en utilisant les équations de conservations de l'écoulement. La propriété de conservation de cette quantité est très utile et largement utilisée pour étudier la dynamique des écoulements. La vorticité potentielle est conservée pour chaque particule du fluide et elle se définit différemment suivant les approximations considérées.

Ici, en prenant le rotationnel de l'équation du mouvement horizontal et en combinant judicieusement les équations, on obtient l'équation de la vorticité potentielle quasi-géostrophique (VP QG), notée  $q$ . Pour une démonstration plus détaillée, le lecteur pourra se tourner vers Vallis (2006). Cette équation de conservation de la quantité  $q$  est une équation d'évolution dans le sens où elle est prédictive. L'évolution temporelle de  $q$  est réalisée par les vitesses géostrophiques.

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla q = 0 \quad (4.2)$$

Avec  $q$  définie comme :

$$q = \frac{g}{f_0} \nabla^2 SSH + \beta y - \frac{f_0}{H} SSH \quad (4.3)$$

Cette quantité est entièrement déterminée par la variable SSH. Il est cependant possible de relier cette dernière à la fonction de courant géostrophique :  $\psi = (g/f)SSH$  et  $q$  peut s'écrire :



$$q = \underbrace{\nabla^2 \psi}_{\text{vorticité relative}} + \underbrace{\beta y}_{\text{vorticité planétaire}} - \underbrace{\frac{\psi}{L_r^2}}_{\text{étirement de vorticité}} \quad (4.4)$$

Connaissant la valeur de  $q$  en tout point à un instant donné, on peut obtenir le champ de  $\psi$  par une inversion de  $q$ . Cette inversion nécessite néanmoins des conditions aux limites spécifiques et complexes. Une fois le champ  $\psi$  calculé, on peut déterminer la SSH et les courants géostrophiques.

### 4.3 Limitations et modification de l'équation d'évolution

#### 4.3.1 Limites et réalisme du modèle QG à une couche et demie

Si les modèles quasi-géostrophiques ont largement été utilisés pour étudier la circulation océanique turbulente, ils n'en restent pas moins une simplification de l'écoulement.

#### Approximation et physique non modélisée

Les hypothèses et approximations effectuées pour simplifier les équations du mouvement sont à l'origine des limitations du réalisme du modèle QG. Il s'agit en effet d'un modèle qui ne décrit que la composante lente de l'écoulement proche de l'équilibre géostrophique et ne contient pas de dynamique liée aux structures à haute fréquence ou agéostrophiques. En particulier les forçages externes tels que des vents locaux très intenses peuvent jouer un rôle non négligeable et engendrer une circulation agéostrophique. Les modèles QG sont aussi parfois utilisés car ils permettent de filtrer les ondes d'inertie-gravité rapides que l'on pensait à priori n'avoir qu'un impact mineur sur la circulation méso-échelle. Ces ondes d'inertie-gravité ne sont pas représentées par les modèles QG mais elles sont observées partout dans l'océan, et des mesures de courants ont montrées qu'elles contenaient beaucoup d'énergie (Ferrari and Wunsch, 2009). Des résultats de simulations numériques à haute résolution spatiale ont également mis en évidence leur signature sur le signal de SSH, aux échelles comprises entre 10 et 40 km de longueur d'onde à haute latitude (Rocha et al., 2015) et à plus grande échelles aux tropiques et subtropiques (Savage et al., 2017). Pour notre étude, nous posons l'hypothèse que ces ondes internes n'ont pas de signature significative en SSH dans notre région pour les échelles spatiales que nous sommes capables de reconstruire avec la simulation CASCADE HYPERION (figure 3.3).

#### Analyse des courants géostrophiques et agéostrophiques en Méditerranée Occidentale

En Mer Méditerranée, la dynamique de la circulation est bien particulière : contrainte par la topographie, par la géométrie du bassin et par le forçage atmosphérique qui génère les vents violents sur le pourtour Méditerranéen. L'étendue de ses régions côtières impose une stratification et des échanges différents des océans ouverts. L'approximation QG n'est potentiellement pas valide pour l'ensemble de cette région. Une des hypothèses fondamentales en dynamique QG impose que les vitesses agéostrophiques soient très faibles en comparaison aux vitesses géostrophiques,  $\mathbf{u}_a/\mathbf{u}_g \ll 1$ . Nous avons calculé la moyenne de l'intensité des courants géostrophiques et agéostrophiques à partir des vitesses issue de la simulation CASCADE HYPERION sur la période d'étude des 5 ans, afin d'estimer l'importance relative de ces deux composantes. La figure 4.2 montre que le courant agéostrophique (b) est en moyenne bien moins important que le courant géostrophique

(a). Néanmoins, cette figure montre aussi que la contribution du courant agéostrophique n'est pas toujours négligeable (c). C'est en particulier le cas dans le centre du bassin, peu énergétique, au nord de 40°N, dans le Golfe du Lion et dans la Mer des Baléares, dans les régions de convection profonde, sur le plateau continental, globalement près des côtes, et à l'est de la Corse et la Sardaigne en Mer Tyrrhénienne. Cette dernière est caractérisée par des tourbillons induits par le vent (Millot and Taupier-Letage, 2005).

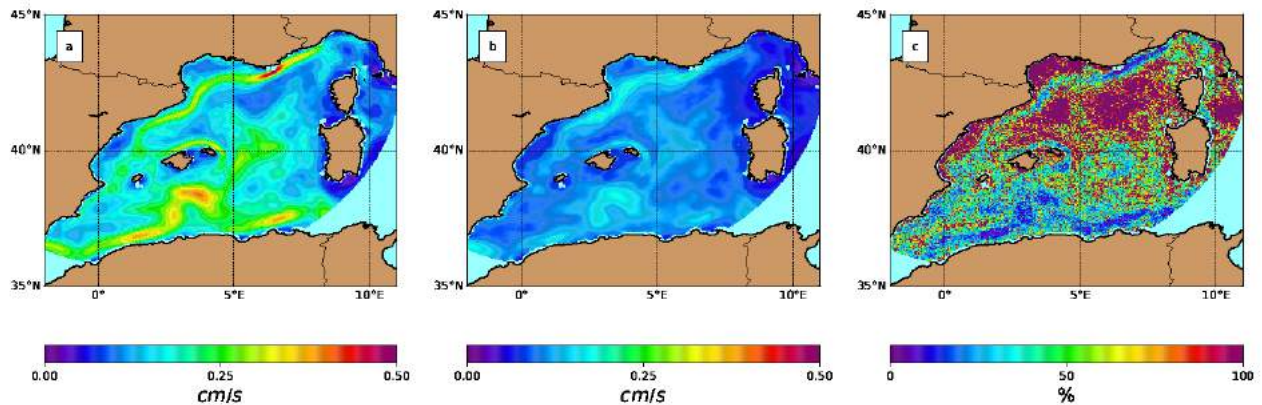


FIGURE 4.2 – Analyse des composantes géostrophiques et agéostrophiques issues de vitesses SYMPHONIE moyennées sur 5 ans. a) vitesses absolues géostrophiques ; b) vitesses absolues agéostrophiques ; c) ratio des vitesses agéostrophiques et des vitesses totales (%).

Cette figure 4.2 permet d'estimer à priori que dans les courants énergétiques, l'approximation QG est valide. Il faudra néanmoins prendre en compte la part importante des phénomènes agéostrophiques pour les régions où l'approximation QG n'est plus vérifiée car cela pourra impacter nos résultats.

### Influence du nombre de couches

Les modèles QG sont également plus ou moins réalistes en fonction du nombre de couches établies pour modéliser l'océan : plus on augmente le nombre de ces couches et plus on tend vers une représentation fine et juste de la stratification océanique. Le modèle QG à gravité réduite ne considère qu'une seule couche active. Il ne permet donc pas d'interaction entre les couches qui peuvent générer des instabilités baroclines, reconnues pour être la source principale de la variabilité océanique. Un moyen qui permet d'évaluer le nombre de couches nécessaire à une bonne représentation de la circulation est la méthode de séparation verticale. Il s'agit d'une décomposition du signal sur la verticale.

#### *La décomposition en modes verticaux*

Dans un océan stratifié où les échelles des mouvements horizontaux sont relativement plus grandes que celles des mouvements verticaux, on peut, via certaines hypothèses simplificatrices, utiliser une méthode de séparation des variables en fonction des directions horizontales et verticales. Cette propriété remarquable des écoulements hydrostatiques démontre qu'un petit mouvement de l'écoulement peut se décomposer sur une base de modes propres (normaux) indépendants, correspondant à des ondes de vitesses horizontales différentes avec une structure verticale prédéfinie. L'interface entre deux couches superposées est soumise à un phénomène d'oscillation dont la fréquence propre dépend de la différence de flottabilité entre les deux couches. La solution des équations du mouvement peut alors

s'écrire sous la forme de modes normaux, chaque mode ayant sa propre vitesse de phase associée à une structure verticale. En l'absence de friction, de forçage du au vent, et pour un fond plat, on cherche pour chaque variable de vitesses et de pression  $(u, v, p)$ , une solution sous la forme d'une somme de modes baroclines  $(\phi_n(z), n = 1, \dots, \infty)$  et d'un mode barotrope  $(\phi_0(z))$ , avec une structure verticale séparable :

$$[u, v, p](x, y, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} [u_n, v_n, p_n](x, y, t) \cdot \phi_n(z)$$

La méthode classique pour déterminer la valeur de ces modes est de linéariser les équations de la vorticité potentielle quasi-geostrophique. En ne gardant que les termes linéaires de ces équations, la résolution de la structure verticale de ces modes revient à résoudre un problème de Sturm-Liouville pour la dépendance verticale (Gill, 1982). En imposant la condition limite de fond plat et de vitesse nulle à la surface, cela revient à résoudre pour la verticale :

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\mathcal{N}^2(z)} \frac{d\phi_n(z)}{dz} \right) + \frac{1}{c_n} \phi_n(z)$$

où  $c_n$  est une constante de séparation correspondant à la vitesse de propagation des modes. A la vitesse de phase la plus grande correspond le mode barotrope, un mode d'amplitude indépendante de la profondeur et qui correspond à la solution d'un modèle à une couche ou modèle barotrope. Les variables associées à ce mode externe varient en phase sur toute la verticale et la structure verticale est constante. Pour les autres modes baroclines, chaque structure verticale ou profil  $\phi_n(z)$  s'annule  $n$  fois. Plus l'ordre du mode est grand et plus les échelles verticales associées sont fines et la vitesse de phase faible.

#### *Analyse des modes dominants en Méditerranée Occidentale*

Dans l'océan ouvert, une majorité de la variance en SSH est générée par le premier mode barocline (Wunsch, 1997; Wunsch and Ferrari, 2004). Mais ce n'est pas le cas pour toutes les sous-régions du bassin méditerranéen. Pinardi et al (2015) ont mis en avant l'importance de la composante barotrope dans la circulation du bassin à moyenne échelle et ont notamment confirmé que la circulation de surface en Mer Méditerranée est fortement liée à l'écoulement barotrope. Le courant Nord qui suit la pente continentale a une composante fortement barocline durant l'hiver mais il est également associé à une composante barotrope significative qui le force à suivre la bathymétrie (Bosse et al., 2013). D'autres études ont analysé les tourbillons anticycloniques dans la partie est du Golfe du Lion (Allou et al., 2010) ou en Mer Catalan (Rubio et al., 2005, 2009). Leurs travaux suggèrent que la formation de ces tourbillons résulte de l'interaction du Courant Nord avec les changements topographiques, conduisant à des instabilités barotropes. Dans la région Sud du bassin, (Testor et al., 2005) ont suggéré en utilisant un modèle barotrope linéaire que les courants de bords suivant la pente continentale Africaine la Sardaigne et les îles Baléares avaient un impact plus important sur la circulation que le rotationnel du vent et qu'ils étaient fortement liés à la topographie. Il se pose la question de savoir si ce mode barotrope, important dans la circulation générale en Mer Méditerranée, joue un rôle important dans l'ajustement de vorticité sur les courtes échelles de temps (5-10 jours) d'intérêt pour notre étude.

Pour notre étude en Mer Méditerranée Occidentale, nous avons analysé la structure des modes verticaux des champs issus du modèle SYMPHONIE, afin de vérifier si la circulation surfacique est bien représentée par le premier mode barocline. Cela permettra d'évaluer si

un modèle QG à une couche active ne traduisant que les mouvements associés au premier mode barocline et ne prenant pas en compte la topographie est approprié pour reconstruire cette circulation sur 5 à 10 jours. Nous nous sommes principalement intéressé à la variable de pression qui peut être vue comme une approximation de la SSH. La décomposition en modes verticaux est calculée en chaque point de grille du domaine, et pour chaque jour, sur une période de 5 ans de données. La résolution verticale du modèle SYMPHONIE se faisant sur 40 niveaux, les modes normaux sont fixés à 40. L'algorithme de résolution utilisé est développé suivant la décomposition de Sturm-Liouville. La condition à la limite au fond pour la vitesse verticale est prise nulle. Nous avons aussi imposé une condition de normalisation pour les structures verticales de telle sorte que :  $\forall n, \phi_n(z) = 1$ , soit une structure verticale pour le mode barotrope égale à 1.

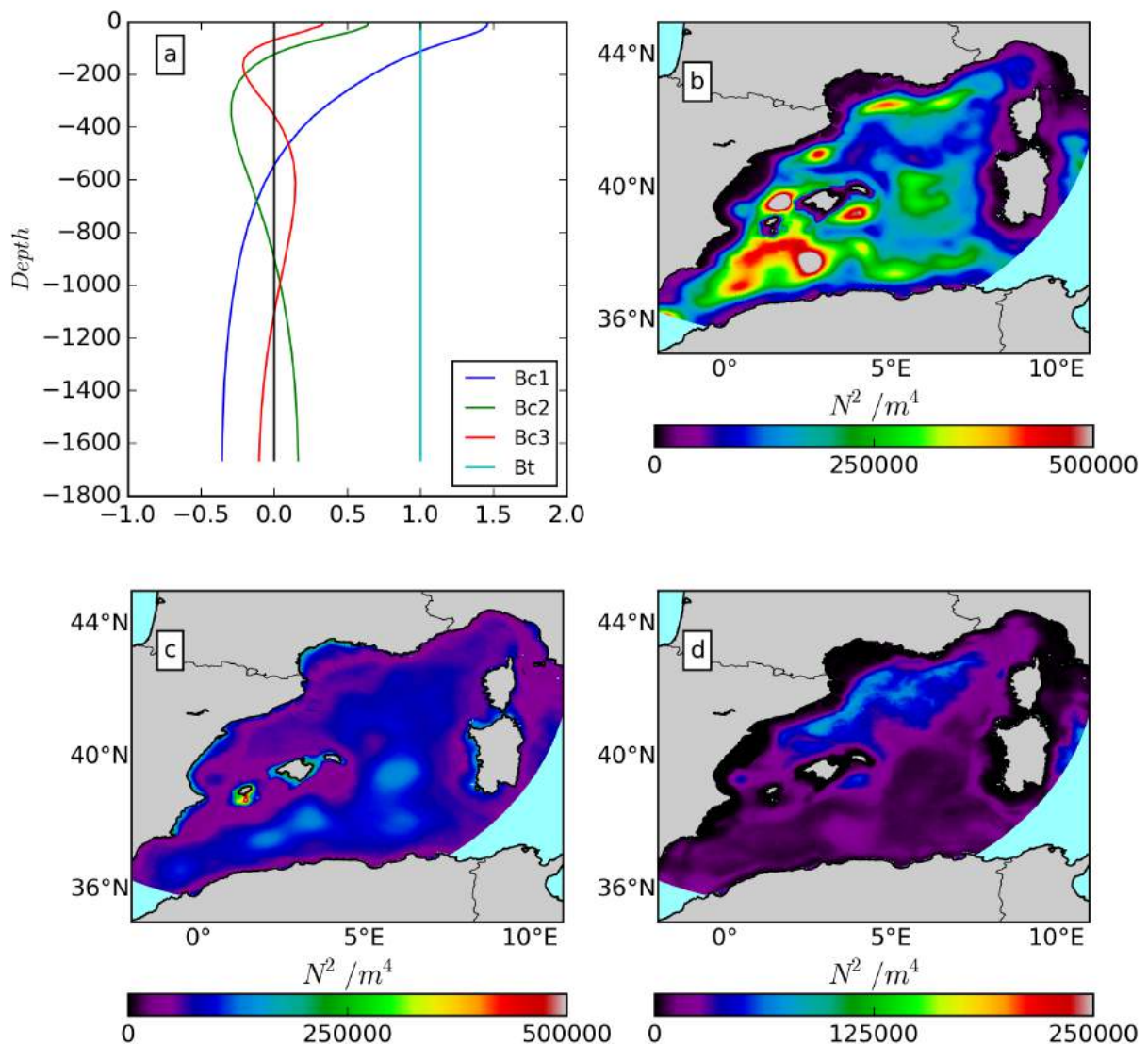


FIGURE 4.3 – (a) Structure modale verticale moyenne pour les quatre premiers modes calculés à partir du modèle Symphonie. Les valeurs sont moyennées autour de la position 5°E-42.5°N pour le mois de janvier 2009 et normalisées par rapport au mode barotrope; Variance de la pression moyennée sur la période 2007-2011 pour : (b) le premier mode barocline; (c) le mode barotrope; (d) le deuxième mode barocline.

La figure 4.3a illustre un exemple de la structure verticale des modes normaux obtenus pour une décomposition d'une stratification moyennée autour de la position 5°E - 42.5°N durant le mois de janvier 2009. Les autres graphes de cette figure 4.3 représentent l'amplitude moyenne de la pression pour le mode barotrope et les deux premiers modes baroclines, calculés en chaque points du domaine sur la période d'étude de 5 ans. Les trois premiers modes donnent en générale une bonne approximation pour les phénomènes près de la surface. On peut noter la dominance du premier mode barocline (4.3b) notamment dans la région sud est du bassin occidental, près des îles Baléares, dans la zone du Courant Algérien, et le long du Courant Liguro-Provençal au nord du bassin. Le mode barotrope est un ordre de magnitude plus faible, mais localement non négligeable, avec une amplitude équivalente au premier mode barocline sur les plateaux moins profonds et à plus grande échelle au centre du bassin (4.3c). L'amplitude du second mode barocline (4.3d), et par conséquent celles des modes supérieurs sont nettement moins importantes.

### Influence du vent

La circulation Méditerranéenne est aussi fortement influencée par les vents qui peuvent avoir une variabilité à l'échelle locale très importante (Myers et al., 1998; Molcard et al., 2002b). Comme on l'a vu au chapitre 2, les vents dominants interagissent avec l'orographie et créent des vents locaux qui peuvent être très intenses et impactent alors directement la dynamique, notamment le mélange vertical et la circulation de surface (Myers et al., 1998). L'action puissante et locale de ces forçages atmosphériques, le vent mais aussi les flux de chaleurs, influencent particulièrement la région Nord. La circulation côtière dans cette région est en effet caractérisée par une composante barotrope importante en réponse au forçage atmosphérique intense (Schaffer 2010). Des mesures altimétriques et in-situ ont confirmé qu'un rotationnel de tension de vent négatif pouvait entraîner la formation de tourbillons anticycloniques dans la zone du Courant des Baléares (Pascual et al., 2002; Hu et al., 2011; Barrier et al., 2016). Le modèle QG à une couche et demie sans forçage externe n'est clairement pas adapté pour une bonne représentation des dynamiques côtières et en eau peu profonde dans une région impactée par de tels forçages atmosphériques. Cependant cette décomposition des modes nous conforte bien que ce modèle QG à une couche et demie peut s'appliquer pour la circulation au large des côtes.

La Mer Méditerranée est donc une région où la dynamique océanique est clairement différente de la région du Gulf Stream ou de l'océan ouvert. Néanmoins, malgré les côtes et les îles, les gradients de topographie très marqués et des forçages atmosphériques intenses, ces premières analyses montrent que les courants énergétiques de cette région sont dominés par la géostrophie et que le premier mode barocline contribue le plus aux variations de SSH dans ces zones.

### 4.3.2 Propositions de complexification

Au vu de ces contraintes qui influencent la dynamique locale, nous avons proposé des versions alternatives de l'équation d'évolution de la VP QG en y ajoutant quelques termes, afin de prendre en compte la physique associée à ces différentes dynamiques. Nous analyserons par la suite au chapitre 6, une exploration du modèle QG à une couche et demie avec un forçage en vent et une exploration d'un modèle à deux couches permettant de prendre en compte le premier mode barocline et la topographie.

Il faut spécifier que cette étude n'est pas un cas purement théorique, mais que nous appliquons ce modèle QG dans le contexte de la problématique de l'échantillonnage temporel des futures données SWOT. C'est pourquoi nous utilisons le modèle QG pour une

advection des champs de SSH sur une période de temps relativement courte (inférieure au temps de revisite du satellite qui est autour de 10 jours en Mer Méditerranée). Lorsque l'on étudie des écoulements sur une faible période temporelle, l'influence du courant moyen peut être importante pour l'advection et le déplacement des tourbillons (Killworth et al., 1997). La SSH et le courant géostrophique moyen des futures données SWOT et de toutes les données altimétriques sont moins précises à petites échelles que leur composante variable (SLA), en raison des erreurs du géoïde (section 1.2.2). Il peut donc s'avérer utile de séparer leur contribution dans l'advection du modèle en effectuant une décomposition de Reynolds.

### Décomposition de Reynolds

Nous présentons ici une version du modèle QG à une couche et demie séparant les fluctuations du courant et le courant moyen à l'aide d'une décomposition de Reynolds. Nous avons modifié l'équation de conservation de la vorticité potentielle en décomposant l'écoulement en une partie variable et une partie moyenne :

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{q} + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla q' + \mathbf{u}' \cdot \nabla q' = 0 \quad (4.5)$$

Cela nous permet d'isoler la partie moyenne de la circulation océanique ( $\bar{\mathbf{u}}$  correspondant au courant moyen géostrophique) de la partie turbulente ( $\mathbf{u}'$  dérivant de la SLA) qui est mesurée de façon plus précise par les altimètres. Un avantage de cette décomposition de Reynolds est de pouvoir s'affranchir implicitement d'une part de la contribution du forçage moyen durant l'advection. Ce forçage est non résolu dans notre configuration initiale ( $\frac{Dq}{Dt} = 0$ ), mais il est néanmoins présent en partie dans les champs d'observations.

Ainsi, nous avons omis le terme  $\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{q}$  dans l'équation de la PV, en supposant qu'il équilibre une partie du forçage moyen présent dans les observations. Avec cette hypothèse, nous considérons l'équation suivante :

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla q' + \mathbf{u}' \cdot \nabla q' = 0 \quad (4.6)$$

Physiquement, considérer le terme de forçage moyen nul (en gardant les termes d'interaction moyenne/fluctuation dans l'équation de la PV) revient à assumer que la SSH moyenne n'évolue pas à travers la conservation de la PV aux larges échelles mais qu'elle est maintenue de manière permanente par un forçage large échelle.

### Notations

Afin de clarifier la notation pour les résultats issus de ces différentes versions, nous adoptons par la suite la terminologie suivante :

- *QG1L-2015* pour le modèle à une couche et demie tel qu'utilisé par Ubelmann et al. (2015)
- *QG1L-Rey* pour le modèle à une couche et demie avec la décomposition de Reynolds

## 4.4 Implémentation en Mer Méditerranée

### 4.4.1 Setup numérique

Le modèle QG va nous servir pour advecter des champs de SSH sur période de 5 à 10 jours et reconstruire ainsi l'évolution de ces champs sur ce laps de temps qui correspond à

l'échantillonnage temporel des futures mesures SWOT dans notre région d'étude. Le modèle QG est appliqué avec des conditions initiales correspondant à des champs de SSH issus de la simulation *CASCADE HYPERION*, spécifiées sur l'ensemble du bassin. Le champ de SSH de référence à la date  $t_0$  servant de condition initiale, permet de déduire les courants géostrophiques ( $u_g(t_0), v_g(t_0)$ ) et la fonction courant associée ( $\psi(t_0)$ ). L'équation 4.4 nous permet de calculer la VPQG à ce temps  $q(t_0)$ . L'équation de la conservation 4.2.3 nous permet de déterminer le champ de VPQG au pas de temps suivant, à l'aide des courants géostrophiques  $q(t_0 + dt)$ . Cela conduit à résoudre une équation aux dérivées partielles elliptique en  $\psi$ , et permet de retrouver la fonction courant au pas de temps correspondant,  $\psi(t_0 + dt)$ . Ce calcul d'advection de la SSH est schématisé figure 4.4.

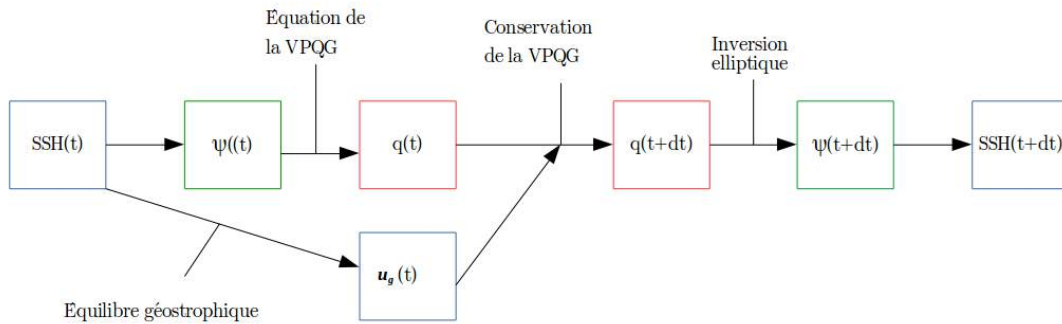


FIGURE 4.4 – Schématisation des étapes de calcul permettant d'adveciter un champ de SSH à partir d'un modèle quasi-géostrophique.

Les conditions aux limites imposent une fonction de courant constante sur les bords (égale à l'état initial) durant toute la période de l'advection (5-10 jours). L'inversion elliptique est réalisée par une méthode du gradient conjugué. Le pas de temps choisit pour cette simulation numérique de SYMPHONIE de résolution 1/25 est de 600 secondes.

Chaque champ de SSH quotidien issu de la simulation SYMPHONIE représente un état initial pour le modèle QG qui est ensuite advecité pendant 5 jours.

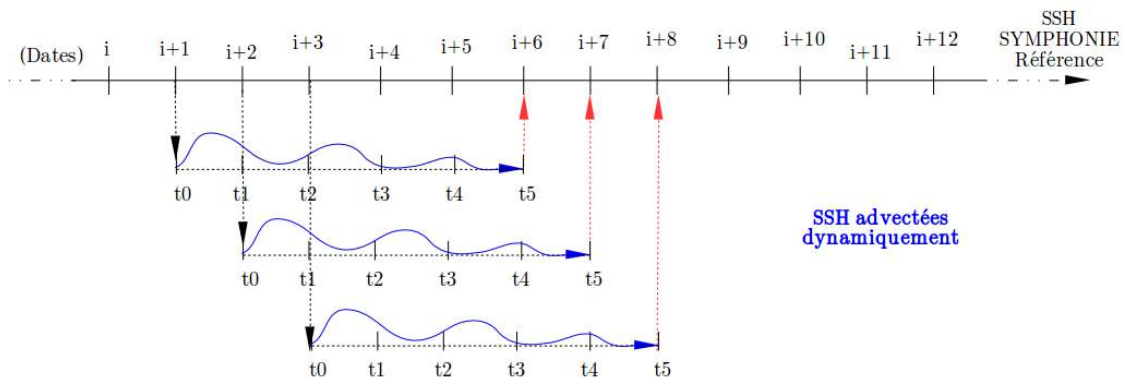


FIGURE 4.5 – Schématisation des advections sur une période de 5 jours, réalisées chaque jour successif (ici trois sont représentées). Les champs advectés à 5 jours des advections sont comparés aux champs de SSH de référence correspondant (flèches pointillées rouges).

Nous avons réalisé une advection de 5 jours tous les jours sur l'année 2008. Cela nous permet d'obtenir suffisamment de données pour estimer de manière statistique l'efficacité du modèle de propagation QG. En revanche, cela ne permet pas d'étudier la variabilité

interannuelle de cette efficacité. Ici nous voulons simplement nous assurer que ce modèle de propagation reconstruit correctement le champ de SSH sur une période temporelle de 5 jours et qu'il présente un intérêt par rapport à la persistance afin de pouvoir mettre en place une interpolation dynamique par la suite.

#### 4.4.2 Métriques d'évaluation

L'évaluation de l'efficacité du modèle QG (qu'importe la version) est estimée par l'analyse des erreurs de reconstruction. Pour chaque version, l'advection du champ de SSH par le modèle QG au cinquième jour est comparée au champ de SSH SYMPHONIE correspondant (flèches rouges sur le schéma 4.5). L'estimation de l'erreur de propagation est une simple différence des deux champs. Pour chaque version, les erreurs des propagateurs ( $err_{QG}$ ) sont comparées aux erreurs de persistance ( $err_p$ ), c'est à dire un champ de SSH SYMPHONIE constant temporellement sur la durée de l'advection. Formellement, ces erreurs sont définies ainsi :

$$err_{QG}(t + dt) = SSH_{QG}(t + dt) - SSH_{model}(t + dt) \quad (4.7)$$

$$err_p(t + dt) = SSH_{model}(t) - SSH_{model}(t + dt) \quad (4.8)$$

où  $SSH_{QG}(t + dt)$  est le champ de SSH advecté par la propagateur QG au temps  $t + dt$  ; et  $SSH_{model}$  est le champ de SSH du modèle SYMPHONIE.

Les erreurs sont analysées de manière spatiale et temporelle. Cette comparaison des erreurs QG et des erreurs de persistance nous permet d'estimer une capacité du modèle d'advection à reproduire le champ de SSH par rapport à la simple persistance. Nous avons défini une variable correspondant à cette capacité, appelée "skill" et définie comme suivant :

$$skill(t) = \left(1 - \frac{err_{QG}(t)}{err_p(t)}\right) * 100 \quad (4.9)$$

#### 4.4.3 Paramétrisation

Pour la version *QG1L-2015*, le seul paramètre à régler est le premier rayon de déformation de Rossby  $L_r$  qui conditionne la propagation de l'écoulement. Dans la version *QG1L-Rey* il faut aussi spécifier le champ moyen *MDT* en plus du rayon de Rossby. Dans cette dernière version, la *SLA* est calculée à partir de la *SSH* en soustrayant le champ moyen issu du modèle.

L'estimation des meilleurs paramètres est assez délicate, notamment en raison de la grande variabilité spatiale et temporelle de la dynamique de la région. Un paramètre est jugé optimal pour la version du modèle QG utilisée si il minimise l'erreur entre le champ advecté par le modèle et le champ de référence SYMPHONIE ( $err_{QG}$ ) de manière spatial et temporelle.

### Résultats

#### — Rayon de Rossby ( $L_r$ )

Le modèle tri-dimensionnel SYMPHONIE nous a permis d'estimer la variabilité temporelle et spatiale du premier rayon de déformation de Rossby en se basant sur la stratification verticale du modèle. Les rayons de déformations de Rossby sont obtenus par la méthode de Chelton et al. (1998). Cette méthode utilise les vitesses de phase des modes verticaux déterminés par les valeurs propres du problème de



Sturm-Liouville pour la structure verticale de la vitesse verticale (décomposition verticale des modes). Chelton et al. (1998) montrent ainsi que la vitesse de phase du premier mode peut être approximée par :

$$c_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-H}^0 \mathcal{N}(z) \cdot dz \quad (4.10)$$

$H$  étant la profondeur totale de l’océan. Le premier rayon de déformation de Rossby est alors déterminé, en dehors de la zone équatoriale, par :

$$L_r = \frac{c_1}{f} \quad (4.11)$$

Nous avons calculé ces valeurs de  $L_r$  sur la période d’étude de 5 ans. La figure 4.4.3 représente le rayon de Rossby du premier mode barocline moyenné en hiver sur les mois de janvier (à gauche), et pour l’été sur les mois de septembre (à droite) pour l’ensemble du domaine spatial étudié. En hiver, le rayon de Rossby varie de 6 km à la côte dans la zone du Golfe du Lion à 14 km dans le courant Algérien. On observe une structure spatiale assez complexe reliée à la stratification, elle même complexe, incluant des cellule de convection hivernales. En été, la couche de mélange étant moins importante et la colonne d’eau plus stratifiée, ce rayon présente des échelles plus grandes, variant de 12 km au large du Golfe du Lion à 18 km dans la zone du Courant Algérien.

Notons que les longueurs d’ondes spectrales associées sont environ 4 fois supérieures à ces rayons (diamètre = 2 fois le rayon ; longueur d’onde  $\approx$  2 fois le diamètre des tourbillons). Notre modèle de référence prévoit une gamme de longueurs d’ondes typiques de 25 à 50 km en hiver et autour de 50-70km en été.

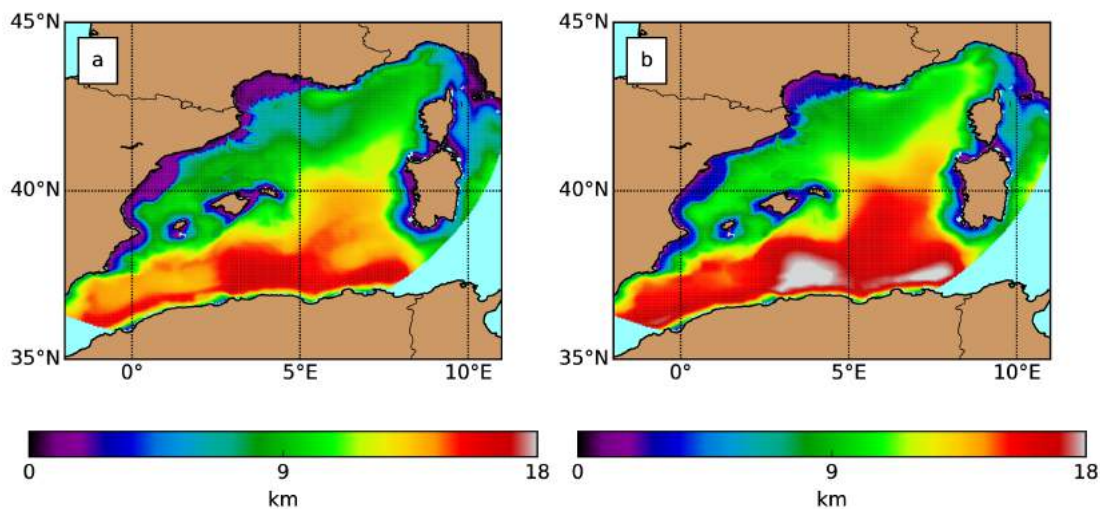


FIGURE 4.6 – Rayon de Rossby associé au premier mode barocline calculé à partir du modèle SYMPHONIE et moyenné sur la période 2007-2011 pour les mois de : (a) Janvier ; (b) Juillet

Pour des raisons de stabilité numériques du modèle QG, ce paramètre  $L_r$  ne doit pas varier spatialement et sa valeur doit être constante sur tout le domaine. Nous avons testé la sensibilité du modèle à ce paramètre en fonction des erreurs de reconstruction pour une advection de 5 jours.

Nous donnons ici un exemple succinct d’analyse pour le choix de ce paramètre.

Nous prenons trois valeurs différentes  $L_r = 5km$ ,  $L_r = 10km$ ,  $L_r = 15km$  et nous estimons les erreurs de manière spatiale (figure 4.7) et temporelle (figure 4.8) pour la reconstruction par le modèle QG après 5 jours d'advection, pour les premiers mois de l'année 2008.

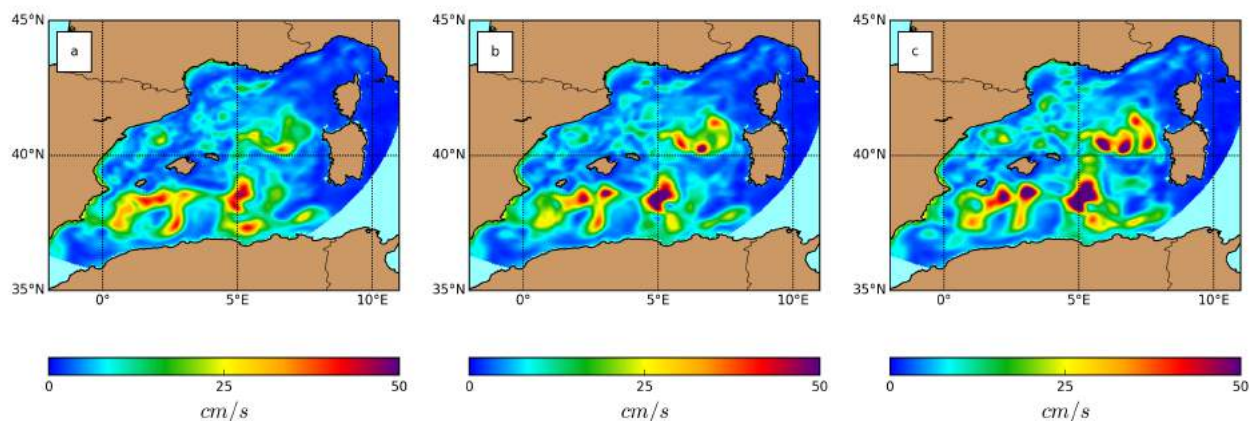


FIGURE 4.7 – Variance de l'erreur pour le modèle QG version *QG1L-2015* moyennées sur les premiers mois de 2008 pour différents rayon de Rossby : (a)  $L_r = 5km$ ; (b)  $L_r = 10km$ ; (c)  $L_r = 15km$

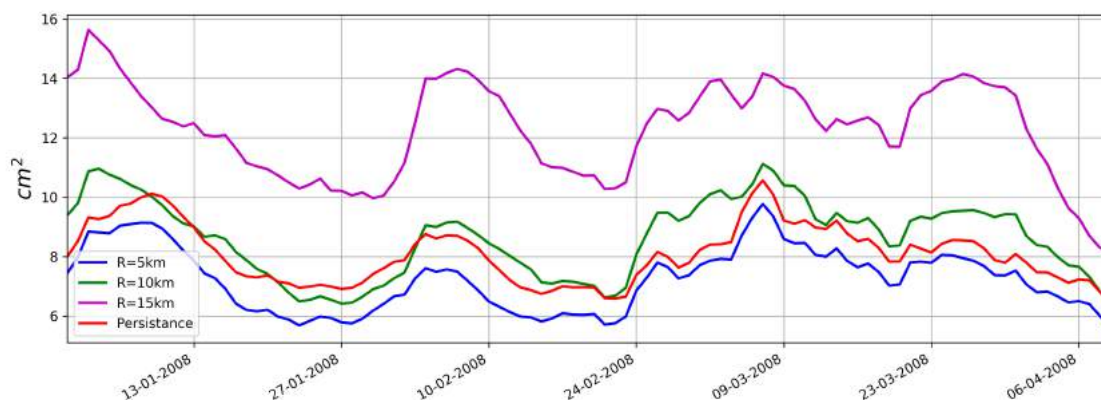


FIGURE 4.8 – Variance de l'erreur pour le modèle QG version *QG1L-2015* moyennées sur tout le bassin pour différents rayon de Rossby.

Ces figures démontrent qu'un rayon de 15 km génère des erreurs plus grandes qu'un rayon de 5 km sur le bassin en général avec des erreurs plus importantes dans le bassin Algéro-Provençal et au sud. Les courbes d'erreurs temporelles (figure 4.8) montrent également que les rayons de 10 km et 15 km sont plus importantes que les erreurs faite par la persistance du modèle et ne sont donc pas des paramètres adaptés pour notre étude d'advection de 5 jours.

Cette analyse, que nous avons étendue à la période de 5 ans (2007-2011) pour une meilleure fiabilité statistique, nous a permis de fixer un rayon optimal à 6.5 km. Cette valeur est optimale pour une advection courte sur tout le bassin et pour chaque saison.  $L_r$  est relativement faible en comparaison au rayon moyen du bassin qui fluctue plutôt entre 5 à 15 km. L'efficacité d'un petit rayon de Rossby peut s'expliquer par

le fait qu'il contraigne les mouvements plus petits et rapides, ce qui est concordant avec une advection de seulement quelques jours dans notre cas. Il se peut aussi que ces résultats soient dépendants de la simulation utilisée. Ici nous avons utilisé la simulation CASCADE HYPERION qui a été réalisée spécifiquement pour des études sur le Golfe du Lion, sous-région du bassin avec un rayon moyen autour de 3 à 10 km pour l'hiver ou l'été respectivement. Néanmoins, pour le reste de notre étude nous utilisons cette simulation comme scène de référence et nous appliquerons donc ce choix :  $L_r = 6.5\text{km}$ .

— Topographie dynamique moyenne (*MDT*)

Comme introduit auparavant, le courant moyen peut jouer un rôle important sur l'évolution de la SSH sur une courte période alors que sa valeur n'est pas précisément mesurée par les altimètres. Plusieurs estimations de la topographie dynamique moyenne sont possibles. Pour notre étude, nous avons choisi d'utiliser la SSH moyenne du modèle SYMPHONIE sur la période des 5 ans. Pour chaque jour, le modèle QG décompose le signal d'entrée à partir de cette valeur fixe de *MDT* :  $SSH = SLA + MDT$

Nous avons également testé une *MDT* saisonnière, c'est à dire la *SSH* moyenne par saison sur cette période. Les estimations des erreurs montrent qu'une *MDT* annuelle (correspondant à la moyenne de la *SSH* sur 5 ans) donne de meilleures performances en termes statistiques. Nous avons donc gardé cette valeur. La figure 4.9 montre que l'amélioration de la capacité est relativement faible entre une advection avec une décomposition de Reynolds et une advection avec le signal de *SSH* complet (*QG1L-2015*). La différence est seulement apparente en période hivernale, avec une augmentation de cette capacité d'environ 3%. Cette valeur optimale retenue est plutôt avantageuse pour un cas réaliste s'appliquant à des données altimétriques et non issues de simulations numériques car nous n'avons pas nécessairement accès à une *MDT* saisonnière très précise.

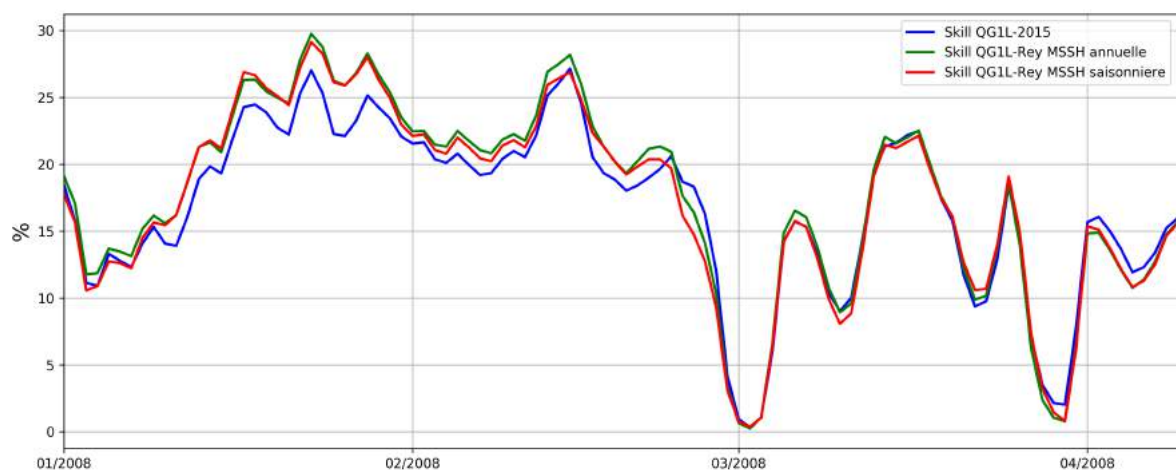


FIGURE 4.9 – Capacité d'amélioration (*Skill*) du modèle QG pour une advection de 5 jours moyennées sur tout le bassin pour trois versions : la version *QG1L-2015* en bleu, la version *QG1L-Rey* avec une *MDT* annuelle en vert, la version *QG1L-Rey* avec une *MDT* saisonnière en rouge.

## 4.5 Evaluation des sorties du modèle QG

L'évaluation des sorties du modèle QG se fait par l'analyse des erreurs et l'analyse de la capacité d'amélioration (*skill*) de manière statistique et spectrale, temporellement ou spatialement.

### 4.5.1 Illustration

En premier lieu il est important de souligner que ce propagateur est sans forçage. Cela signifie qu'aucun apport d'énergie ne vient alimenter le modèle durant le temps de l'advection. Ce modèle tend donc à voir son niveau d'énergie cinétique baisser au cours de l'advection pour finalement atteindre un équilibre, qui dans ce cas, correspondrait à un champs de SSH uniforme spatialement. Pour illustrer cette perte d'énergie nous avons calculé l'évolution de l'énergie cinétique du champ de SSH pour une advection de 300 jours. Nous avons comparé cette évolution avec l'évolution de l'énergie cinétique du champ de SSH de référence sur ces mêmes 300 jours. Ces résultats sont présentés par la figure 4.10.

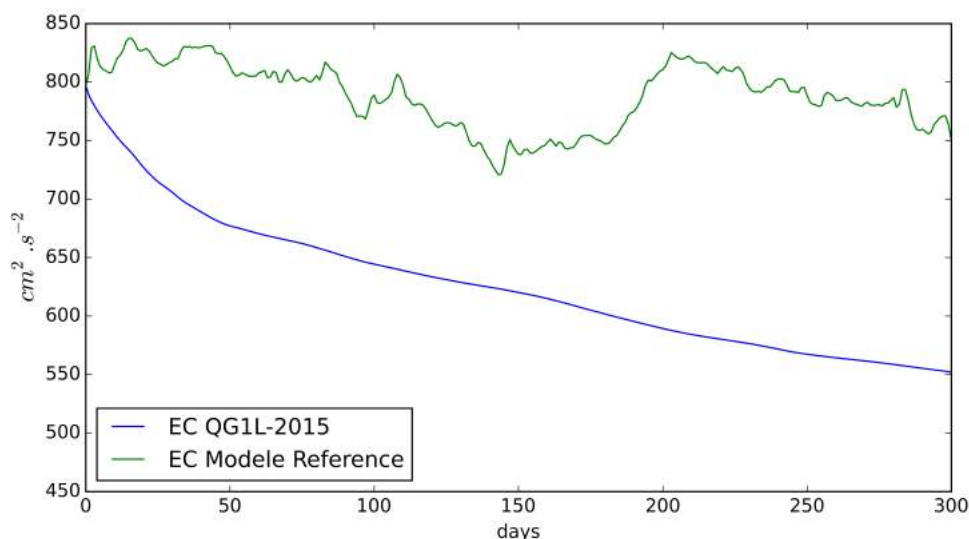


FIGURE 4.10 – Evolution de l'énergie cinétique totale du champ de SSH pour une advection de 300 jours par le modèle QG version *QG1L-2015* en bleu et pour la SSH de référence SYMPHONIE en vert.

Après 200 jours d'advection, le modèle QG a perdu plus de 25% de son niveau d'énergie. Dans notre cas d'étude, nous sommes focalisés sur une reconstruction du champs de SSH sur 5 à 10 jours. Vers 10 jours, le modèle perd environ 5% de son niveau d'énergie cinétique totale d'après cette figure, ce qui reste relativement faible.

La quantité d'énergie cinétique est relative à la variance des vitesses qui font intervenir un degré supérieur de précision par rapport à la SSH car elles sont liées aux dérivées de cette dernière. En conséquence, l'évaluation des champs de SSH reconstruits est moins exigeante que la reconstruction des vitesses ou encore de la vorticité qui, dans le cadre QG, s'obtient par l'opérateur Laplacien. Ainsi, le modèle QG sans forçage dont le niveau d'énergie diminue avec le temps tend à lisser les structures en vitesse et encore plus celles en vorticité potentielle, mais un peu moins en SSH. Pour illustrer cela nous avons représenté sur la figure 4.11, l'évolution des champs de vorticité potentielle et des champs de SSH associés sur 15 jours, à partir du 1er janvier 2008. On peut remarquer que les champs de

VP advectés par le propagateur (colonne du milieu) tendent à devenir plus lisses au fur et à mesure du temps et perdre en précision. En revanche, il est plus difficile de constater ce lissage sur la SSH associée (colonne de droite) qui est moins impactée par la perte d'énergie.

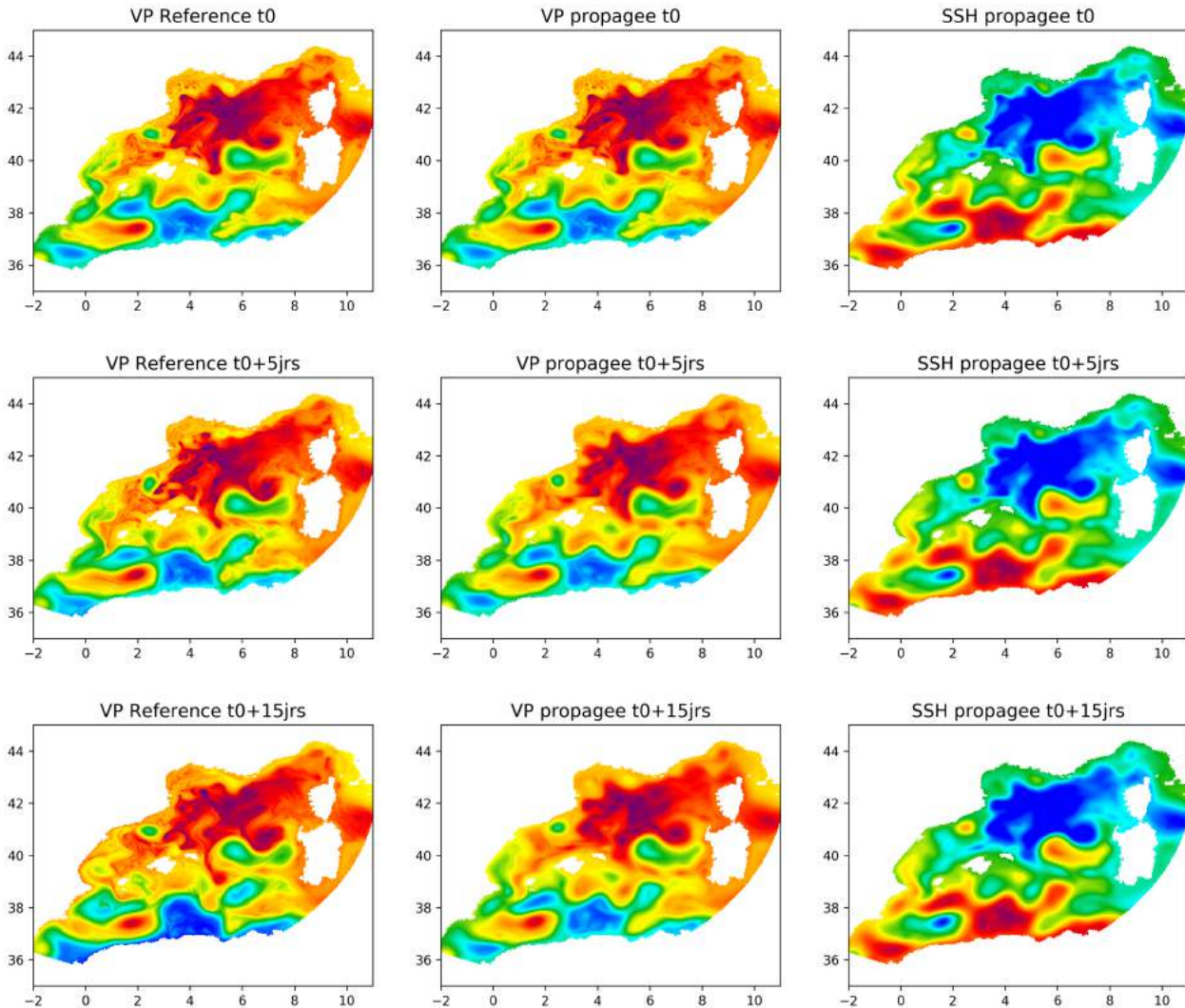


FIGURE 4.11 – Illustration de l'évolution temporelle sur 15 jours des champs de vorticité potentielle et des champs de SSH associés. Figures de gauche : VP de référence SYMPHONIE ; figures du milieu : VP advectée par le propagateur QG ; figures de droite : SSH advectée par le propagateur QG. Les champs sont représentés au jour initial à partir du 1er janvier 2008 (haut) , 5 jours plus tard (milieu) et 15 jours plus tard (bas).

#### 4.5.2 Analyse temporelle des erreurs

Nous avons analysé les erreurs et les capacités des deux versions *QG1L-2015* et *QG1L-Rey* à travers les statistiques temporelles, spatiales et globales. Le rayon de Rossby est pris fixe à 6,5 km et le champ de topographie dynamique moyen correspond à la *MDT* basée sur la moyenne de la *SSH* sur la période d'analyse des 5 ans. Le temps d'advection est de 5 jours.

L'illustration figure 4.12 permet de visualiser l'évolution temporelle des erreurs pour

les deux versions sur l'année 2008 (graphique du haut). La performance est représentée figure 4.12 sur le graphe du bas pour les deux versions. Tout d'abord, nous pouvons constater que les variances des erreurs de persistance en SSH ( $3-4 \text{ cm}^2$ ) sont en moyenne autour de 4% du signal en SSH ( $80-90 \text{ cm}^2$ ). Ces erreurs sont épisodiques, avec de fortes variations temporelles atteignant 10% du signal en automne pour cette année 2008. Cette analyse permet de s'assurer que le modèle QG permet une amélioration d'environ 15% sur l'année 2008 par rapport à la persistance, avec une meilleure performance en hiver. En été l'erreur moyenne se situe autour de  $2.5 \text{ cm}^2$ . En automne les erreurs augmentent plus rapidement jusqu'à  $8 \text{ cm}^2$  fin novembre, et le modèle QG a du mal à reconstruire le champ de SSH après 5 jours tout comme la persistance qui s'éloigne de la référence. Cette période de l'année 2008 est caractérisée par des coup de vent violents, notamment provenant du vent de Mer Le Marin, qui se traduisent par un rotationnel de la tension de vent intense et sporadique pouvant altérer la capacité de la dynamique QG ici sans forçage. En hiver, le modèle QG (pour les deux versions) fait entre 15 à 20% mieux que la persistance. La saison hivernale est caractérisée par une dynamique sous-mésoéchelle active, les petites structures sont plus énergétiques, et le champ de SSH présente plus d'interactions de tourbillons qui peuvent être modélisées en partie par la dynamique QG en l'absence de coups de vents violents. Cela expliquerait le taux de performance plus élevé du modèle QG lors de cette période de l'année.

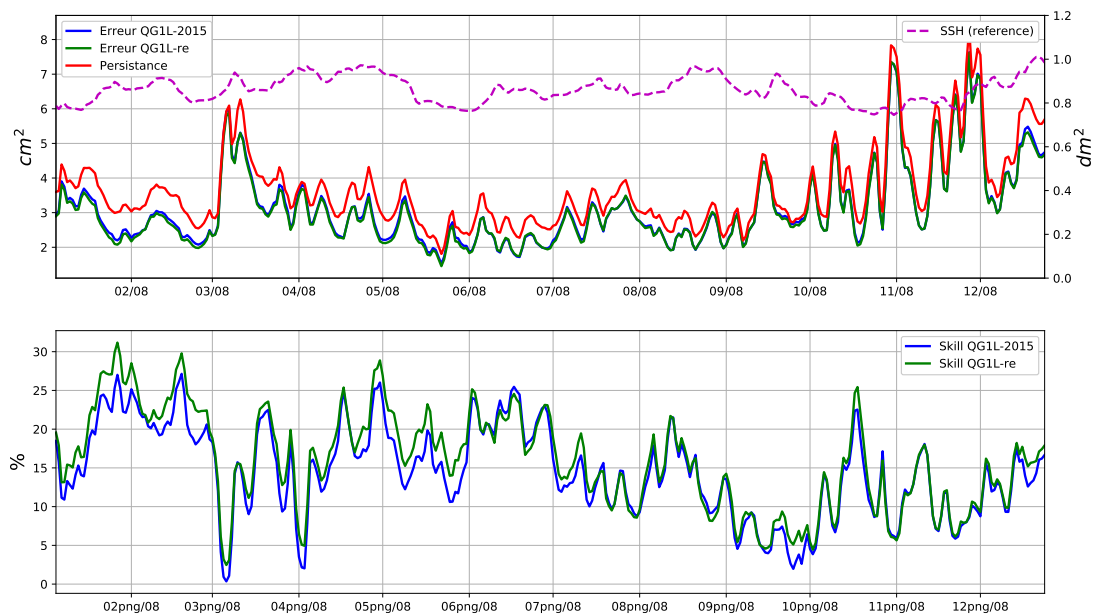


FIGURE 4.12 – Variance du signal de SSH de Référence (courbe pointillée magenta) superposée aux variances des erreurs temporelles (graphe du haut) et capacités associées (graphe du bas) pour les versions *QG1L-2015* et *QG1L-re* calculées sur l'année 2008 et estimées après 5 jours d'advection. Noter la différence d'unités pour le graphe du haut : la variance du signal de référence est en  $\text{dm}^2$  (axe des ordonnées à droite), les variances des erreurs en  $\text{cm}^2$  (axe des ordonnées à gauche).

On constate également que la version avec une décomposition de Reynolds apporte un léger gain par rapport à la version originale, autour de 1 à 3 % suivant les mois.

### 4.5.3 Distribution spatiale des erreurs

Nous avons regardé la distribution spatiale des erreurs de la persistance et du modèle QG après 5 jours d'intégration afin de visualiser la localisation des erreurs. La figure 4.13 illustre cette distribution pour deux saisons, hivernale (figure du haut) et estivale (figure du bas) 2008 pour la persistance (figures du milieu) et pour le modèle QG avec la version *QG1L-2015* (figures de droite). Comme pour l'analyse temporelle précédente, les erreurs sont plus importantes en hiver qu'en été, pour la persistance comme pour le modèle QG.

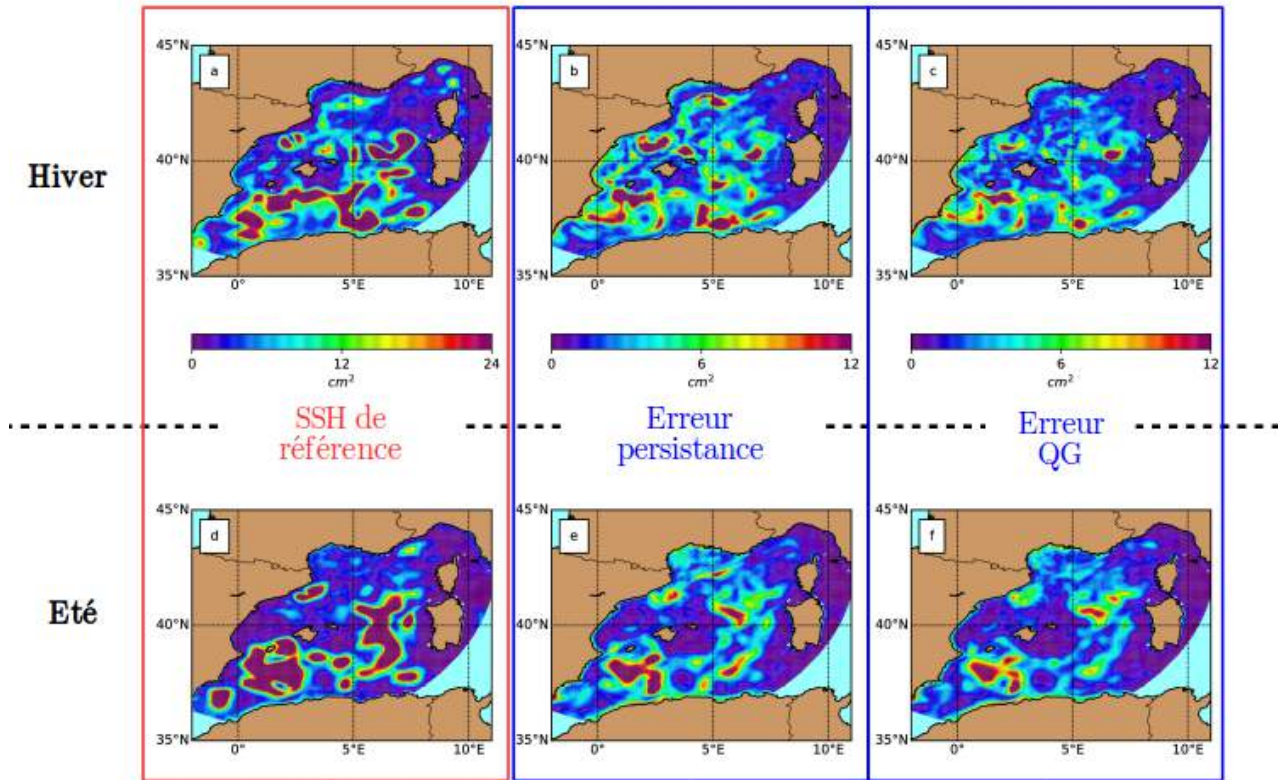


FIGURE 4.13 – Variance spatiale calculées sur l'année 2008 pour : a) Signal de SSH de référence en hiver ; b) Erreurs de persistance en hiver ; c) Erreurs du modèle QG (version *QG1L-2015*) en hiver ; d) Signal de SSH de référence en été ; e) Erreurs de persistance en été ; f) Erreurs du modèle QG (version *QG1L-2015*) en été

On peut noter que pour l'hiver comme pour l'été, les erreurs sont localisées aux maxima de variance du signal de référence (figures de gauche) et sur le plateau continental dans le Golfe du Lion. La partie est du bassin, entre l'Italie et la Corse et Sardaigne est peu impactée par les erreurs, la persistance comme le modèle QG semblent assez bien reconstruire le champ de SSH dans cette région. La variance y est aussi relativement faible en comparaison au reste du bassin, ce qui suggère que la dynamique de surface y est plutôt lente. Le modèle QG tend à diminuer l'erreur de reconstruction en comparaison à la persistance, surtout en hiver et cela donne donc un intérêt à l'utilisation d'un modèle QG pour la reconstruction du champ de SSH pour des échelles de temps relativement courtes autour de 10 jours.

Nous analyserons plus en détails la variabilité spatio-temporelle et spectrale au chapitre 5, à travers les résultats de l'interpolation dynamique. Ces analyses des sorties du modèle QG sont principalement réalisées pour s'assurer que ce propagateur est envisa-

geable pour une interpolation dynamique.

#### 4.5.4 Croissance des erreurs et fenêtre temporelle

Nous avons présenté jusqu'ici les résultats du modèle pour des advections en avant en temps, dites *forward*. Comme les termes de mélanges sont négligés dans l'équation de la conservation de la VPQG (équation 4.2.3), le modèle QG peut aussi être intégré en arrière en temps (advection *backward*). Cette propriété de ce modèle très simple n'est pas applicable pour les modèles aux équations primitives plus complets et précis. Elle représente l'intérêt fondamental pour réaliser une interpolation dynamique entre deux champs d'observation qui prend en compte à la fois les advections *forward* et les advections *backward*.

Afin d'évaluer si les résultats issus du modèle QG sont donc bien exploitables pour une interpolation dynamique, nous avons donc également analysé le comportement des erreurs *backward* en comparaison à la persistance. Pour cela nous avons calculé les mêmes diagnostics que précédemment qui montrent sensiblement les mêmes résultats. Dans cette section, nous résumons le comportement des erreurs *forward* et *backward* en analysant l'évolution de la variance des erreurs avec la fenêtre temporelle d'advection. Nous avons analysé ces erreurs à l'échelle du bassin et dans différentes sous-régions. De même, nous avons évalué les erreurs moyennées sur l'année et par saison.

La figure 4.14 représente l'évolution des erreurs pour une fenêtre temporelle d'advection de 20 jours pour l'ensemble du bassin occidental (courbes rouges), la sous-région du Golfe du Lion (courbes vertes) et la sous-région du Bassin Algérien (courbes bleues) pour la version *QG1L-2015* moyennée sur les 5 ans en comparaison à la persistance (lignes pointillées). Comme cela était visible sur les cartes de distribution spatiale des erreurs, le signal et les erreurs sont plus forts dans le Bassin Algérien que dans la partie Nord du bassin. On peut noter que les erreurs des advections *forward* et *backward* sont quasiment symétriques : elles évoluent identiquement et sont à peu près équivalentes au jour central de la fenêtre temporelle, ici à 10 jours.

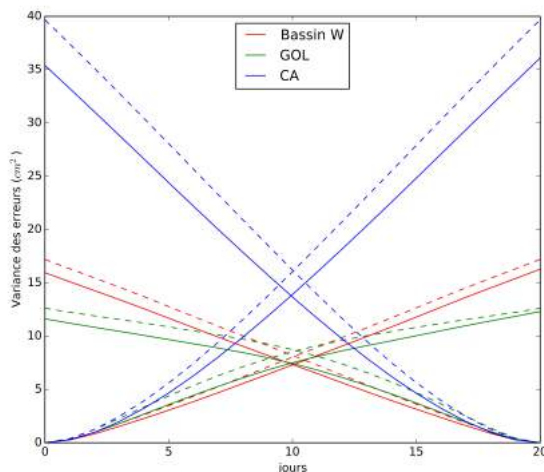


FIGURE 4.14 – Evolution de la variance des erreurs pour une fenêtre temporelle d'advection de 20 jours pour l'ensemble du bassin occidental (courbes rouges), la sous-région du Golfe du Lion (GOL, courbes vertes) et la sous-région du Bassin Algérien (CA, courbes bleues) pour la version *QG1L-2015* moyennée sur les 5 ans. Les lignes pointillées correspondent à la persistance.

Il en est de même en période hivernale ou estivale. La figure 4.15 permet de le visualiser pour la région du Bassin Algérien.

On note encore ici que les erreurs sont plus fortes en hiver qu'en période estivale. Dans tous les cas, les erreurs de reconstructions du modèle QG sont toujours entre 15 à 20%



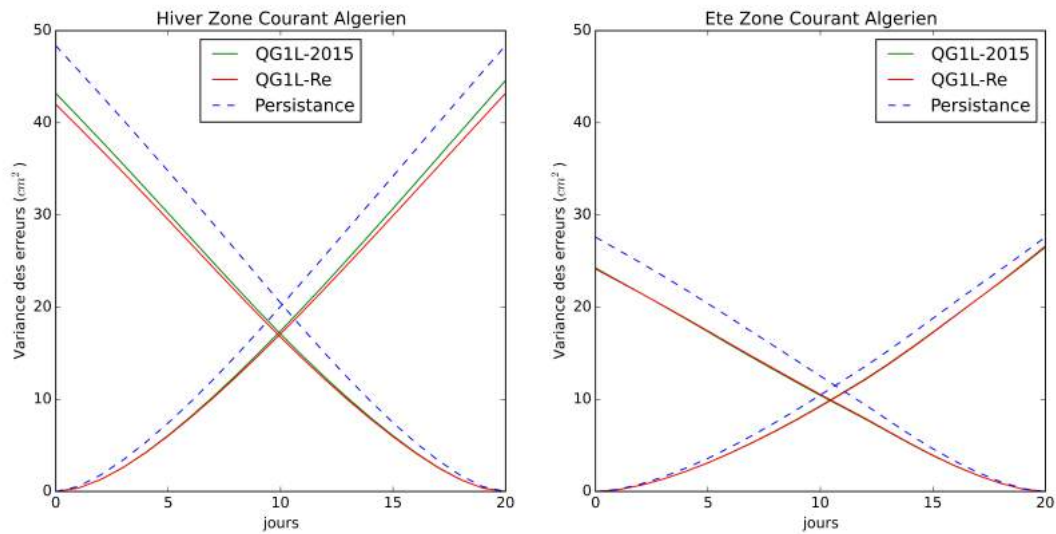


FIGURE 4.15 – Evolution de la variance des erreurs en fonction de la fenêtre temporelle d’advection pour la sous-région du Bassin Algérien pour les versions *QG1L-2015* et *QG1L-re* pour les saisons hivernale et estivale moyennées sur les 5 ans .

plus faibles que celles de la persistance.

En faisant varier la fenêtre temporelle d’advection, Ubelmann et al ont montré que plus la fenêtre temporelle est grande et plus les erreurs sont élevées. Cette méthode d’advection est donc limitée de façon temporelle et ne peut s’appliquer pour reconstruire des champs de SSH trop éloignés en temps. Pour la dynamique locale de la Méditerranée, cette technique est relativement intéressante avec une fenêtre temporelle de 5-10 jours. De manière générale, qu’importe la fenêtre temporelle, les erreurs des advections *forward* et *backward* sont symétriques. Cette caractéristique est très importante pour l’étape d’interpolation dynamique puisqu’elle permet de justifier la combinaison linéaire des deux advections sans pondération spécifique mais avec une simple pondération linéaire.

## 4.6 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, nous avons pu mettre en avant la capacité d’un modèle QG simple à une couche et demie à représenter l’évolution temporelle d’un champ de SSH à partir d’une simulation numérique haute résolution en Mer Méditerranée Occidentale. Nous avons estimé l’importance des deux premiers modes baroclines et du mode barotrope sur la variable de hauteur de mer à l’aide d’une décomposition en modes verticaux afin d’estimer a priori la capacité de ce modèle QG qui ne représente que le premier mode barocline. Cette analyse nous a confirmé que le premier mode barocline était bien dominant dans la région mais que le mode barotrope était important localement, en particulier dans les zones côtières et au centre du bassin. Ces zones sont aussi fortement impactées par les courants agéostrophiques.

Pour une courte période de 5 jours, les erreurs de reconstruction du signal de SSH par le modèle QG en comparaison à la SSH complète du champ de référence SYMPHONIE sont relativement faibles en dehors des zones de forte variance du signal de référence, et plus importantes dans ces régions et sur le plateau continental. Elles sont aussi plus fortes en hiver qu’en été, et 15% plus faibles en moyenne que la persistance après 5 jours

d'advection.

Ces résultats confirment qu'un modèle QG à une couche active peut apporter une amélioration pour l'estimation de l'écoulement rapide ( $< 10$  jours) par rapport à une simple persistance. Dans le chapitre suivant (chapitre 5) nous allons analyser plus en détails son apport pour l'application d'une interpolation dynamique utilisant les advections *forward* et *backward*. Nous analyserons aussi de manière préliminaire l'influence de la scène de référence.



Troisième partie

Application à la reconstruction de  
SSH



## Chapitre 5

# Cas idéalisé d'un échantillonnage spatial complet : méthode d'interpolation dynamique

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Principe de l'interpolation dynamique . . . . .</b>	<b>104</b>
5.1.1	Illustration . . . . .	106
<b>5.2</b>	<b>Contexte expérimental en Mer Méditerranée Occidentale . . .</b>	<b>108</b>
<b>5.3</b>	<b>Evaluation des résultats obtenus . . . . .</b>	<b>109</b>
5.3.1	Statistiques globales . . . . .	109
5.3.2	Caractérisation de la variabilité spatio-temporelle . . . . .	111
5.3.3	Analyse spectrale . . . . .	114
5.3.4	Autocorrelation des erreurs . . . . .	117
5.3.5	Importance des frontières . . . . .	117
5.3.6	Influence de la scène de référence . . . . .	119
<b>5.4</b>	<b>Discussion et conclusion . . . . .</b>	<b>122</b>

---

Ce chapitre présente l'application de la méthode d'interpolation dynamique (DI), technique appliquée avec succès à la région du Gulf Stream en océan ouvert (Ubelmann et al., 2015). Cette technique a pour finalité de reconstruire l'évolution temporelle d'un champ de SSH entre deux images séparées de quelques jours via une interpolation de ces deux images advectées par un propagateur QG.

Nous appliquons ici cette technique à l'aide de la simulation de référence présentée au chapitre 3 et du modèle QG évalué précédemment sur cette simulation de référence. Nous sommes toujours dans un cas idéalisé spatialement où l'on dispose d'un champ de SSH complet sur la zone d'étude, mais sous-échantillonné temporellement avec une observation tous les dix jours. Dans ce chapitre, nous présentons d'abord le principe de la méthode puis les métriques qualitatives basées sur les erreurs de reconstructions qui nous permettent d'évaluer la capacité de cette technique. Nous précisons ensuite le paramétrage mis en place pour étudier notre zone d'intérêt, et nous finissons par évaluer les résultats obtenus en les comparant à une simple interpolation linéaire. Ce chapitre a notamment fait l'objet d'une publication (Rogé et al., 2017) que le lecteur peut retrouver en annexe B.

## 5.1 Principe de l'interpolation dynamique

### Principe

En se plaçant dans le contexte des futures données interférométriques SWOT, nous cherchons à reconstruire l'évolution temporelle de deux champs de SSH séparés de dix jours.

Une des solutions les plus simples pour reconstruire le champ entre ces deux dates d'observation est d'utiliser une interpolation linéaire. Malheureusement cette technique n'est pas en mesure de reconstituer l'évolution des structures petites échelles en raison de l'échantillonnage non continu dans le temps. Elle ne tient pas compte du mouvement généré par l'écoulement entre les séquences d'observations et tend ainsi à lisser la plupart des tourbillons de petites échelles. Pour notre étude, nous essayons d'améliorer la représentation des structures à moyenne et petite échelle (entre 150 et 40 km de longueurs d'ondes) sur une période d'environ 10 jours. Dans ce cas, le résultat d'une interpolation linéaire de deux images est très proche de la solution des méthodes standards d'interpolation optimale utilisées pour la cartographie altimétrique. En effet ces méthodes standards, telles que celle appliquée pour les produits DUACS, utilisent des coefficients de corrélation spatiaux autour de 100 km et temporels autour de 10 jours pour la Mer Méditerranée. Le déplacement des petits tourbillons recréé par ces méthodes est alors perçu comme une décorrélation. En appliquant une méthode d'OI standard dans leur étude, Ubelmann et al. (2015) font savoir qu'en réduisant les temps de décorrélation, le lissage spatial est atténué en comparaison à une interpolation linéaire mais néanmoins, la variance de l'erreur résiduelle demeure inchangée. De ce fait, dans le contexte particulier où cette interpolation entre deux images ne dispose pas d'erreurs d'observation, ils considèrent que le résultat d'une interpolation linéaire est une bonne représentation de la performance des méthodes standard d'OI.

Une autre solution pour reconstruire le champ entre deux dates d'observation, est une approche dynamique, méthode proposée par Ubelmann et al. (2015) et évaluée à travers une simulation numérique sur la région du Gulf Stream. Le principe de cette méthode dynamique (DI) est relativement simple : il s'agit de moyenniser les champs de SSH résultants d'advections *forward* et *backward* modélisés par le propagateur non-linéaire quasi-géostrophique, présenté en détails au chapitre 4.

Nous avons appliqué cette interpolation dynamique à la région méditerranéenne occidentale. Afin d'évaluer la capacité de cette technique par rapport aux méthodes standard d'OI, nous avons comparé les champs reconstruits dynamiquement à des champs reconstruits par interpolation linéaire (LI), considérant le résultat d'une LI comme une bonne estimation de la solution d'une OI. Cela nous permet aussi de simplifier grandement les calculs.

Pour réaliser cette interpolation dynamique, deux champs de SSH sont transportés vers l'avant et vers l'arrière en temps par le propagateur QG non-linéaire. Le résultat de la méthode d'interpolation dynamique est une combinaison linéaire de ces deux intégrations en temps des champs de SSH (schéma 5.1).

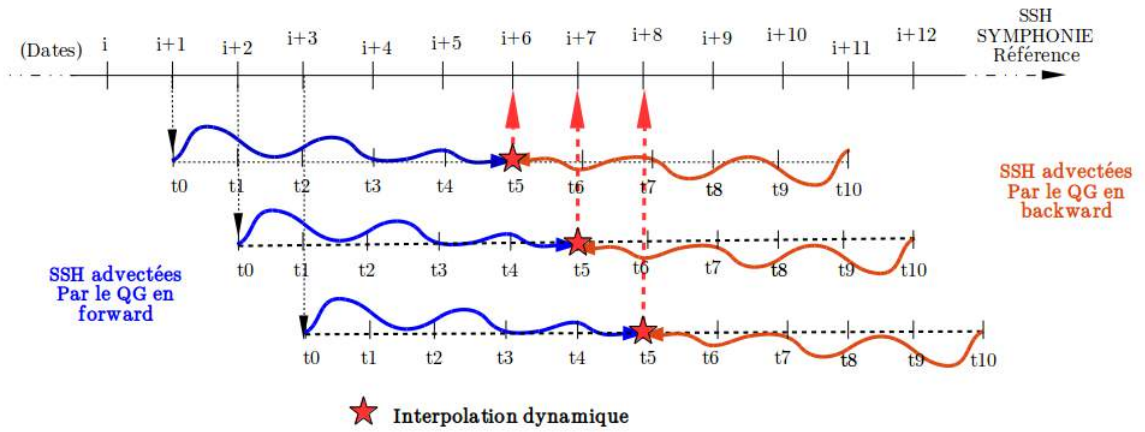


FIGURE 5.1 – Schématisation de la technique DI pour une fenêtre temporelle de 10 jours. Les champs finaux DI sont obtenus par moyenne pondérée des advections forward (bleu) et des advections backward (orange). Ces champs DI sont comparés aux champs de SSH de référence correspondant (flèches pointillées rouges).

En imposant un intervalle d'observations de 10 jours correspondant au sous-cycle de SWOT, et en se focalisant dans un premier temps sur la reconstruction au cinquième jour (à équidistance en temps des deux champs de référence), ces estimations DI et LI s'obtiennent ainsi :

$$\begin{aligned} SSH_{DI}(t_5) &= 0.5(SSH_{QG+}(t_0) + SSH_{QG-}(t_{10})) \\ SSH_{LI}(t_5) &= 0.5(SSH_{référence}(t_0) + SSH_{référence}(t_{10})) \end{aligned}$$

Plus l'observation est proche en temps et plus elle doit avoir un poids important car, comme montré au chapitre 4, le modèle de propagation QG tend à s'éloigner d'une représentation réaliste et augmenter l'erreur de reconstruction avec le temps. Dans le cas où nous aurions choisit de reconstruire une image le troisième jour, nous aurions alors appliqué la combinaison linéaire suivante :

$$SSH_{DI}(t_3) = 0.7SSH_{DI}(t_0) + 0.3SSH_{DI}(t_{10})$$

Les erreurs de reconstructions sont estimées par différence avec les champs de SSH de référence :

$$\begin{aligned} err_{DI}(t) &= SSH_{DI}(t) - SSH_{référence}(t) \\ err_{LI}(t) &= SSH_{LI}(t) - SSH_{référence}(t) \end{aligned}$$



### 5.1.1 Illustration

Prenons un exemple de deux images de champs complets de SSH séparées de 10 jours où l'on cherche à reconstruire une image le cinquième jour. La figure 5.2 va permettre d'illustrer le principe. On se place dans un cadre idéal où l'on dispose d'une observation couvrant entièrement la zone d'étude tous les jours, et on considère ces champs comme une vérité. Les images *a*, *b*, et *c* de cet exemple figure 5.2 montrent l'évolution temporelle du champ de SSH d'une simulation numérique (modèle SYMPHONIE présenté au chapitre suivant) dans la région Nord du Golfe du Lion autour du 20 mai 2008.

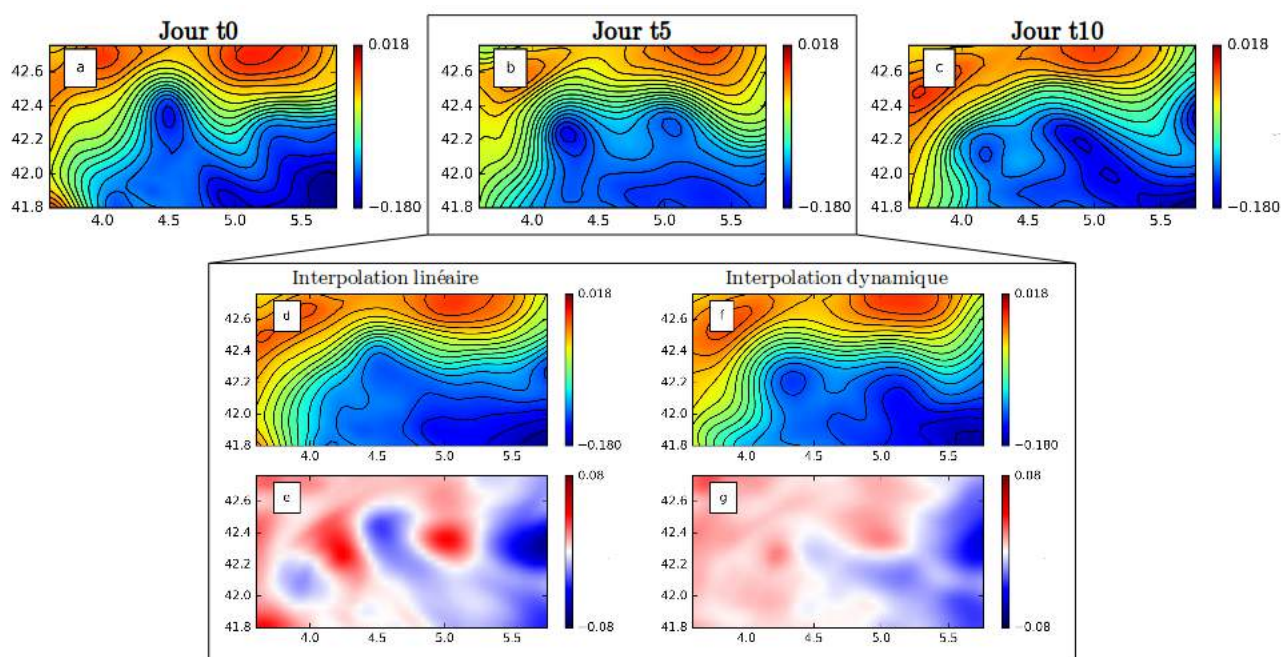


FIGURE 5.2 – Illustration de la technique DI pour la variable SSH. Images du haut : SSH de référence du modèle Symphonie dans la sous-région du Golfe du Lion sur 10 jours en 2008 pour : (a) Le 15 mai ( $t_0$ ), (b) le 20 mai ( $t_5$ ), (c) le 25 mai ( $t_{10}$ ). (d) Estimation linéaire au jour  $t_5$  à partir de (a) et (c). (e) Erreur LI : différence entre (d) et (b). (f) Estimation dynamique au jour  $t_5$  à partir de (a) et (c). (g) Erreur DI : différence (f) et (b). Unités en mètres.

Le modèle QG permet d'advecter 5 jours en avant le champ de référence défini au premier jour (figure 5.2a) et 5 jours en arrière le champ de référence défini le dixième jour (figure 5.2c). Le champ résultant de l'interpolation dynamique est alors défini comme la combinaison linéaire de ces deux estimations (figure 5.2f).

L'erreur de reconstruction de la méthode DI (figure 5.2g) est définie comme la différence entre cette estimation (figure 5.2f) et le champ de référence tel qu'il aurait dû être au jour 5 (figure 5.2b). De même, l'erreur de reconstruction de la méthode LI (figure 5.2e) est définie comme la différence entre cette estimation (figure 5.2d) et le champ de référence correspondant (figure 5.2b).

Nous avons aussi illustré la technique de reconstruction en terme d'EKE géostrophique (calculée à partir de la SSH) pour cette même période autour du 20 mai 2008 sur la figure 5.3. Cela permet de mettre en évidence la capacité de cette méthode pour recréer les champs de courants dérivés de la SSH que nous souhaitons également améliorer.

Dans cette région du Golfe du Lion, située au Nord du bassin occidental, les anomalies les plus fortes en terme de SSH ou d'EKE sont situées autour du méandre du Courant

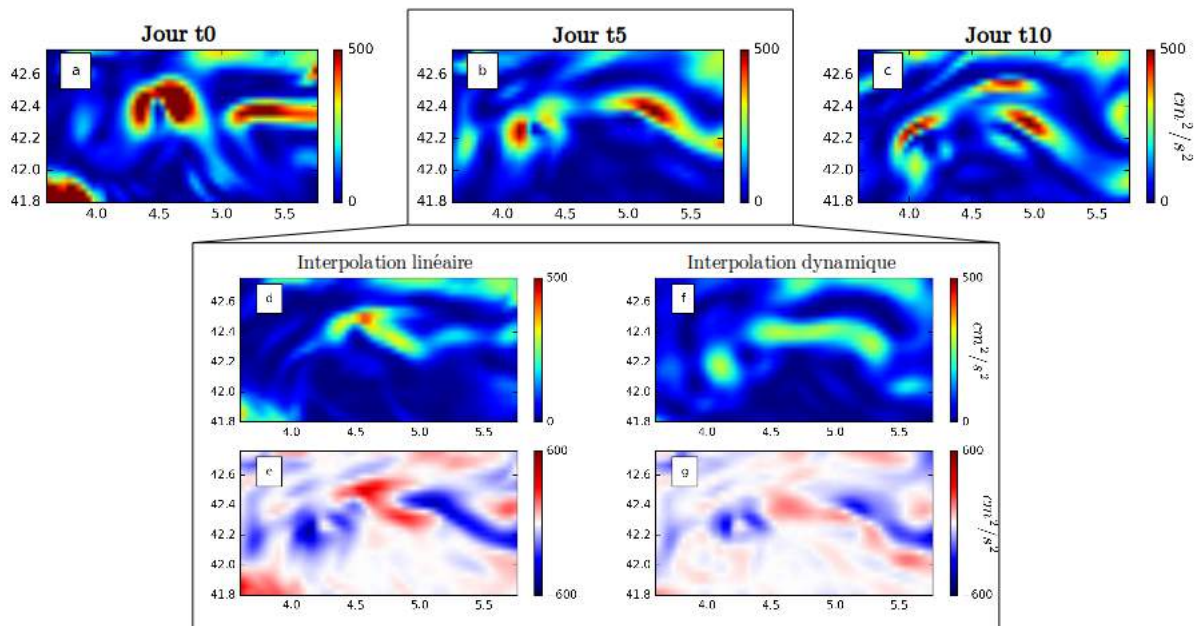


FIGURE 5.3 – Illustration de la technique DI pour l'EKE. Même description que la figure 5.2 mais pour la variable EKE géostrophique calculée à partir de la SSH. Unités en  $cm^2/s^2$

Nord, au niveau de  $42.4^\circ N$ . La figure 5.2 montre l'apparition et l'évolution de tourbillons cycloniques d'une taille de l'ordre de 30 km de diamètre le long de ce Courant Nord, autour de  $4.5^\circ E$ . Le système évolue assez rapidement vers l'ouest durant ces 10 jours où l'on constate que le méandre fluctue le long du Courant Nord. Le cyclone positionné vers  $4.5^\circ E$  le 20 mai (figure 5.2a) se déporte vers l'ouest par rotation en parcourant environ 20 km en 5 jours. Il apparait le 25 mai, dans le sillage de ce cyclone, un second tourbillon cyclonique légèrement moins intense et moins bien défini par les contours de SSH. Ce cyclone est également advecté vers l'ouest les 5 jours suivants, et après avoir parcouru un peu moins de 20 km le long du méandre durant ces 5 jours, il apparait plus intensifié et étiré par un méandre en formation du Courant Nord. Le champ de EKE visible figure 5.3 (panneaux du haut) montre l'évolution rapide de ces structures du méandre sur 10 jours. Les gradients de SSH génèrent des valeurs d'EKE géostrophique atteignant plus de  $500 cm^2/s^2$ .

Comme attendu, les champs obtenus par interpolation linéaire lissent à la fois l'amplitude et les gradients de ces structures évoluant rapidement, tel un ajustement linéaire des champs entre le jour 0 et le jour 10. Le premier cyclone présent au jour 0 à  $4.5^\circ E$ , assez intense sur le champ de référence, a pratiquement disparu sur l'estimation linéaire au lieu d'être propagé vers l'ouest. L'estimation dynamique permet une meilleure représentation de cette advection. Le second cyclone est aussi mieux représenté par l'estimation dynamique alors qu'il est totalement absent dans l'estimation linéaire. La méthode DI fournit donc une meilleure estimation des positions des principales structures tourbillonnaires présentes dans cet exemple, ainsi que des gradients de SSH contournant ces structures, et ce, malgré la simplicité de la dynamique du modèle QG à gravité réduite qui tend à diminuer ces amplitudes par rapport aux champs de références. Cette amélioration apportée par l'approche dynamique est quantifiée par les cartes d'erreurs. Ces dernières montrent bien des valeurs plus faibles pour les estimations dynamiques et plus importantes pour les

estimations linéaires, particulièrement autour des structures tourbillonnaires interagissant avec le Courant Nord.

Si on se focalise sur les champ de EKE, on constate bien que les deux estimations, linéaires et dynamiques, ont de plus faibles amplitudes que les champs de référence ( $> 300\text{cm}^2/\text{s}^2$  dans le cas dynamique). Cela est classique dans le cas de l'interpolation linéaire puisqu'elle consiste à moyennner les deux champs de référence et donc à réduire ce taux d'énergie si il n'est pas localisé à la même position. Pour l'interpolation dynamique, cette baisse du niveau d'énergie est principalement dû à la physique manquante dans le modèle de propagation QG, telles que les instabilités de type frontales qui pourraient conduire à des pincement du méandre. Les estimations dynamiques des champs de EKE géostrophiques représentent une versions lissée des champs de référence, avec des méandres étirés de plus faible amplitude et conduisant ainsi à des erreurs plus importantes pour ces positions du méandre. Les estimations linéaires des champs de EKE géostrophiques montrent des valeurs plus fortes, correspondant à la somme de la moitié de l'énergie des champs de référence du jour 0 et du jour 10. Mais l'EKE de l'estimation linéaire au jour 5 est divisée en différentes anomalies, décalées par rapport aux positions de référence qui ont été latéralement advectées durant ces quelques jours. Cela conduit à des erreurs encore plus importantes que les erreurs de l'estimation dynamique.

## 5.2 Contexte expérimental en Mer Méditerranée Occidentale

Afin de tester la méthode dans notre région d'étude, nous nous sommes d'abord placés dans un contexte d'échantillonnage spatio-temporel idéal. Ainsi, au lieu de travailler directement avec des données altimétriques le long des traces ou des données de fauchées SWOT simulées, nous avons utilisé les champs de données synthétiques complets issus de la simulation *CASCADE HYPERION*. La méthode d'interpolation est donc appliquée à des champs de SSH sur tout le bassin Méditerranéen Occidental couvert par la simulation. Contrairement à la plupart des données altimétriques qui sont contraintes par un échantillonnage temporel épars, cela nous permet de disposer d'une observation tous les jours.

Le temps de revisite caractéristique de l'échantillonnage de SWOT à ces latitudes est prévu à 10 jours. Nous pouvons donc considérer que le cas où l'on ne dispose que d'une observation tous les 10 jours est un cas extrême dans le cadre de notre étude, dans le sens où cette situation sera la plus difficile pour reconstruire le plus justement le champ de hauteur de mer. La figure 5.4 illustre l'évolution de la variance des erreurs en fonction du temps durant cette fenêtre temporelle de 10 jours. Ces courbes sont le résultat d'une moyenne sur tout le domaine et sur la période d'étude de 5 ans (2007-2011). Les traits fins en rouge sont les variances des erreurs de reconstructions du modèle QG (version *QG1L-rey*) pour les advections *forward* et *backward* comme étudiées au chapitre précédent. Jusqu'à la date moyenne du jour 5, ces deux courbes d'erreurs d'advection *forward* et *backward* ont des profils quasi symétriques. C'était également le cas pour des fenêtres temporelles de 6 et 20 jours pour l'étude concernant le Gulf Stream (Ubelmann et al., 2015) : les courbes avaient un profil symétrique se croisant à la date moyenne qui correspondait alors respectivement aux jours 3 et 10. Nous pouvons déduire que dans notre cas, les erreurs de reconstruction du modèle QG sont globalement équilibrées entre les advections *forward* et *backward*, et il n'y a donc pas besoin d'utiliser de pondération spécifique pour la combinaison linéaire.

Cette figure 5.4 montre aussi que la moyenne pondérée des erreurs commise par l'interpolation linéaire (courbe bleue) est deux fois plus forte que celle des erreurs produites

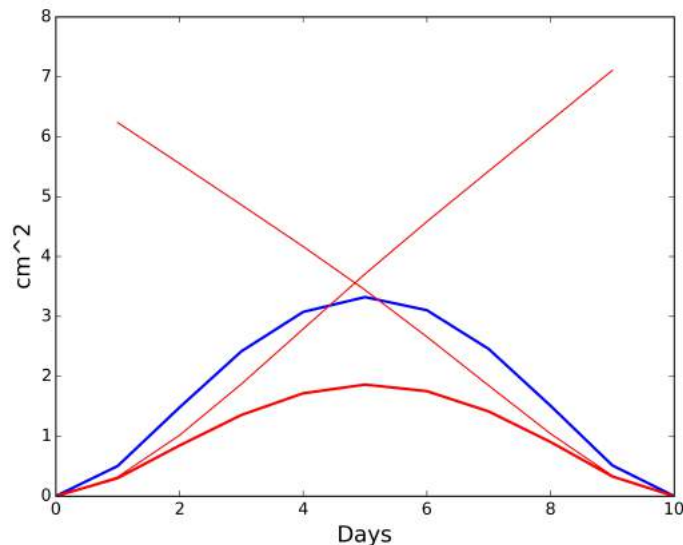


FIGURE 5.4 – Variance de l’erreur résiduelle des estimations de LI (ligne bleue), et DI (ligne rouge) pour une fenêtre temporelle de 10 jours, moyennée sur tout le bassin Méditerranéen occidental sur une période de 5ans (2007-2011) Les traits fins en rouge correspondent aux erreurs de reconstructions des estimations du modèle QG pour les advections *forward* et *backward*.

par interpolation dynamique (courbe rouge). Pour ces deux techniques, plus la date de reconstruction du champ est proche d’une observation (jour 0 ou jour 10), plus les erreurs sont faibles. La reconstruction du champ au 5ème jour est bien le cas le plus critique comme en témoignent les erreurs plus importantes qui en résultent.

Nous avons testé la reconstruction dynamique dans ce cadre expérimental à partir des différentes versions de modèles QG détaillées précédemment. La section suivante propose plus d’analyses quantitatives concernant les statistiques et améliorations apporté par la méthode de reconstruction dynamique.

### 5.3 Evaluation des résultats obtenus

Pour évaluer la capacité de reconstruction des différentes techniques, nous avons calculé une série de différentes métriques, afin de caractériser de manière statistiquement globale les résultats mais aussi leurs variations spatio-temporelles.

#### 5.3.1 Statistiques globales

Premièrement nous avons analysé les résultats de manière statistiquement globale en comparaison à ceux de l’interpolation linéaire. Pour cela nous avons calculé le pourcentage d’amélioration apporté par la reconstruction dynamique par rapport à la reconstruction linéaire pour les deux variables SSH et EKE. Ce pourcentage, désigné par la suite comme *performance*, est calculé de la manière suivante :

$$perf(t) = \left(1 - \frac{Var(err_{DI}(t))}{Var(err_{LI}(t))}\right) * 100 \quad (5.1)$$

Nous avons déterminé ce pourcentage pour toute la période d’étude des 5 ans et sur tout le bassin pour les différentes versions du modèle QG. Le tableau 5.1 donne les résultats obtenus avec les deux versions *QG1L-2015* et *QG1L-Rey*. Les performances moyennées

par saisons y sont également inscrites. En premier lieu, on observe que la version originale du modèle QG basée sur Ubelmann et al. (2015) accomplit la majeure partie de la performance par rapport à une estimation linéaire. Cette version du modèle obtient 16% d'amélioration sur les 5 ans pour la reconstruction de SSH et 15% pour celle de l'EKE. En utilisant la version du modèle avec la décomposition de Reynolds, nous obtenons une légère amélioration de l'ordre de 1 à 2 %. On constate que pour les deux versions, la performance est plus forte en hiver qu'en été avec une amélioration de seulement 9 à 10% en été pour la SSH contre plus de 21-22% en hiver sur toute la région.

SSH EKE	5 ans	Hiver	Printemps	Été	Automne
<i>QG1L-2015</i>	15.7	21.5	12.4	9	11
	14.8	15	12.5	11.6	14.8
<i>QG1L-Rey</i>	16.3	22.3	12.6	10.5	11.7
	15	15.2	12.6	12	15.3

TABLEAU 5.1 – Performance moyenne sur tout le bassin méditerranéen occidental sur cinq ans pour les deux versions du modèle QG, et performance moyenne saisonnière sur ces cinq ans en SSH (ligne supérieure en bleu), en EKE (ligne inférieure en rouge). Pour les saisons : Hiver : janvier-février-mars ; Printemps : avril-mai-juin ; Été : juillet-août-septembre ; Automne : Oct-Nov-Dec.

Ces statistiques sont également présentées pour la région Nord du Golfe du Lion dans le tableau 5.2. L'intérêt est de mettre en évidence l'efficacité de la méthode d'interpolation dynamique dans cette partie du bassin qui se distingue de la région globale par ses structures petites échelles énergétiques. Ainsi on observe que pour cette sous-région Nord du Golfe du Lion, la performance atteint 37% pour la SSH et 21% pour l'EKE en moyenne sur les 5 ans. Comme pour les statistiques sur le bassin occidental, on peut noter une faible amélioration en utilisant la version *QG1L-Rey* plutôt que *QG1L-2015*, de l'ordre de 1 à 2 %. De même on observe une variation saisonnière de la performance globale, avec 19% pour la SSH contre plus de 46% pour l'hiver. Cela nous amène donc à étudier plus en détail les variations temporelles et spatiale de cette méthode.

SSH EKE	5 ans	Hiver	Printemps	Été	Automne
<i>QG1L-2015</i>	36	45	29.3	17.5	30.9
	20	19	22.7	17.9	25.5
<i>QG1L-Rey</i>	37	46.5	29.5	19	32.2
	21.2	19.8	22	19.2	26.9

TABLEAU 5.2 – Performance moyenne pour la zone du Golfe du Lion sur cinq ans pour les deux versions du modèle QG, et performance moyenne saisonnière sur ces cinq ans en SSH (ligne supérieure en bleu), en EKE (ligne inférieure en rouge). Pour les saisons : Hiver : janvier-février-mars ; Printemps : avril-mai-juin ; Été : juillet-août-septembre ; Automne : Oct-Nov-Dec.

### 5.3.2 Caractérisation de la variabilité spatio-temporelle

La deuxième métrique établie peut se définir comme la capacité des champs reconstruits à restituer le plus justement la réalité. Nous avons calculé cette capacité spatialement et temporellement sur tout le domaine d'étude, ainsi que pour deux sous-régions, dans le Golfe du Lion et dans le courant Algérien. Pour notre étude, ces méthodes de reconstruction s'attachent à améliorer l'évolution du champ de SSH entre deux observations séparées de 10 jours. Nous avons donc déterminé la capacité de chacune des méthodes de reconstruction, dynamique ou linéaire, en tenant compte de la variabilité du champ de référence. Cette capacité, notée par la suite  $S$  (pour *Skill* en anglais), se définit comme suivant :

$$\begin{cases} S(LI) = \frac{Var(err_{LI})}{Var(Diff_{10jours})} \\ S(DI) = \frac{Var(err_{DI})}{Var(Diff_{10jours})} \end{cases} \quad (5.2)$$

$Diff_{10jours}$  étant la différence de l'évolution du modèle de référence SYMPHONIE sur 10 jours :

$$Diff_{10jours} = SSH_{référence}(t_{10}) - SSH_{référence}(t_0) \quad (5.3)$$

A partir de ces capacités respectives, nous formulons une capacité d'amélioration, notée  $SI$  (pour *Skill Improvement* en anglais), qui correspond à la différence de la capacité  $DI$  avec la capacité  $LI$  :

$$SI = S(DI) - S(LI) \quad (5.4)$$

Pour chaque technique de reconstruction, la capacité ( $S$ ) est meilleure lorsque elle s'approche de 1. Lorsque l'indice d'amélioration  $SI$  se rapproche de 1, cela signifie que la contribution de la méthode dynamique est meilleure qu'une interpolation linéaire. Les figures 5.5(a) et 5.5(b) représentent la répartition spatiale de la capacité pour les reconstructions  $LI$  et  $DI$  respectivement, basées sur la version *QG1L-Rey* du modèle QG. Ces cartes correspondent à l'erreur maximale du champ reconstruit au 5ème jour. Dans la plupart des zones centrales et du sud, cette capacité est élevée (supérieure à 0.8) pour les deux méthodes,  $LI$  et  $DI$ . En effet, les deux méthodes reconstruisent la majeure partie du champ de SSH, principalement dans les régions de moyenne à faible EKE (figure 5.3). Cependant, dans la région énergétique du Courant Nord, la capacité de la méthode dynamique est supérieure à 0.8 alors que l'interpolation linéaire reste autour de 0.5-0.7. Les deux méthodes de reconstruction restent peu adéquates en zones côtières et sur les plateaux le long des côtes ouest, qui sont fortement influencées par la circulation intense et sporadique du vent. La capacité la moins relevante (autour de 0.5) apparaît le long de la côte nord-ouest, dans une région affichant un plateau peu profond et placée sous l'effet direct des forçages de vents violents du Mistral et de la Tramontane.

La figure 5.5(c) représente la capacité d'amélioration ( $SI$ ) de la reconstruction dynamique par rapport à l'interpolation linéaire, moyennée aussi sur les 5 ans. On constate que la plus grande capacité d'amélioration se situe dans une des régions les plus énergétiques du Golfe du Lion, le long du méandre décrit par le Courant Nord, dans la partie est de la Mer des Baléares ainsi que le long du Courant Algérien. Localement, sur la carte de performance moyennée sur 5 ans (figure 5.5d), la reconstruction dynamique peut apporter jusqu'à 60% d'amélioration au regard d'une interpolation linéaire, surtout au niveau du méandre du Courant Nord (autour de 6°E).

Nous avons étudié la variation saisonnière de l'indice  $SI$  (figure 5.6). Il est clair que durant la saison hivernale, lorsque les dynamiques à petites échelles sont très énergétiques, la méthode dynamique améliore la performance pour la plus grande partie du bassin

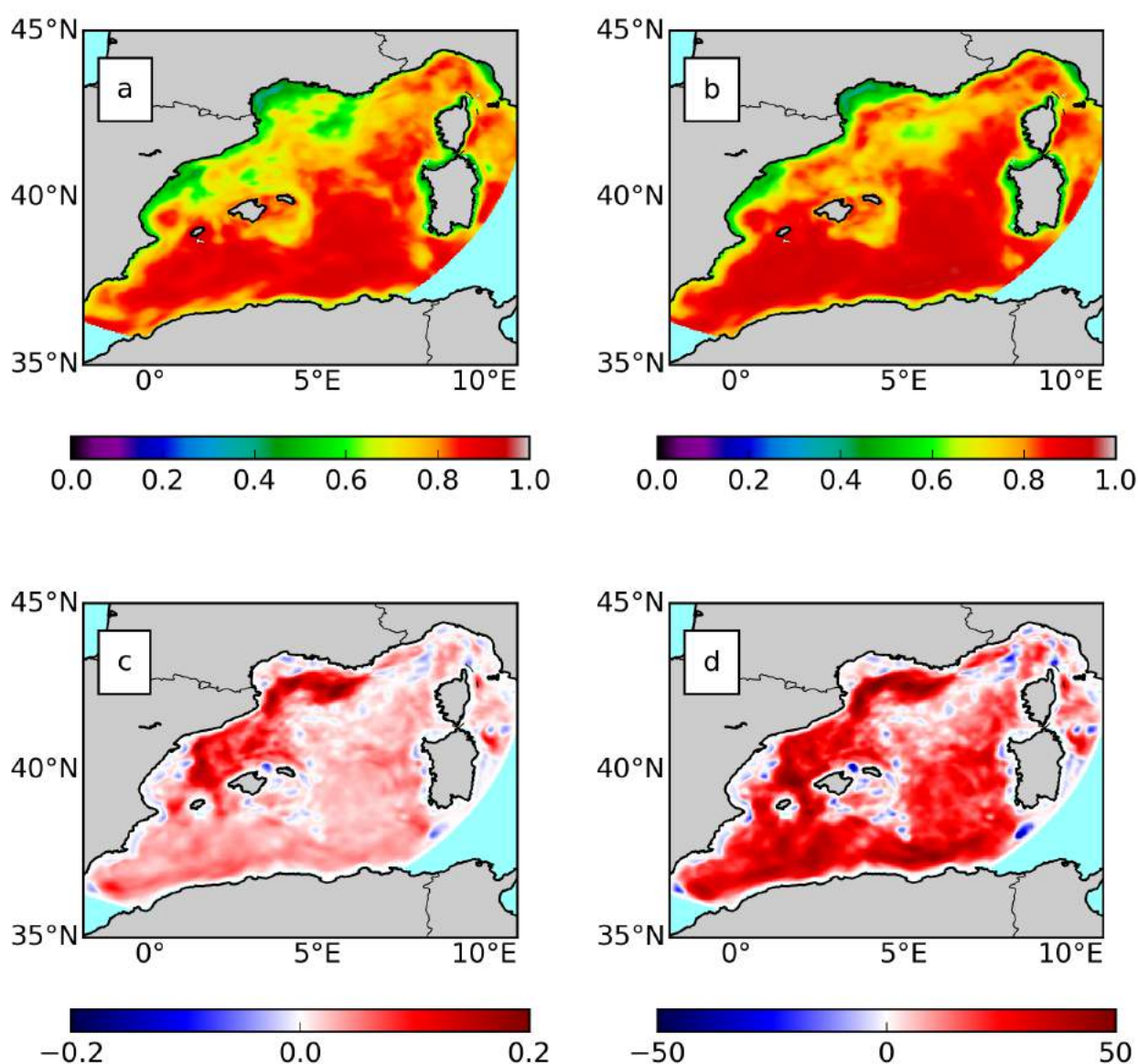


FIGURE 5.5 – Répartition spatiale de la capacité des méthodes de reconstruction calculées sur les 5 ans 2007-2011 pour : a) l'interpolation linéaire (S(LI)), b) l'interpolation dynamique (S(DI)). c) Capacité d'amélioration (SI) pour cette même période. d) Pourcentage d'amélioration de DI par rapport à LI (perf)

Méditerranéen Occidental. L'indice *SI* le plus élevé se retrouve principalement dans les régions de plus forte EKE où les petites échelles comprises entre 20 et 150 km sont aussi les plus énergétiques en hiver (figure 3.3). Cette saison est aussi celle qui présente des régions avec un indice négatif assez élevé (autour de -0.2) dans les zones côtières peu profondes dans le Golfe du Lion, et près des côtes Espagnoles et des îles Baléares. Ces régions sont soumises à des vents énergétiques et turbulents qui ne sont pas inclus dans les advections calculées par le modèle QG, et entraînent une détérioration des résultats des champs DI en comparaison à une simple interpolation linéaire. Cependant, ni l'interpolation linéaire, ni la reconstruction dynamique ne dépasse un indice de 0.5 dans ces régions.

La figure 5.7 montre les séries temporelles de l'évolution des capacités des deux mé-

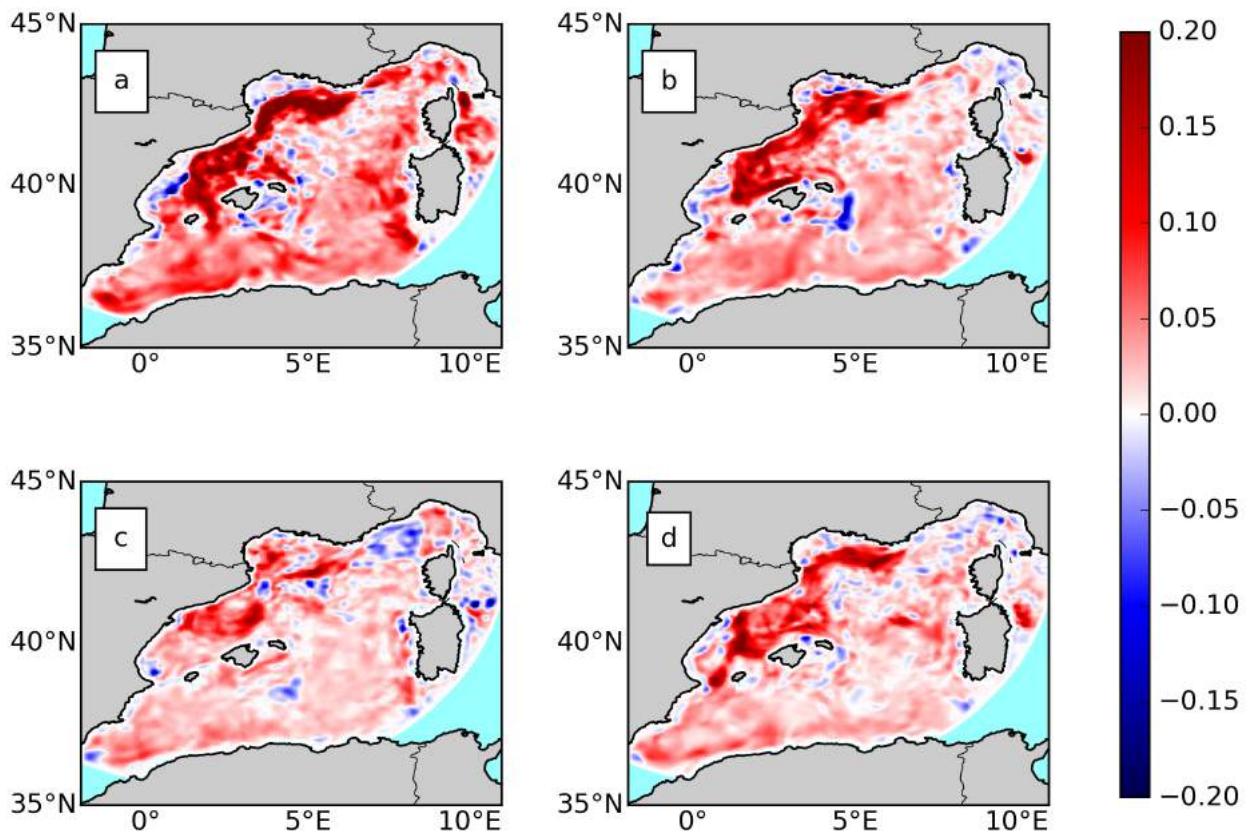


FIGURE 5.6 – Répartition spatiale de la capacité d'amélioration (SI) moyennée sur la période de 5 ans pour les différentes saisons. Sans unités. a) Hiver, b) Printemps, c) Eté, d) Automne

thodes LI (bleu) et DI (vert) sur la période des 5 ans d'étude ainsi que la capacité d'amélioration qu'apporte la méthode dynamique (rouge), pour la variable SSH et la variable EKE pour le domaine complet du bassin ouest. La figure 5.8 représente les mêmes statistiques calculée pour la sous-région nord du Golfe du Lion. Comme précédemment, les résultats de l'interpolation dynamique sont ceux obtenus avec la version *QGIL-Rey*.

Pour l'ensemble du bassin, la capacité moyenne des deux méthodes LI et DI est plus grande que 0.65 pour la SSH sur les 5 ans, et autour de 0.4 pour l'EKE. En terme de statistique moyenne, les estimations par interpolation linéaire permettent déjà une bonne estimation de la variance du signal de SSH. Cependant, les petites modifications dans la position des structures en SSH ou des gradients ont un impact plus important sur les statistiques en EKE. En termes de réponse saisonnière, on peut noter que la capacité des deux techniques, pour les deux variables, SSH et EKE (figure 5.7 et figure 5.8 (a) et (c)), est meilleure en été et au printemps lorsque les structures mésoéchelle sont plus grandes et plus stables sur 5 jours, qu'en automne -hiver, lorsqu'il y a plus d'énergie aux petites échelles. On peut également noter, pour le domaine entier comme la sous-région, une plus grande variabilité saisonnière pour l'indice SI en SSH qu'en EKE ( 5.8 et 5.8 (d)), particulièrement pour les trois dernières années, 2009, 2010 et 2011, durant lesquelles de forts épisodes de convection hivernale ont été notés (Bosse, 2016). L'évolution temporelle de cet indice *SI* de capacité d'amélioration est dominé par des événements épisodiques,



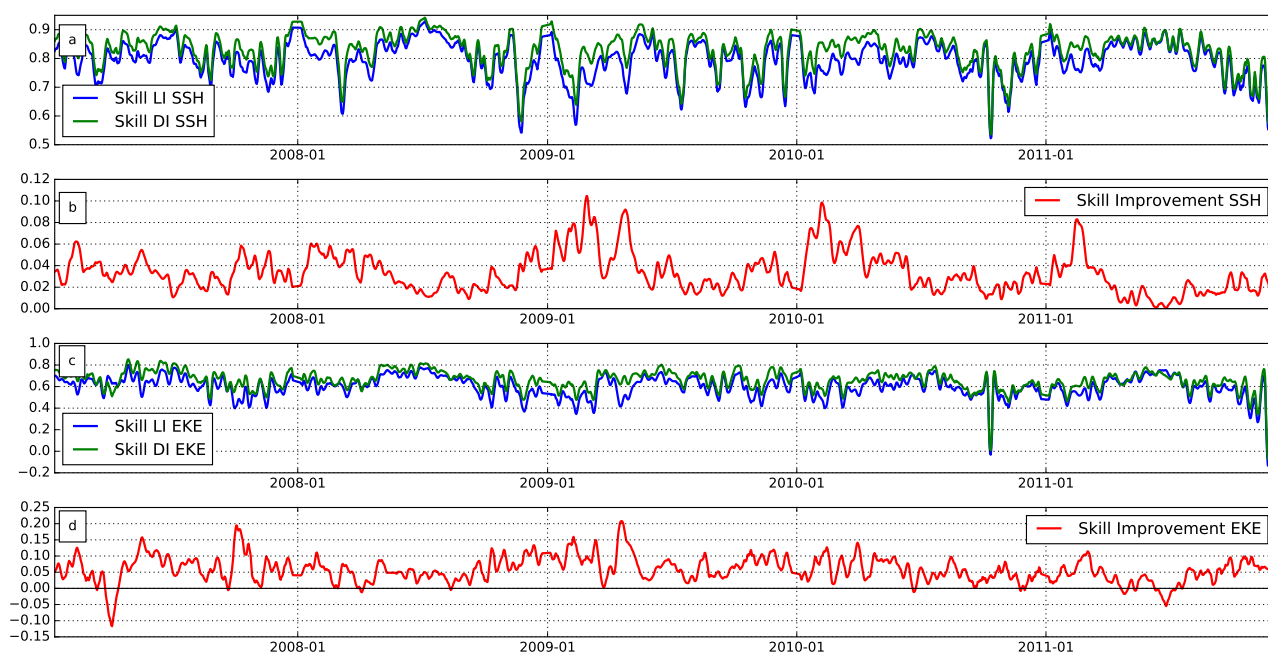


FIGURE 5.7 – Evolution temporelle de la capacité des méthodes pour le bassin Méditerranéen Occidental. a) Evolution de S(LI) (ligne bleue) et S(DI) (ligne verte) pour la reconstruction du champ de SSH. b) Evolution de l'indice d'amélioration SI pour la SSH. c) Evolution de S(LI) (ligne bleue) et S(DI) (ligne verte) pour la reconstruction du champ de EKE. d) Evolution de l'indice d'amélioration SI pour l'EKE. Sans unités.

atteignant des valeurs entre 0.3 et 0.4 en hiver pour la SSH et l'EKE respectivement.

Pour résumer, cette analyse nous permet de quantifier la capacité de cette méthode DI pour reconstruire l'évolution temporelle des champs de SSH et leur EKE associée. Clairement, pour une reconstruction centrée sur une fenêtre temporelle de 10 jours, l'interpolation linéaire semble déjà être bien adaptée à restituer un champ de SSH avec une capacité supérieure à 0.75 sur la majeure partie du bassin. Néanmoins, l'interpolation dynamique peut contribuer en moyenne à une amélioration de 37% pour la reconstruction du champ de SSH et de 21% pour celle de l'EKE pour des sous-régions de cette zone. La décomposition de Reynolds apporte une légère amélioration, la plupart ayant lieu durant l'automne-hiver-printemps, lorsque les erreurs de l'interpolation dynamique sont les plus importantes.

### 5.3.3 Analyse spectrale

Ces métriques basées sur des statistiques moyennes tendent à donner plus de poids aux grandes échelles dont l'énergie spectrale est plus forte. Dans cette section nous analysons les résultats dans le domaine spectral afin de pouvoir caractériser quelles échelles spatiales sont correctement reconstruites. Les résultats analysés issus de la méthode dynamique sont ceux obtenus avec la version *QG1L-Rey*.

Nous analysons la densité spectrale de puissance de la SSH pour les deux types de champs reconstruits, LI et DI, ainsi leurs erreurs associées. Dans notre cas, par soucis de simplification de calcul, nous avons appliqué ces analyses spectrales dans des sous-domaines du bassin occidental afin d'éviter les problèmes numériques liés à la présence d'îles ou de

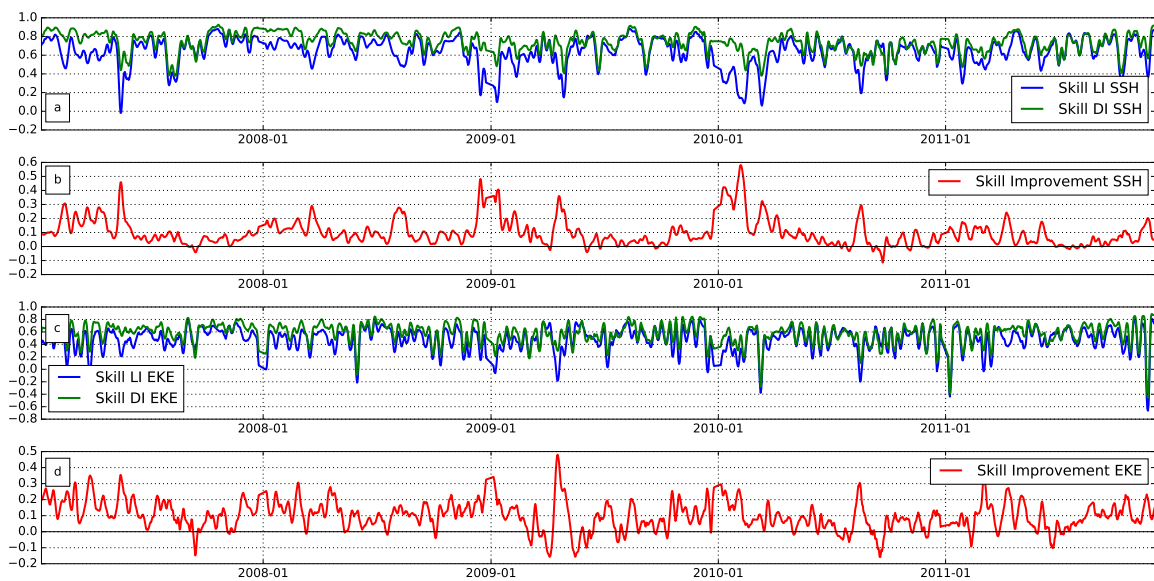


FIGURE 5.8 – Evolution temporelle de la capacité des méthodes pour la sous-région du Golfe du Lion. a) Evolution de  $S(LI)$  (ligne bleue) et  $S(DI)$  (ligne verte) pour la reconstruction du champ de SSH. b) Evolution de l'indice d'amélioration SI pour la SSH. c) Evolution de  $S(LI)$  (ligne bleue) et  $S(DI)$  (ligne verte) pour la reconstruction du champ de EKE. d) Evolution de l'indice d'amélioration SI pour l'EKE. Sans unités.

côtes. La figure 5.9 représente ces diagnostics pour la région nord ; la région au sud du bassin montrant des résultats très similaires. Les méthodes DI et LI sont capables de restituer l'énergie spectrale des champs de référence SYMPHONIE aux échelles plus grandes que 160 km de longueur d'ondes.

Elles montrent ensuite une légère diminution en énergie jusqu'au échelles de 70 km de longueurs d'ondes où l'on peut noter une différence de l'ordre de  $20 \text{ cm}^2/\text{cpkm}$  avec les champs de référence. Aux échelles plus fines, l'interpolation linéaire maintient cette différence constante en énergie au regard du modèle SYMPHONIE. Elle est en effet basée sur la moyenne de deux champs de référence contenant un certain niveau d'énergie, et son champ résultant contient alors un niveau réduit, mais constant à toutes les échelles. La dynamique simplifiée du modèle QG dans les champs DI entraîne une diminution plus importante de l'énergie spectrale aux plus petites longueurs d'ondes, avec un ordre de magnitude inférieur aux échelles de longueurs d'ondes de 20 km. Les erreurs associées sont plus d'un ordre de magnitude sous le signal lui même pour les grandes échelles ( $> 150 \text{ km}$ ). Les erreurs liées à l'interpolation linéaire sont du même niveau que le signal des champs LI autour des échelles de 80 km de longueurs d'ondes et surpassent le signal de référence pour les échelles inférieures à 60 km. Les erreurs issues de l'interpolation dynamiques sont également équivalentes au signal des champs DI au niveau des échelles de 70 km de longueurs d'ondes et ont une variance équivalente au signal de référence aux échelles inférieures à 50 km. Comme estimé à partir des analyses de l'indice SI, le spectre des erreurs LI est toujours supérieurs à celui des erreurs DI pour toutes les longueurs d'ondes. Ainsi, en moyenne sur cette sous-région, le signal sur bruit est supérieur à 1 pour les échelles supérieures à 80 km pour LI et jusqu'à 65 km pour DI.

Une deuxième approche pour analyser la reconstruction des champs de SSH à travers les différentes échelles spatiales est de calculer les cohérences spectrales entre les champs de

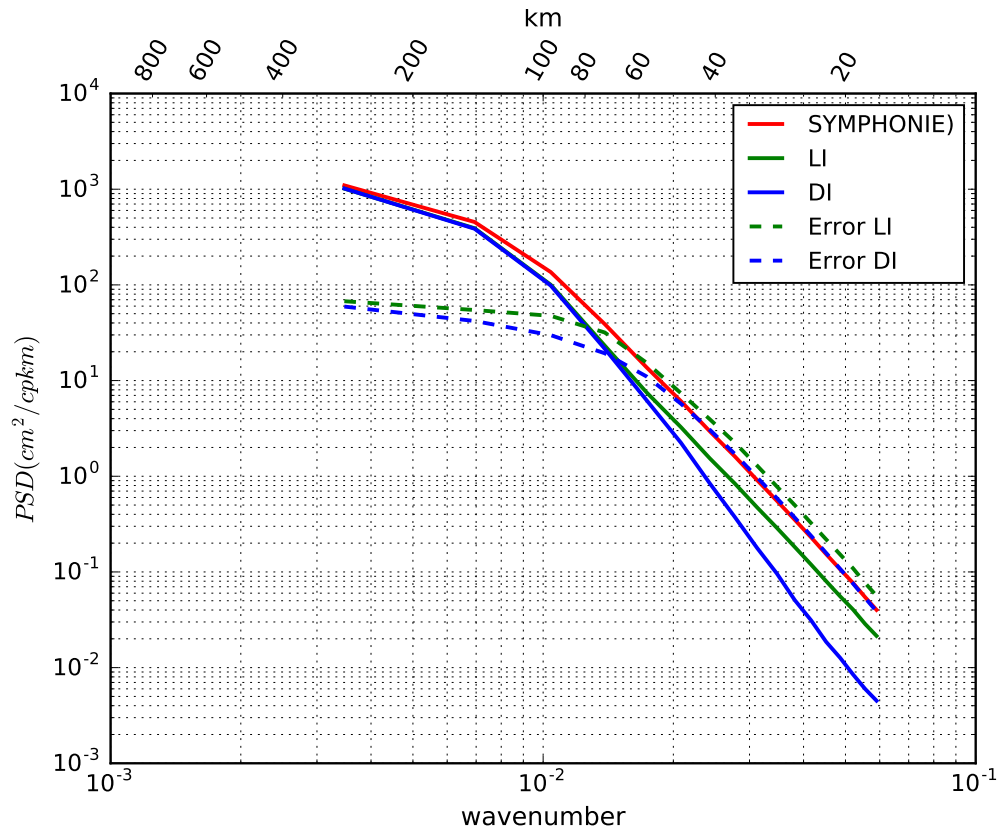


FIGURE 5.9 – Densité spectrale de puissance zonale de la SLA pour le modèle SYMPHONIE (rouge), les champs reconstruits LI (vert), DI (bleu), et leurs erreurs associées (pointillés de couleur respectives), moyennée sur la période de 5 ans dans la sous-région du Golfe du Lion.

référence et les champs reconstruits LI et DI. Comme expliqué par Ubelmann et al. (2015) cette métrique correspond à la corrélation entre les deux signaux comme une fonction de la longueur d'onde. Pour la cohérence spectrale entre les champs de référence et les champs LI, cela s'exprime ainsi :

$$C(LI) = \frac{C_s(SSH_{référence}, SSH_{LI})}{S(SSH_{référence})S(SSH_{LI})}$$

$C_s$  étant la densité spectrale d'interaction ;  $S$ , la densité spectrale de puissance. Les résultats de cette analyse sont illustrés sur la figure 5.10 pour les sous-régions du Golfe du Lion et du Courant Algérien. Dans la région nord, le signal DI montre clairement une cohérence plus forte avec le vrai signal à travers toutes les échelles. En se plaçant à un seuil de cohérence spectrale à 0.5, qui représente la limite distinctive entre le signal et le bruit, les estimations LI sont aptes à reconstruire le signal jusqu'aux échelles de longueurs d'ondes autour de 90 km lorsque les reconstructions dynamiques peuvent atteindre les échelles de 63 km dans cette région. Cela nous confirme de manière statistique que la méthode dynamique permet de maintenir des structures à plus petites échelles dans cette sous-région comme démontré avec l'exemple d'illustration figure 5.2.

La différence est moins marquée pour ce qui concerne la région au sud, qui présente aussi des tourbillons plus larges, notamment dans le Courant Algérien. Dans cette sous-région, l'interpolation linéaire est capable de reconstituer un signal jusqu'à des échelles de 65 km de longueurs d'ondes, et la méthode dynamique ne permet d'améliorer que

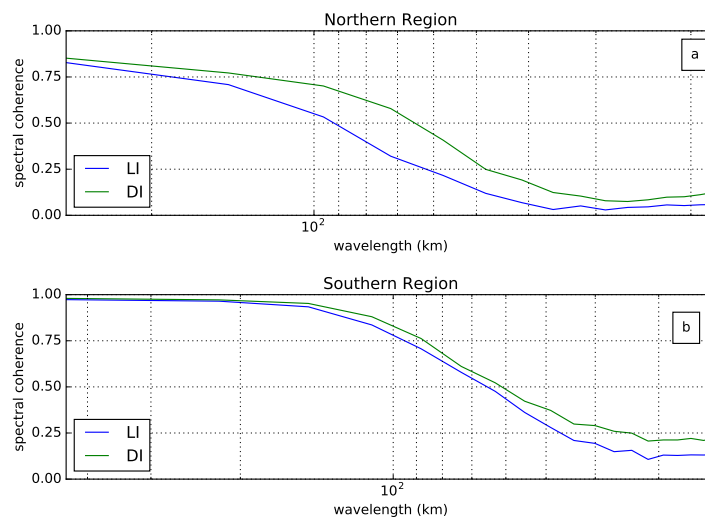


FIGURE 5.10 – Cohérence spectrale entre les champs reconstruits (LI en vert, DI en bleu) et les champs de référence SYMPHONIE au 5ème jour pour une fenêtre temporelle de 10 jours pour a) la sous-région du Golfe du Lion, b) la sous-région du Courant Algérien.

légèrement cette limite, jusqu'à 60 km.

Dans leur étude pour la région du Gulf Stream, à des latitudes similaires à la région méditerranéenne, les résultats obtenus par Ubelmann et al. (2015) avec cette méthode dynamique ont permis de restituer les tourbillons cohérents jusqu'à des échelles de 80 km de longueurs d'ondes. En comparaison, nous obtenons ici une cohérence spectrale entre les champs de référence et les champs LI ou DI avec des échelles spatiales plus petites. Cela peut s'expliquer par la différence des échelles spatiales des structures océaniques associées à ces deux régions. A ces mêmes latitudes, le rayon de déformation de Rossby de la région du Gulf Stream est d'environ 25 km, soit plus de deux fois plus élevé que celui de notre région d'intérêt.

### 5.3.4 Autocorrelation des erreurs

Nous avons également calculé l'autocorrelation des erreurs de reconstruction dynamiques afin d'estimer leur lien intrinsèque sur une fenêtre temporelle de 10 jours. Nous montrons cette analyse pour une zone du Golfe du Lion (figure 5.11).

Cette analyse permet de voir que les erreurs de reconstruction par interpolation dynamique ne sont plus corrélées entre elles après 4 à 5 jours, ce qui permet de les considérer comme indépendantes au-delà. De même, ces erreurs ne sont plus corrélées entre elles au delà de 45-60 km. Ces résultats confirment que la méthode DI a une bonne capacité de reconstruction jusqu'à 60-65 km de longueurs d'ondes et que les erreurs de reconstruction sont dominées par les structures les plus petites et rapides ( $< 5$  jours et  $< 45$  km).

### 5.3.5 Importance des frontières

Nous avons aussi testé le propagateur sur des sous-régions du bassin seulement, s'affranchissant ainsi des problèmes de circulation côtière. Un test sur une sous-région avec ces limites spatiales représente aussi un intérêt pour une reconstruction future du champ de SSH à partir des fauchées SWOT. Néanmoins cette application sous-régionale impose un second sous-échantillonnage régional de façon à éliminer les points aux bords des frontières

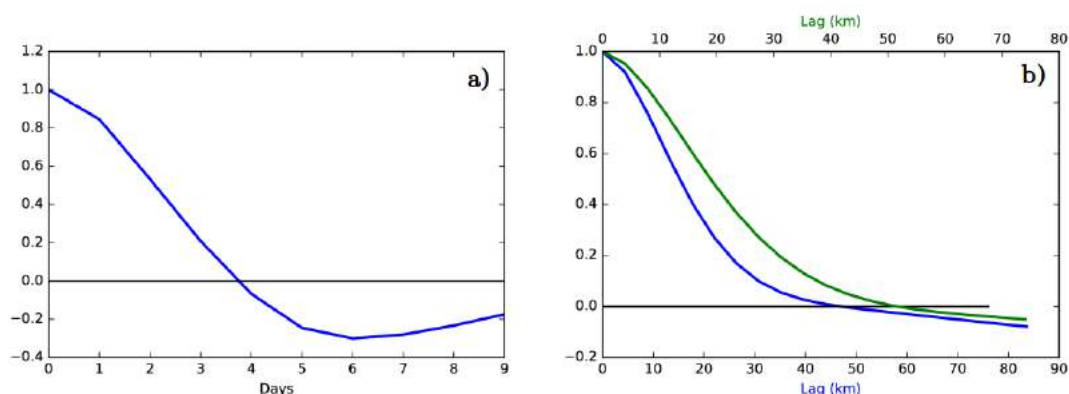


FIGURE 5.11 – Autocorrelation des erreurs de reconstruction dynamique pour l'année 2008 pour la zone du Golfe du Lion : a) analyse temporelle ; b) analyse spatiale en fonctions des longitudes (vert) et latitudes (bleu).

qui ne prennent pas en compte les flux de circulation entrant et sortant de la zone géographique étudiée. Ces conditions aux frontières imposées au propagateur QG impactent localement la reconstruction de l'écoulement de la SSH près de ces frontières. Pour quantifier cet impact sur la reconstruction des champs, nous avons comparé les statistiques obtenues dans les sous-régions entre des applications régionales et l'application du propagateur sur l'ensemble du bassin.

Un exemple figure 5.12 illustre la différence de capacité de reconstruction DI en fonction de l'étendue spatiale sur laquelle est utilisé le propagateur QG. On constate que les erreurs sont plus importantes pour un propagateur appliqué seulement à a sous-région. Cela impacte surtout les zones près des frontières.

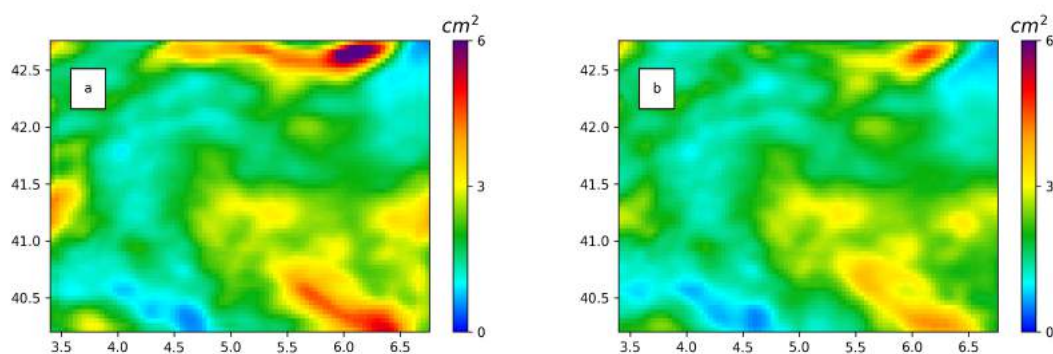


FIGURE 5.12 – Moyenne des erreurs de reconstruction dynamique sur l'année 2008 dans la région du Golfe du Lion pour :a) le propagateur appliqué à la sous-région seulement ; b) le propagateur appliqué à l'ensemble de la région Méditerranéenne Occidentale.

De même, nous avons estimé l'évolution temporelle des capacités et améliorations associées à ces deux applications régionales et sous-régionales. On constate sur la figure 5.13 que l'impact est continu en temps pour cette année 2008, avec une détérioration plus forte durant les mois d'hiver. Néanmoins, pour les deux cas d'application, la méthode dynamique reste plus performante que la méthode linéaire.

Ces analyses démontrent la réduction de la capacité de l'interpolation dynamique dans le cas des fauchées SWOT. En effet, les deux fauchées fournies par ce satellite représenteront des images de 70 km chacune, espacées entre elles de 10 km. Ainsi, pour obtenir les

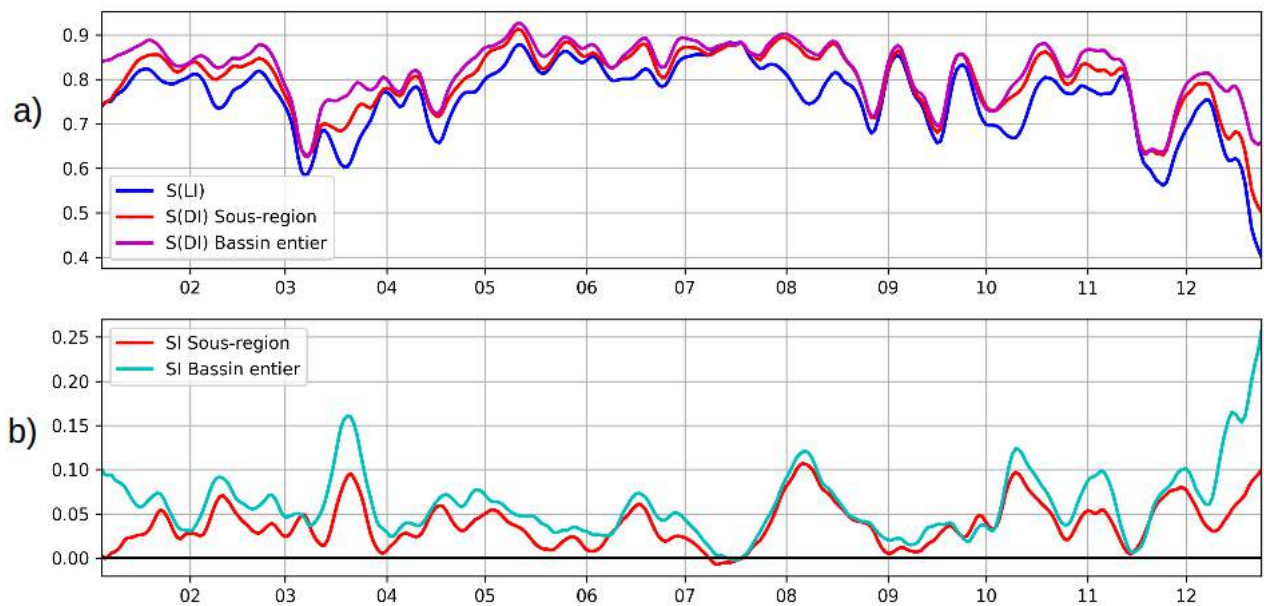


FIGURE 5.13 – a) Evolution temporelle des capacités en SSH pour la sous région du Golfe du Lion en fonction de la zone d'application du propagateur : S(LI) (ligne bleue), S(DI) pour le propagateur (version *QG1L-2015*) appliqué à la sous-région seulement (ligne rouge) et S(DI) pour le propagateur (version *QG1L-2015*) appliqué à l'ensemble de la région Méditerranéenne Occidentale (ligne magenta). b) Evolution de l'indice d'amélioration SI pour la SSH pour le propagateur appliqué à la sous-région seulement (ligne rouge) et pour le propagateur appliqué à l'ensemble de la région Méditerranéenne Occidentale (ligne bleu clair).

mêmes résultats de performance en termes statistiques (évolution temporelle des capacités et amélioration) qu'une application sur un champ de SSH couvrant l'ensemble de la région, il faut enlever environ 10 points de chaque bord, soit environ 34 km. Cela reviendrait à enlever en largeur environ 68 km, soit quasiment toute la fauchée si on travaille avec la résolution de la grille utilisée ici. Avec une grille plus fine, il n'est pas nécessaire d'enlever autant de points, mais néanmoins, on peut s'attendre à devoir enlever une grande partie de chaque fauchée. Malgré la double dimension spatiale des données, cette façon d'implémenter l'interpolation dynamique n'est pas bien adaptée aux futures mesures SWOT. Il est nécessaire d'implémenter des conditions aux frontières différentes pour l'intégration des champs de SSH.

### 5.3.6 Influence de la scène de référence

Toutes ces analyses sont basées sur un jeu de SSH de référence issu d'une simulation numérique, et donc sur une réalité imparfaite. Même si nous avons pu mettre en avant la capacité de la simulation CASCADE HYPERION issue du modèle SYMPHONIE à représenter la circulation à fine échelle et que nous avons évalué par des analyses quantitatives le niveau d'énergie présent dans ces données, il n'en reste pas moins qu'il s'agit d'une approximation de l'écoulement océanique qui est différente de la réalité mesurée par les altimètres. La principale caractéristique de cette simulation pouvant desservir notre étude est la non prise en compte des deux détroits du bassin occidental que sont Gibraltar pour le côté ouvrant sur l'océan Atlantique et le détroit de Sicile pour le côté relié à la Méditerranée Orientale. Or la circulation et les forçages se produisant dans ces régions jouent un rôle primordial sur toute la circulation du bassin. Nous avons donc jugé intéressant

de comparer les résultats de ces analyses utilisées pour l'étude Rogé et al. (2017) avec d'autres scènes de référence afin d'estimer la sensibilité de la paramétrisation à la scène de référence. Nous avons eu l'opportunité de tester la méthode dynamique sur la simulation récente de NATL60 qui prend en compte le détroit de Gibraltar mais s'arrête au niveau de la Corse pour l'année 2008, et également avec une nouvelle simulation de SYMPHONIE prenant en compte les deux détroits sur la période de 2013.

La figure 5.14 montre l'EKE géostrophique pour chacune des simulations testées, moyennée sur l'année disponible, 2008 pour NATL60 et 2013 pour la simulation SYMPHONIE plus récente.

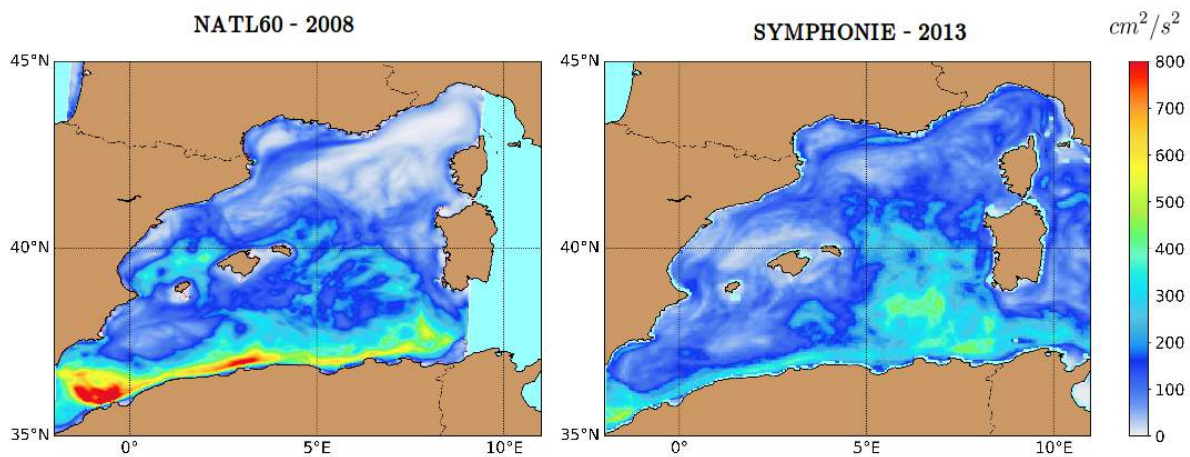


FIGURE 5.14 – EKE géostrophique pour la simulation NATL60 moyennée sur 2008 (à gauche) et pour la simulation plus récente du modèle SYMPHONIE, moyennée sur 2013 (à droite). Unités en  $cm^2/s^2$ .

NATL60 montre un niveau d'EKE dans le sud du bassin tout le long de la côte Africaine bien plus important que la simulation CASCADE HYPERION, les données DUACS et plus proche des données de drifters (figure 3.2). En revanche, le niveau est quasiment nul dans la région nord-est du bassin. Cette absence d'activité tourbillonnaire dans cette zone peut s'expliquer par la frontière Est imposée pour cette simulation, qui s'arrête sur la longitude coupant la Corse en son milieu. Cette limite réduit la turbulence des courants de la région au Nord du bassin ainsi qu'à l'ouest de la Sardaigne dans le bassin Algérien.

La simulation récente de SYMPHONIE présente la même répartition de l'EKE que les données DUACS (figure 3.2b) mais avec un niveau deux fois plus élevé. Ce niveau est toujours moins important que celui des drifters dans la zone du Courant longeant toute la côte africaine, mais il s'agit aussi d'une EKE géostrophique contrairement au drifters. Ces deux simulations montrent donc une turbulence répartie différemment que celle de la simulation de référence précédente, avec également une intensité différente.

Les résultats pour la paramétrisation du rayon de Rossby sont sensiblement différents dans ces deux cas. Pour ces deux simulations numériques, le rayon de déformation de Rossby interne optimal n'est pas de 6.5km mais plus grand, entre 10 et 13 km (figure 5.15 et figure 5.16).

Pour le modèle NATL60 (figure 5.15), les erreurs de reconstruction pour les deux paramétrages différents du rayon de Rossby, sont centrés principalement dans le Courant Algérien, région dominée par des instabilités de plus grandes échelles, et donc un rayon de déformation de Rossby plus grand est mieux adapté. La turbulence de ce modèle est

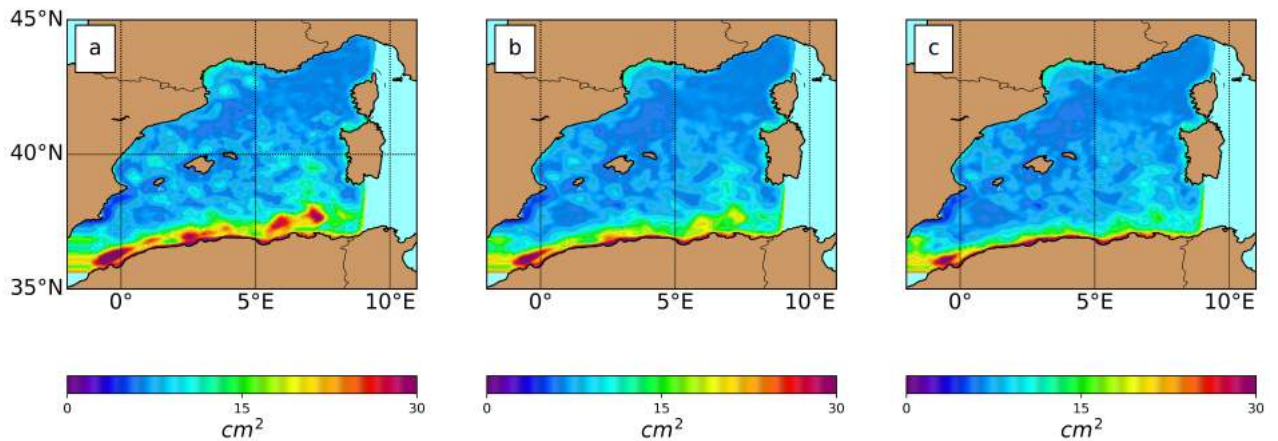


FIGURE 5.15 – Erreur de reconstruction pour la simulation NATL60 pour l'année 2008 (en  $cm^2$ ) : a) pour l'interpolation linéaire ; b) pour l'interpolation dynamique avec un rayon de Rossby de 6.5km ; c) pour l'interpolation dynamique avec un rayon de Rossby de 10km.

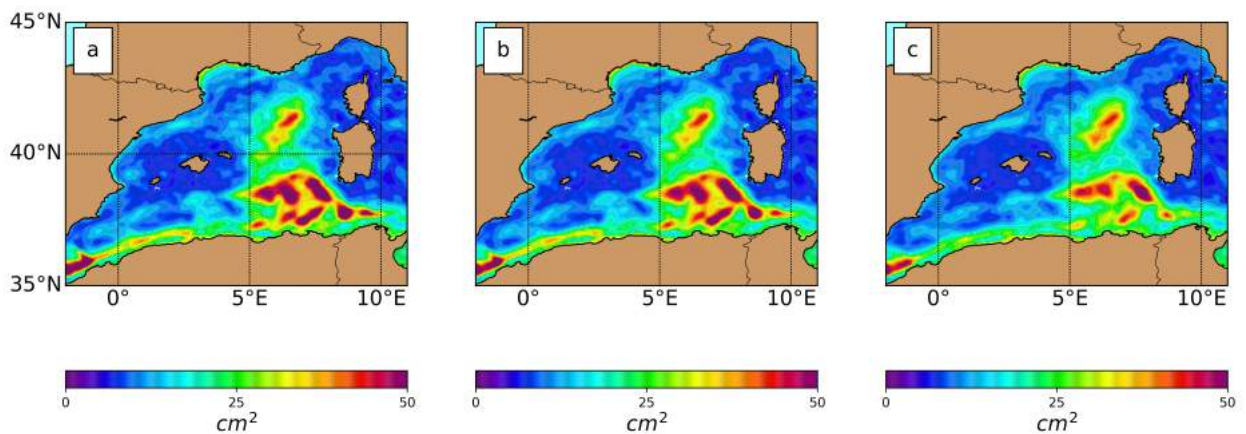


FIGURE 5.16 – Erreur de reconstruction pour la nouvelle simulation SYMPHONIE pour l'année 2013 (en  $cm^2$ ) : a) pour l'interpolation linéaire ; b) pour l'interpolation dynamique avec un rayon de Rossby de 4km ; c) pour l'interpolation dynamique avec un rayon de Rossby de 12km.

relativement faible dans le nord mais importante le long du talus algérien, et les erreurs de reconstruction sont également faibles pour l'ensemble du bassin, autour de 7 à 10  $cm^2$  en moyenne sauf le long de ce talus (20 à 30  $cm^2$  pour l'interpolation linéaire).

Pour la simulation SYMPHONIE plus récente (figure 5.16) qui prend en compte les deux flux aux frontières est et ouest du bassin, les erreurs sont également centrées le long du Courant Algérien, mais elles sont aussi importantes dans la région est du Bassin Algérien ainsi que dans la région centrale autour de 6°E et 41-42°N, zone de convection. La répartition géographique des erreurs de reconstruction est similaire pour les différents rayons testés, mais néanmoins, on observe une diminution des erreurs au sud du bassin lorsque le rayon est plus grand (12km, figure d), comme pour la simulation NATL60.

La répartition géographique d'amélioration de la méthode dynamique (SI) n'est clairement pas les mêmes. Pour ces deux simulations, les meilleures capacités d'améliorations se trouvent dans la région sud du bassin, longeant la côte africaine (figure 5.17 et figure 5.18).



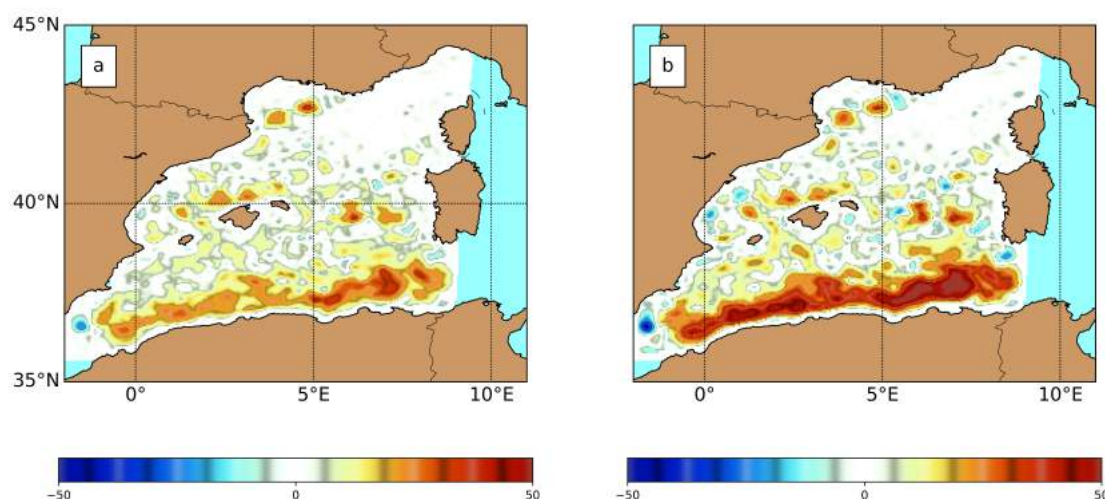


FIGURE 5.17 – Performance de la technique DI par rapport à LI pour la simulation NATL60 sur l'année 2008 : a) pour un rayon de Rossby de 6.5km ; b) pour un rayon de Rossby de 10km. Unités en %.

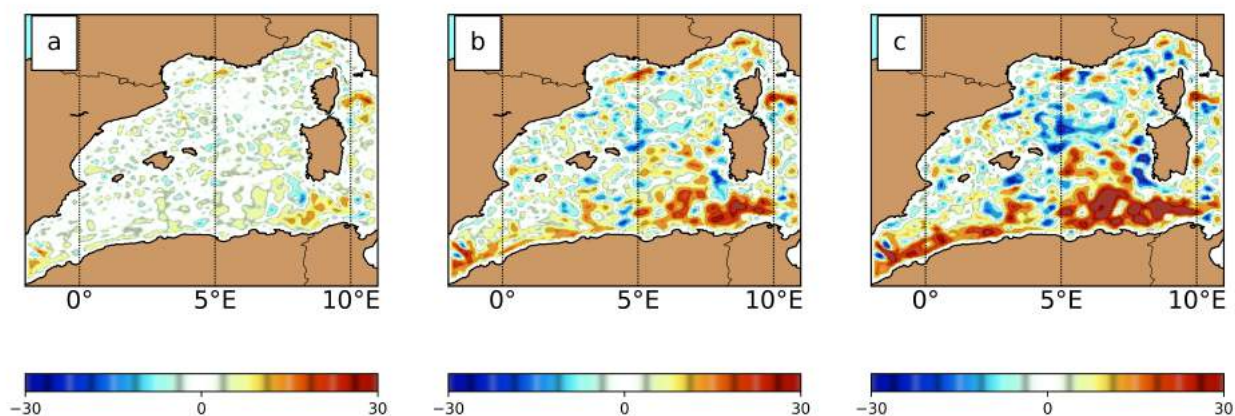


FIGURE 5.18 – Performance de la technique DI par rapport à LI pour la nouvelle simulation SYMPHONIE sur l'année 2013 : a) pour un rayon de Rossby de 4km ; b) pour un rayon de Rossby de 8km ; c) pour un rayon de Rossby de 12km. Unités en %.

La simulation NATL60 ne présente pas du tout d'amélioration au nord est du bassin, zone de turbulence à petite échelle qui est impactée par la frontière imposée pour ce modèle.

## 5.4 Discussion et conclusion

Nous nous sommes placés ici dans le cadre d'un échantillonnage spatial idéal, c'est à dire avec un champ de SSH complet spatialement sur la zone d'étude. En Méditerranée Occidentale avec cette configuration et sur une fenêtre temporelle de 10 jours (soit avec un maximum d'erreur après 5 jours d'advection), une simple interpolation linéaire se montre déjà assez efficace, en particulier dans les parties centrale et sud du bassin. La performance de reconstruction de la méthode dynamique par rapport à l'interpolation linéaire est globalement améliorée mais plutôt faible : autour de 16% d'amélioration en terme de SSH sur le bassin complet en général, 22% en hiver et pouvant atteindre 46% en hiver dans la

sous-région du Golfe du Lion. Cette faible amélioration de manière générale sur la totalité du domaine reflète une dominance de l'énergie aux plus larges méso-échelles pour les tourbillons évoluant relativement lentement. Dans cette configuration, l'échantillonnage temporel est fixé à 10 jours (c'est à dire un champ de SSH tous les 10 jours), donc si les structures tourbillonnaires aux plus larges échelles évoluent de manière lente sur ces 10 jours, l'interpolation linéaire sera déjà efficace et la méthode dynamique n'apportera pas d'amélioration notable. La majorité de l'amélioration apportée par l'interpolation dynamique se retrouve dans la région nord où la circulation est plus énergétique aux échelles plus fines et plus rapides, et particulièrement en période hivernale.

Les analyses spectrales ont montré que l'interpolation dynamique était capable de reconstruire des structures cohérentes jusqu'à 60-65 km de longueur d'onde dans la région méditerranéenne Occidentale. L'interpolation linéaire est capable de reconstruire des structures à de telles échelles dans la région sud qui est plus énergétique mais reste limitée dans la région nord où elle ne peut reconstruire des structures cohérentes qu'aux échelles supérieures à 90 km de longueurs d'ondes, manquant ainsi une grande partie des caractéristiques à plus fines échelles évoluant rapidement. Le niveau d'erreur estimé pour les futures données SWOT et représenté figure 3.3 indique que ces échelles supérieures à 60 km de longueurs d'ondes seront la limite résolue par le future satellite dans cette région méditerranéenne où les niveaux des spectres de SSH sont plutôt modérés à petits. Il faut néanmoins noter que cette projection du bruit de SOWT est estimée de manière globale et suppose donc que le bruit à l'échelle régionale est similaire à celui moyenné globalement. La méthode d'interpolation dynamique est donc encourageante pour cette région de la Méditerranée Occidentale puisqu'elle est capable de reconstruire des échelles qui seront observées par la mission SWOT.

Les deux versions différentes du modèle QG testées (*QG1L-2015* et *QG1L-Rey*), ainsi que les estimations linéaires, présentent une variabilité saisonnière avec des erreurs de reconstruction plus importantes durant l'automne et l'hiver. Ces périodes sont aussi celles où la méthode DI apporte le plus d'amélioration par rapport à une interpolation linéaire. L'augmentation des erreurs pour les estimations linéaires comme dynamiques en période hivernale et automnale peut s'expliquer par l'augmentation des processus énergétiques et l'activité sous-mésoéchelle plus intense durant ces mois. La turbulence sous-mésoéchelle se renforce dans les couches de mélanges plus profondes durant l'hiver (Callies et al., 2015), générant ainsi de forts gradients de PV verticaux et horizontaux qui conduisent à plus d'instabilités baroclines, barotropes et mixtes dans la couche de mélange. Ces instabilités peuvent alors avoir un impact sur l'évolution du champ de SSH. L'interpolation linéaire tend à lisser les images instantanées de SSH qui résultent de ces différents mécanismes d'instabilités. La technique dynamique ne peut pas recréer les instabilités évoluant dans la couche de mélange mais elle permet une advection quasi-géostrophique plus physique de ces instabilités une fois qu'elles sont développées et présentes dans les champs d'observation de SSH.

Nous avons pu voir que les vitesses agéostrophiques pouvaient être relativement importantes et pas toujours négligeables face aux vitesses géostrophiques (figure 4.2) suivant les zones du bassin. Une étude récente (Birol, communication personnelle) a ainsi quantifié les courants de surface géostrophiques et agéostrophiques dans la région nord ouest du bassin en utilisant une simulation du modèle SYMPHONIE sur une période de 17 ans (1994-2007). La composante agéostrophique de ces courants de surface est importante sur le plateau et peut atteindre près de 40% du courant total dans le Golfe du Lion en hiver. Ces circulations agéostrophiques telles que les instabilités de type frontales peuvent avoir un effet indirect sur la SSH au cours de l'intervalle d'observation de 10 jours, et contribuer

ainsi à la variance de l'erreur entre les estimations dynamiques et le modèle de référence.

Lorsque l'on prend en compte la décomposition de Reynolds, les résultats montrent une légère amélioration en comparaison à la version *QG1L-2015*. En effet, nous nous sommes affranchi de cette manière du problème du forçage et de dissipation (friction) moyens, en assumant un équilibre entre le forçage moyen et les termes de courants et PV moyens. Le choix optimale pour le courant moyen est une MDT moyennée sur 5 ans, ce qui est plutôt avantageux pour un cas réaliste s'appliquant à des données altimétriques et non issues de simulations numériques car nous n'avons pas nécessairement accès à une MDT saisonnière très précise.

Dans la région du Gulf Stream présentant une EKE plus forte et un rayon de Rossby plus large, Ubelmann et al. (2015) évaluent une performance de 40% pour la technique dynamique comparée à une interpolation linéaire pour une fenêtre temporelle de 20 jours (10 jours d'advection) et près de 80% d'amélioration pour une fenêtre de 6 jours (3 jours d'advection). La performance de la méthode dynamique n'est pas aussi importante en Mer Méditerranée Occidentale et les erreurs de reconstruction sont plus fortes près des côtes et des îles. D'après la décomposition en modes verticaux, le premier mode barocline est bien dominant dans cette région mais la réponse barotrope est aussi remarquable, particulièrement le long de la côte nord du bassin. L'interpolation dynamique est basée sur le modèle à une couche et demie qui ne prend pas non plus en compte les changements de bathymétrie qui peuvent avoir un impact substantiel sur la dynamique. Ainsi dans certaines zones côtières du bassin, l'interpolation dynamique ne reconstruit pas aussi bien le champ de SSH qu'une simple interpolation linéaire, et l'on note des régions isolées où la capacité d'amélioration est négative (figure 5.6).

Les résultats de l'interpolation dynamique sont également sensibles aux conditions aux frontières, tout comme le modèle QG (5.3.5). Ces conditions aux frontières peuvent avoir un impact significatif sur les champs reconstruits. Les conditions aux frontières sont un problème critique pour n'importe quel modèle dans la région méditerranéenne. Garcia-Ladona and Djenidi (1991) ont ainsi souligné la sensibilité de leurs modèles locaux aux conditions de frontières ouvertes et ont montré que durant l'hiver le flux était majoritairement gouverné par les débits d'entrée-sorties que par le forçage du vent. Une analyse dans la Mer d'Alboran à l'aide d'un modèle à gravité réduite (Preller and Hurlburt, 1982) a permis de souligner l'influence des paramètres gouvernant les flux d'entrée sur la précision de l'amplitude et de la position du gyre d'Alboran. Les statistiques de nos analyses sont basées sur les advections du modèle QG à l'échelle du bassin occidental entier, de sorte qu'ils sont peu impactés par les flux d'eau entrant et sortant au delà des frontières ouvertes qui sont gardées stationnaires au cours du temps à partir de leur valeur initiale observée. Nous avons effectués des advections appliquées seulement à des sous-régions avec des conditions aux frontières ouvertes fixes au cours de l'intervalle de temps de 10 jours. Ces tests peuvent servir comme une approximation ou une estimation à priori de l'impact de la couverture spatiale limitée des fauchées SWOT. Pour la zone du bassin Algérien, les statistiques passe de 20% d'amélioration lorsque le modèle est appliqué à la zone entière, à 8% lorsqu'il est appliqué régionalement. Cette comparaison nous permet d'avoir un aperçu de l'erreur induite par le maintien de conditions aux frontières constantes au cours d'une intégration sur 10 jours. Et cela soulève l'intérêt d'étudier la mise en place d'autres types de conditions aux frontières pour le traitement de la couverture des fauchées SWOT pour ce type d'interpolation dynamique.

Nous avons également testé deux autres scènes de référence pour ce cas d'application idéalisé. Les différentes scènes de référence ont des frontières différentes, une résolution différente, une paramétrisation et une physique interne différentes, qui impactent la repré-

sentation des dynamiques des régions du bassin et la capacité de reconstruction du modèle QG. Cela donne un aperçu de la difficulté de paramétrer un rayon de Rossby  $L_r$  fixe, dans le cadre de données réelles, d'une part à cause de la grande variabilité spatiale de la dynamique de cette région mais aussi à cause de la variabilité temporelle. Cette analyse permet également d'avoir un aperçu des erreurs du modèle de référence pour ce test de reconstruction dans ce cas idéalisé. En effet, l'utilisation des différentes scènes de référence peut se voir comme une façon alternative d'estimer les erreurs du modèle de référence en comparaison à des perturbations des conditions initiales ou aux frontières communément utilisées via des méthodes d'ensemble.



## Chapitre 6

# Investigation de la physique manquante du modèle QG

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Motivations . . . . .</b>	<b>128</b>
6.1.1	Rotationnel de la tension de vent . . . . .	128
6.1.2	Topographie et mode barotrope . . . . .	129
<b>6.2</b>	<b>Modèle QG avec forçage atmosphérique . . . . .</b>	<b>130</b>
6.2.1	Hypothèses et équations . . . . .	130
6.2.2	Paramétrage et implémentation . . . . .	131
6.2.3	Analyse des résultats . . . . .	132
<b>6.3</b>	<b>Modèle QG à deux couches . . . . .</b>	<b>132</b>
6.3.1	Hypothèses et équations . . . . .	132
6.3.2	Paramétrage et implémentation . . . . .	132
6.3.3	Analyse des résultats . . . . .	134
<b>6.4</b>	<b>Discussion et conclusion . . . . .</b>	<b>136</b>

---

Comme introduit au chapitre 4, le modèle de propagation simplifié QG à une couche et demie sans forçage présente des limitations pour reconstruire l'écoulement océanique de façon réaliste, notamment en zone côtière. Ces limitations, qui découlent directement des approximations réalisées pour ce modèle simplifié, sont une source d'erreurs pour notre méthode d'interpolation dynamique.

Dans ce chapitre nous proposons deux pistes d'étude pour complexifier légèrement le modèle QG afin d'inclure un peu plus de physique dans l'équation de conservation de la vorticité potentielle, et permettre de représenter plus de dynamique lors de l'advection de la SSH. Nous abordons notamment l'impact du vent qui génère, via un rotationnel de la tension de vent, un forçage intense dans notre zone, en particulier au Nord dans la région du Golfe du Lion où soufflent le Mistral et la Tramontane. Nous étudions aussi l'importance du mode barotrope à travers la mise en place d'un modèle à deux couches, qui permet également de prendre en compte l'interaction de l'écoulement avec la topographie sous-marine. Nous présentons alors la paramétrisation nécessaire et un bilan des solutions obtenues pour ces deux nouvelles implémentations.

Ces résultats restent toutefois préliminaires : la paramétrisation nécessaire pour ces versions est plus complexe que celle des versions *QG1L-2015* et *QG1L-Rey* et nous n'estimons pas avoir encore déterminé de paramètres optimaux pour notre analyse.

## 6.1 Motivations

Nous avons pu voir au chapitre 4 que le propagateur QG reste limité par ses hypothèses de simplification. Nous rappelons et présentons ici l'intérêt de prendre en compte le forçage du vent, la topographie ou encore le mode barotrope dans les équations du propagateur QG.

### 6.1.1 Rotationnel de la tension de vent

Nous avons introduit dans le chapitre 4 l'influence des vents sur la circulation de surface dans notre région d'étude. La dynamique côtière est en effet largement impactée par les vents qui jouent un rôle dominant dans ces zones d'eaux peu profonde en injectant directement une source d'énergie dans l'écoulement. Le rotationnel de la tension de vent peut ainsi générer des tourbillons, comme démontré par Pascual et al. (2002) qui observent la formation et l'évolution d'une structure anticyclonique remarquable dans la Mer des Baléares. Au large, le vent peut aussi entraîner un pompage d'Ekman significatif et un mouvement de la thermocline avec une réponse en SSH en quelques jours seulement.

Nous avons d'abord analysé l'évolution de nos erreurs de reconstruction dynamique avec l'amplitude du rotationnel de la tension de vent. Par souci de simplicité, nous avons étudié l'influence du vent uniquement sur la partie Nord du bassin occidental (figure 6.1). Cette région concentre en effet plusieurs sous-régions fortement impactées par le vent : le Golfe de Gênes, le Golfe du Lion ou encore la côte Catalane. Pour la tension de vent, nous nous sommes servis des données ECMWF journalières utilisées pour le forçage atmosphérique de la simulation numérique CASCADE HYPERION mais non .

En observant les amplitudes temporelles de la variance des erreurs du modèle QG et du rotationnel du vent, on peut noter sur la figure 6.1, une bonne concordance en temps entre ces deux variables. Lorsque la valeur du rotationnel est forte, les erreurs de représentation du propagateur QG augmentent, avec parfois un certain délai, comme cela est visible à la fin de l'année 2008 sur la figure 6.1. Surtout, l'impact du vent est épisodique et de courte durée par rapport à notre temps d'advection de 5-10 jours. La bonne réponse en SSH

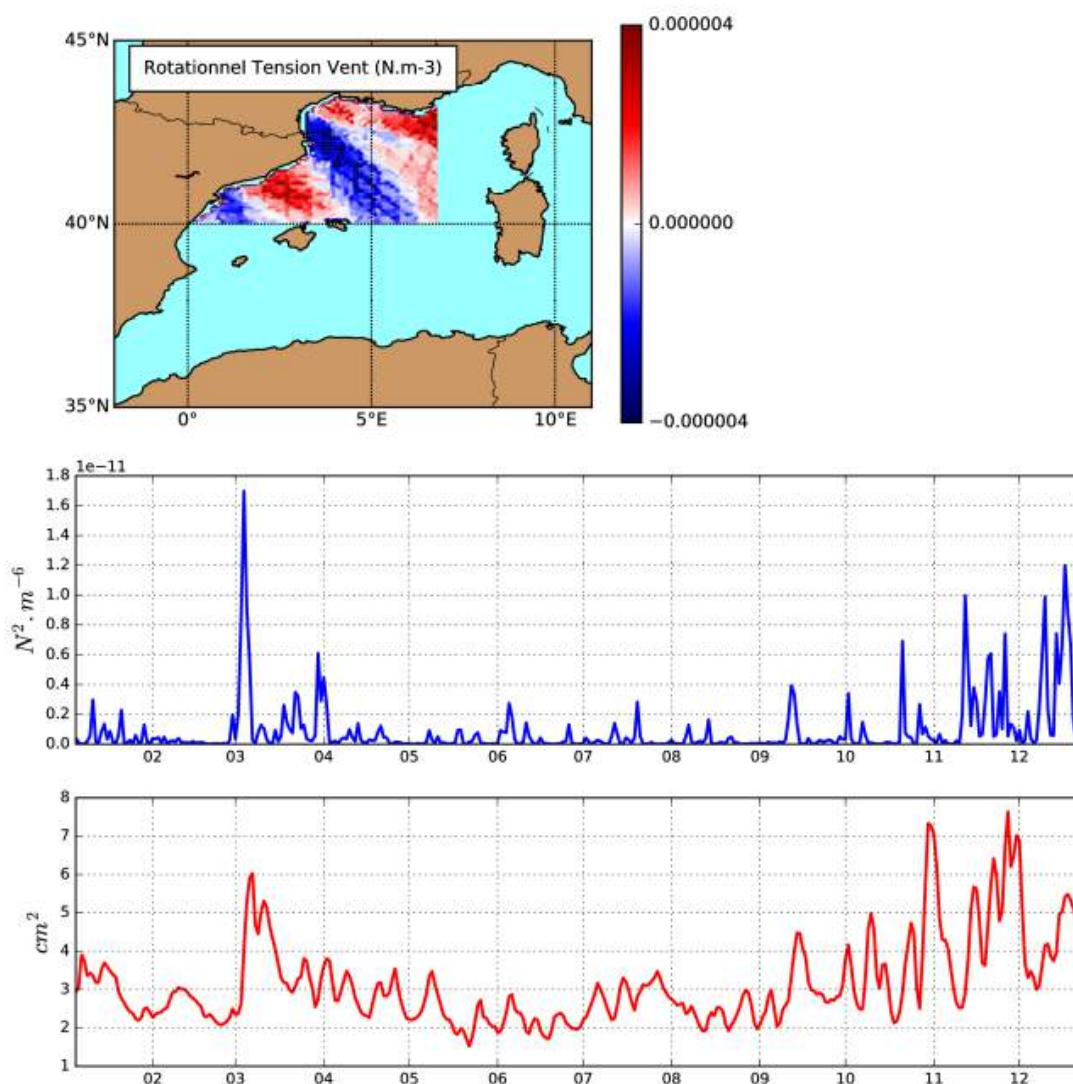


FIGURE 6.1 – Amplitude de la variance du rotationnel de la tension de vent (courbe bleue) et des erreurs QG *forward* pour la version *QG1L-2015* (courbe rouge) pour l'année 2008. L'image en haut de la figure illustre le champ de rotationnel de vent ECMWF pour un jour donné et la zone où sont effectués les calculs pour ces courbes.

des effets du vent ne sera donc pas bien incluse dans nos champs d'observation chaque 10 jours. Nous avons donc jugé intéressant d'évaluer un propagateur QG prenant en compte le forçage atmosphérique en vent dans cette région au Nord du bassin occidental.

### 6.1.2 Topographie et mode barotrope

Le modèle à une couche et demie ne capture que le premier mode barocline de la circulation océanique : il ne représente pas de dynamique agéostrophique ni de dynamique frontale qui sont parfois significatives en Méditerranée Occidentale. Cette région est en effet caractérisée par une grande étendue côtière ainsi que de nombreuses îles. La côte ou une topographie sous-marine marquée peuvent engendrer de forts cisaillement barotropes et modifier ainsi l'écoulement comme en créant des tourbillons. Par exemple, une île peut créer des décrochements du courant de surface et de forts cisaillements en faisant obstacle



à ce courant de surface.

Pour un océan barocline, la dynamique en interaction avec la topographie est complexe. L'effet de la topographie ne se fait sentir directement que dans la couche impactée. Mais elle peut néanmoins avoir une influence sur la circulation de surface en fonction des interactions entre les couches. Cette influence dépend notamment de la stratification et de l'importance de la pente (Morel, 1995). Gervasio (1997) a étudié l'instabilité de courants côtiers en présence de topographie, en particulier l'influence des mécanismes d'instabilité du Courant Algérien sur la circulation générale de la Méditerranée Occidentale. Ils ont ainsi montré que si la pente topographique est relativement faible, seules les instabilités quasi-géostrophiques sont présentes. En revanche, lorsque la pente topographique est forte, les instabilités sont essentiellement agéostrophiques. Dans cette étude, ils mettent en évidence l'influence de la topographie sur l'amplitude des méandres, le déplacement des tourbillons et la formation d'un écoulement moyen piégé sur le talus et dirigé vers l'est.

Parallèlement à ces études concernant l'interaction de la circulation océanique avec la topographie, nous avons pu analyser au chapitre 4 les modes normaux dominants en Méditerranée Occidentale, basé sur la simulation SYMPHONIE. Les résultats de cette analyse ont permis de vérifier l'importance du premier mode barocline dans cette région mais ils ont également mis en évidence que le mode barotrope était significatif, en particulier près des côtes et au centre/sud du bassin. La circulation sur le plateau est aussi en grande partie caractérisée comme barotrope en réponse à ces intenses forçages atmosphériques (Schaeffer, 2010). Le Courant Nord qui longe la pente continentale, reste hautement barocline durant l'hiver, mais il a aussi une composante barotrope significative qui le force à suivre la bathymétrie locale (Bosse et al., 2013). A partir d'observations de tourbillons anticycloniques, d'autres études dans la partie est du bassin (Allou et al., 2010) ou en Mer Catalane (Rubio et al., 2005, 2009) ont suggéré que leur formation résultait de l'interaction du Courant Nord avec les changements de topographie conduisant à des instabilités barotropes. Dans le sud du bassin, Testor et al. (2005) ont utilisé un modèle barotrope linéaire et ont ainsi suggéré que les courants de bords longeant la pente continentale de l'Afrique, de la Sardaigne et des Îles Baléares ont un impact plus important sur la circulation que le rotationnel de la tension de vent, et qu'ils sont fortement reliés à la topographie de fond.

Il est donc intéressant de tester aussi un propagateur QG en ajoutant une seconde couche active, permettant à la fois de prendre en compte la topographie mais aussi le mode barotrope. Le fait d'ajouter une seconde couche active permet de créer des interactions entre les deux couches, et de générer ainsi des instabilités baroclines et barotropes.

Nous allons voir dans la suite de ce chapitre les nouvelles équations de la VP QG pour ces versions légèrement plus complexes, ainsi que la paramétrisation nécessaire.

## 6.2 Modèle QG avec forçage atmosphérique

### 6.2.1 Hypothèses et équations

Pour prendre en compte les effets intenses et sporadiques du vent qui peuvent fortement modifier la circulation de surface sur un intervalle de 10 jours, nous avons testé une version du modèle QG à une couche et demie en ajoutant à l'équation de la VP QG (équation 4.2.3) un terme de forçage dû au rotationnel de la tension de vent  $\tau$ . Les hypothèses pour ce modèle simplifié sont les mêmes que pour les versions précédentes (voir section 4.4) mais on impose en plus une tension de vent qui représente une force dans l'équation du moment. La nouvelle expression de la VP QG résultant de ce forçage imposé se définit ainsi :

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{\alpha_\tau g'}{\rho f_0^2 L_r^2} Rot(\tau) \quad (6.1)$$

avec  $q$  toujours définie comme :

$$q = \nabla^2 \psi + \beta y - \frac{\psi}{L_r^2} \quad (6.2)$$

et  $\alpha_\tau$ , ( $0 < \alpha_\tau < 1$ ) le coefficient d'atténuation servant à moduler l'amplitude du forçage qui peut être trop important pour qu'un modèle à une couche et demie sans friction puisse dissiper correctement l'énergie apportée par ce forçage.

Le terme de droite de l'équation 6.1 correspond au forçage engendré par le rotationnel de la tension de vent sur la vorticité potentielle.  $Rot$  correspond à l'opérateur rotationnel,  $\tau$  à la tension de vent.

### 6.2.2 Paramétrage et implémentation

Cette version a été utilisée avec la version *QG1L-2015*. La paramétrisation de cette nouvelle version du modèle QG doit définir, comme les versions précédentes, le premier rayon de Rossby de déformation.

#### Gravité réduite $g'$

Il faut également paramétrer la gravité réduite,  $g'$ , qui reflète la stratification relative entre les couches supérieure et inférieure. Elle s'exprime en fonction des densités de ces deux couches respectives. Pour la densité de la première couche, nous nous sommes inspirés des valeurs couramment utilisées pour la Méditerranée en se basant principalement sur des travaux de thèses précédents (Ayoub, 1997; Herrmann, 2008; Damien, 2015). Nous avons fixé  $\rho_1 = 1028 kg.m^{-3}$ . Pour la densité de la deuxième couche, nous avons testé différentes valeurs car, en visualisant les profils de densité issus de la simulation numérique SYMPHONIE, on observe une grande variabilité spatiale et temporelle de ces profils. Cela reste également difficile à estimer dans les zones de convections profondes en hiver. Faire varier la densité de la seconde couche en fixant la première revient à tester différentes valeurs pour  $g'$ , et c'est ce que nous avons fait en pratique.

#### Modulation de l'amplitude du forçage $\alpha_\tau$

Le rotationnel de la tension de vent est parfois très fort dans la région nord du bassin occidental et il injecte directement de la vorticité potentielle dans la première couche. Cette version est un modèle forcé-dissipé, mais il n'y a pas de terme de dissipation pour la friction, qui permet de mieux dissiper l'énergie aux grandes échelles. Nous avons donc voulu paramétrer l'ensemble du terme de droite de l'équation 6.1 en modulant l'amplitude de ce forçage.

Ce modèle QG avec forçage en vent nécessite donc de régler trois paramètres :  $L_r$ ,  $g'$  et  $\alpha_\tau$ . Ces paramètres ne sont pas indépendants et leurs interactions complexifient la recherche d'une paramétrisation optimale.

En se basant sur le rayon de Rossby optimal obtenu précédemment ( $L_r = 6.5 km$ ), nous avons testé différentes valeurs pour  $\alpha_\tau$  et pour  $g'$ .

### 6.2.3 Analyse des résultats

La recherche d'un jeu de paramètres optimaux pour contraindre la dynamique de manière uniforme sur le domaine et pour toutes les saisons n'a pas été concluante. Les différentes valeurs de forçage testées ont parfois apporté une amélioration en diminuant les erreurs de représentation, mais ont également parfois dégradé les résultats. En terme statistique, aucune amélioration significative n'a été notée. L'ajout de vorticité potentielle par le rotationnel de la tension de vent pourrait avoir une action plus significative dans le cas d'un modèle à deux couches permettant l'interaction entre les couches et la génération d'instabilités baroclines, et surtout en ajoutant une terme de friction. A défaut d'avoir trouvé un paramétrage optimal, nous ne présenterons pas de manière détaillée les résultats de cette version car nous n'avons pas jugé le travail assez abouti en comparaison aux autres versions développées.

## 6.3 Modèle QG à deux couches

### 6.3.1 Hypothèses et équations

En se plaçant toujours dans le cadre de l'approximation quasi-géostrophique, nous faisons ici l'hypothèse que la seconde couche n'est plus au repos mais active. Le modèle est sans forçage ( $\frac{Dq}{Dt} = 0$ ) mais nous avons cette fois des vitesses pour la couche supérieure et pour la couche inférieure. Par conséquent, nous avons deux fonctions de courant  $\psi_1$  et  $\psi_2$  et deux vorticités potentielles  $q_1$  et  $q_2$  pour ces deux couches respectivement. La seconde couche interagit directement avec le fond (schéma figure 4.1) et permet ainsi de prendre en compte la topographie. Cette topographie ressentie dans la couche inférieure induit des gradients de vorticité dans cette couche, et agit comme un effet beta (*effet beta-topographique*).

Les équations gouvernant ce modèle QG à deux couches sont les suivantes :

$$\begin{cases} q_1 = \nabla^2 \psi_1 + F_1(\psi_2 - \psi_1) - \beta y \\ q_2 = \nabla^2 \psi_2 + F_2(\psi_1 - \psi_2) - \beta y - \beta_x^{topo} x - \beta_y^{topo} y \end{cases} \quad (6.3)$$

Avec :

$$\begin{aligned} F_1 &= \frac{1}{(1+\delta)L_z^2} & \beta_x^{topo} &= \frac{f_0 S_x}{H_2} \\ F_2 &= \frac{\delta}{(1+\delta)L_z^2} & \beta_y^{topo} &= \frac{f_0 S_y}{H_2} \end{aligned} \quad (6.4)$$

   $\delta = \frac{H_1}{H_2}$  est le ratio des profondeurs des deux couches,  $S$  la pente topographique qui comme l'effet  $\beta$  planétaire, induit un gradient de VP dans la couche inférieure et influence la dynamique de l'écoulement.

### 6.3.2 Paramétrage et implémentation

Ici, en plus du paramétrage du rayon de Rossby, il faut également paramétrer le ratio des deux couches  $\delta$  et l'amplitude des effets beta topographiques  $\beta_x^{topo}, \beta_y^{topo}$  que l'on module par un facteur  $\alpha_S$ , comme précédemment pour le forçage du vent. Il faut également initialiser la fonction courant de la deuxième couche  $\psi_2$ .

### Ratio des deux couches $\delta$

Le paramètre contrôlant le rapport des deux couches peut s'estimer en première approximation avec la profondeur de la thermocline permanente. Comme pour la stratification, ce paramètre physique n'est pas stable de manière spatiale et temporelle et reste ainsi complexe à régler. Une autre manière d'estimer la profondeur de la première couche est d'utiliser la décomposition des modes verticaux : le passage au zéro du premier mode barocline correspond à cette profondeur. Néanmoins cette méthode présente également une forte variabilité spatio-temporelle (figure 6.2) et par conséquent, il est difficile d'obtenir une valeur optimale globale pour le bassin. Par exemple dans la région du Courant Nord en janvier, le premier mode barocline (courbe bleue) coupe l'axe du zéro à une profondeur d'environ 550m pour une profondeur totale inférieure à 1700m, et en juillet ce mode coupe l'axe du zéro à une profondeur d'environ 250m. Ce qui donne un ratio de 0.3 pour cette sous-région en janvier et de 0.15 en juillet. Dans le Courant Algérien, le ratio est autour de 0.17 avec moins de variation saisonnière.

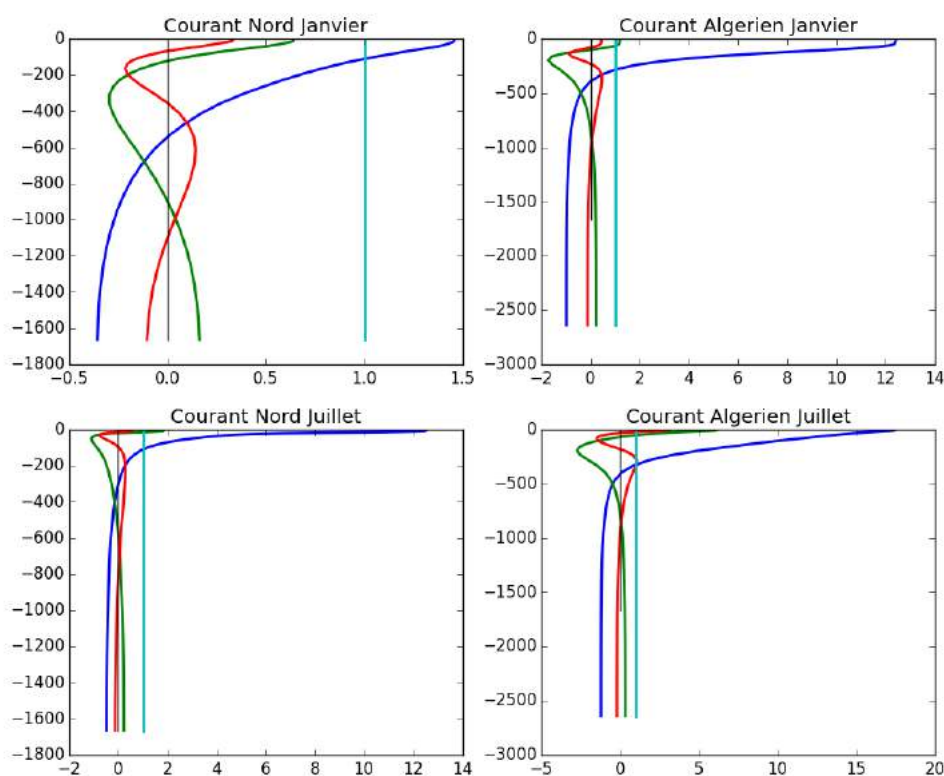


FIGURE 6.2 – Structure modale verticale moyenne pour les quatre premiers modes calculés à partir du modèle Symphonie moyenné pour le Courant Nord et le Courant Algérien pour les saisons hivernale et estivales 2009.

### Effets beta-topographique et facteur $\alpha_S$

Les effets induits par la topographie sous-marine sont implémentés dans le code comme des effets  $\beta$ -topographiques (eq 6.3.1). Pour cela, nous avons utilisé la bathymétrie du

modèle SYMPHONIE lissée afin de ne pas avoir de changements trop brutaux lors du calcul de l'advection. En effet, dans un modèle QG, la pente topographique ( $S$ ) doit être lissée pour ne pas créer d'instabilité numérique (Morrow and De Mey, 1995). Nous avons testé plusieurs valeurs pour le facteur  $\alpha_S$ , afin d'atténuer plus où moins l'effet de la topographie. L'ajustement de ce paramètre dépend fortement du ratio de la hauteur des deux couches.

### Initialisation de la couche inférieure $\psi_2$

Concernant l'initialisation des champs  $\psi_1$  et  $\psi_2$ , la fonction courant de la première couche de ce modèle est directement déterminée par la SSH :  $\psi_1 = \frac{g}{f}SSH$ . Elle détermine ainsi la PV  $q_1$  de cette couche au temps initial de l'advection  $t_i$ . La détermination de la fonction courant de la seconde couche est plus arbitraire. Nous avons choisi de l'initialiser à zéro au temps  $t_i$  :  $\psi_2(t_i) = 0$ . Cela implique :  $u_{g2}(t_i) = v_{g2}(t_i) = q_{g2}(t_i) = 0$ . Au pas de temps suivant, l'interaction entre les deux couches va permettre d'introduire des vitesses non nulles et créer une vorticité potentielle dans la seconde couche. Cependant la période d'advection relativement courte ( $< 10$  jours) ne laisse pas un temps suffisant pour engendrer des échanges assez intenses qui pourraient impacter significativement l'évolution de la SSH. Une alternative serait de prendre en compte les résultats de la décomposition des modes verticaux pour en déduire l'amplitude correspondant à la fonction courant du mode barotrope, que nous n'avons pas développé, faute de temps.

Le nombre de paramètres à régler est plus important pour cette version, avec pour difficulté qu'ils sont interdépendants. Nous avons utilisé une méthode de filtrage particulaire permettant d'estimer la meilleure combinaison de paramètres pour notre région d'étude. Cette méthode se base sur le critère d'optimalité d'une variance de l'erreur de reconstruction globale (temporelle et spatiale) minimale. Cependant, même avec cette approche, le temps de calcul reste très long car le nombre de paramètres à régler est plus important et il faut réduire l'intervalle des valeurs possibles pour chaque paramètre.

### 6.3.3 Analyse des résultats

Nous avons testé différents jeux de paramètres, mais les solutions obtenues n'ont pas montré d'améliorations significatives. La figure 6.3 montre les résultats obtenus pour une paramétrisation particulière choisie, détaillée dans le tableau 6.1. Les résultats correspondent aux capacités de reconstruction linéaire et dynamique (S(LI) et S(DI)) en comparaison avec les résultats de la version *QG1L-Rey*.

Paramètres	Valeures
$L_R$	6.5 km
$MDT$	Moyenne des 5 ans
$\delta$	0.02
$\alpha_S$	0.1

TABLEAU 6.1 – Paramétrage choisit pour la version du modèle QG à deux couches utilisés pour la figure 6.3, avec la condition initiale  $\psi_2 = 0$ .

Cette figure présente aussi la capacité d'amélioration (SI, graphes du bas), pour les deux versions du propagateurs : la version avec deux couches et la version *QG1L-Rey*.

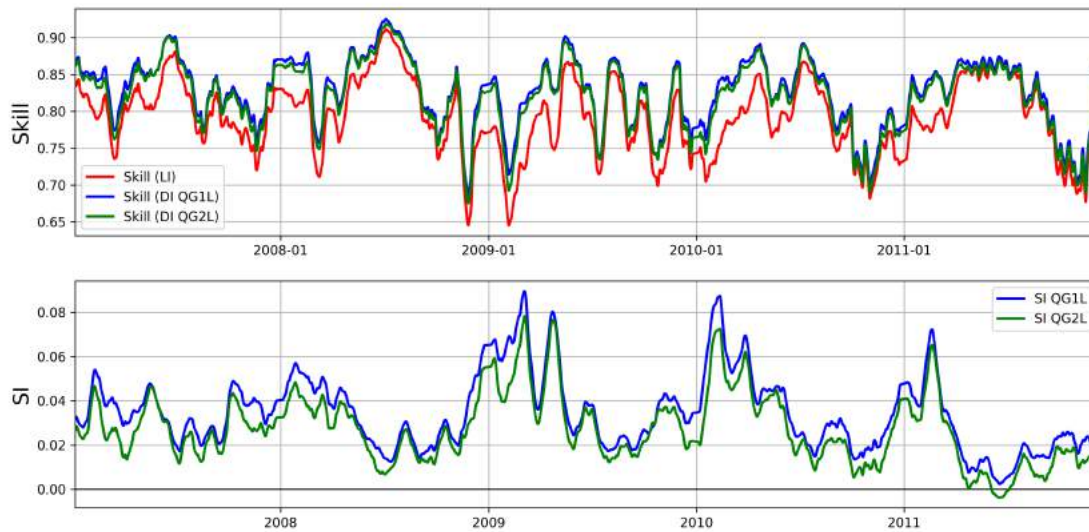


FIGURE 6.3 – Evolution temporelle de la capacité des méthodes pour le bassin Méditerranéen Occidental. a) Evolution de  $S(LI)$ (vert),  $S(DI)$  (bleu) pour la reconstruction du champ de SSH avec le propagateur version *QG1L-Rey* et  $S(DI)$  (cyan) pour la reconstruction du champ de SSH avec le le propagateur à deux couches. b) Evolution de l'indice d'amélioration  $SI$  pour la SSH pour le propagateur version *QG1L-Rey* (rouge) et pour le propagateur à deux couches (magenta). Sans unités.

Cet exemple pour la paramétrisation choisie ne montre pas d'amélioration notable en comparaison au modèle QG à une seule couche active. Bien que ce modèle à deux couches fasse mieux que l'interpolation linéaire globalement pour ces statistiques à l'échelle du bassin sur 5 ans (excepté quelques jours en été 2011), la paramétrisation choisie n'apporte pas de gain pour reconstruire les champs de SSH par rapport au modèle QG initial.

Nous avons analysé la distribution géographique des capacités de reconstruction et les capacités d'amélioration, comme précédemment (figure 6.4).

Les améliorations de reconstruction apportées par le propagateur à deux couches sont globalement localisées aux mêmes régions que pour le propagateur à une seule couche active. Le choix du paramètre  $\delta$  est relativement petit par rapport aux valeurs estimées à l'aide des modes verticaux (figure 6.2). Ce choix tend à considérer la seconde couche très profonde, ce qui veut dire que ce modèle se rapproche du modèle à une couche et demie, d'où le peu de différence. C'est néanmoins ce paramètre qui donne le moins d'erreur de reconstruction. Pour les conditions initiales imposées pour  $\psi_2$ , cela suggère qu'un modèle à une couche et demie est plus adapté pour cette région, avec une paramétrisation d'un rayon de Rossby uniforme sur le bassin. On observe cependant avec la paramétrisation choisie pour cet exemple, quelques endroits où cette version à deux couches est moins performante qu'une interpolation linéaire qui correspondent aux zones bleues sur les cartes figure 6.4c et figure 6.4d.

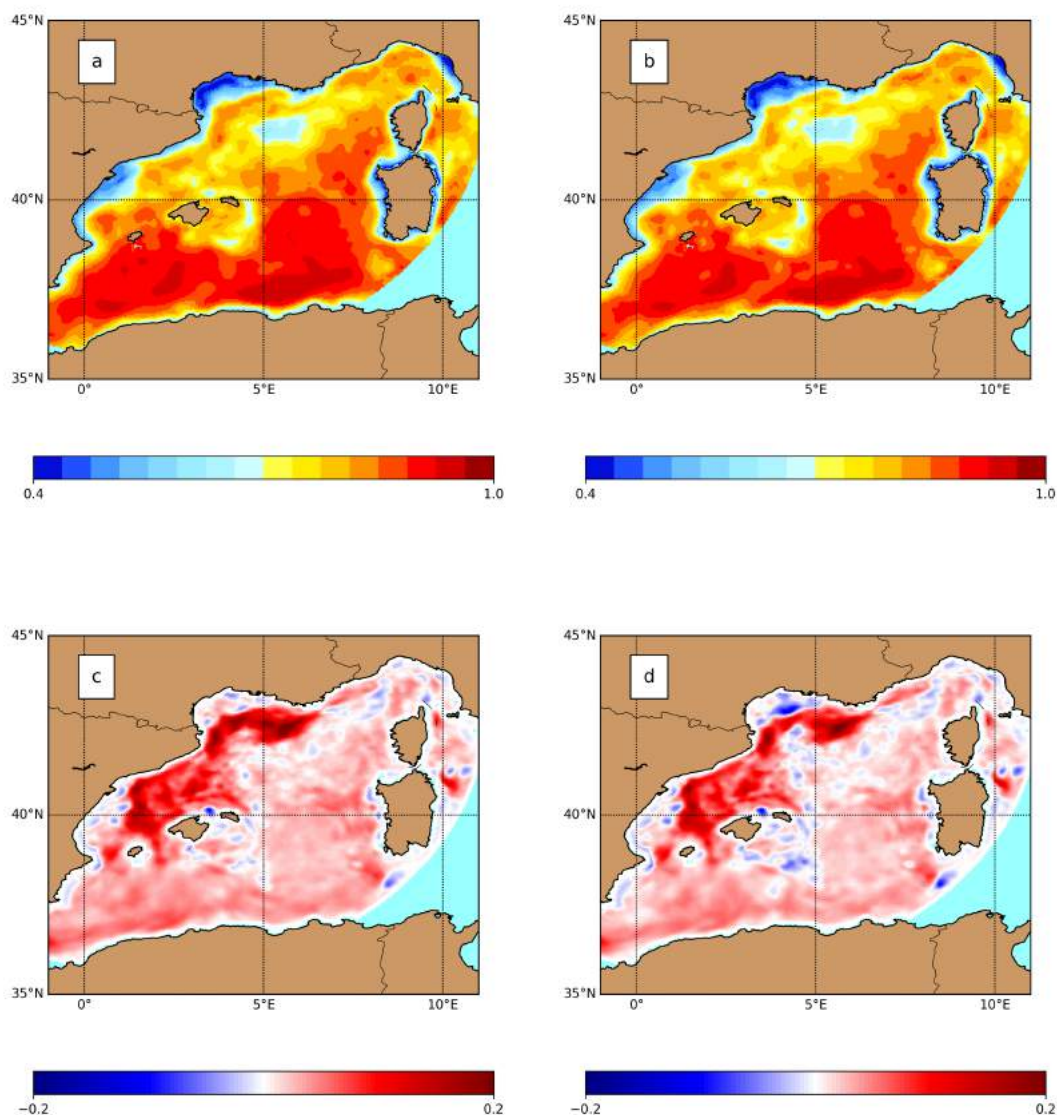


FIGURE 6.4 – Capacité des méthodes de reconstruction calculées sur les 5 ans 2007-2011 pour : a) l'interpolation linéaire (S(LI)), b) l'interpolation dynamique (S(DI)). c) Capacité d'amélioration (SI) pour le propagateur version *QG1L-Reg*. d) Capacité d'amélioration (SI) pour le propagateur à deux couches

## 6.4 Discussion et conclusion

Pour conclure ce chapitre, nous avons voulu explorer ici deux pistes d'investigation pour ajouter plus de termes à l'équation d'évolution de la VP QG, l'intérêt étant de prendre en compte plus de dynamique lors de l'advection de la SSH sur quelques jours. Car, clairement, le modèle QG à une couche et demie sans forçage externe n'est pas capable de bien représenter les dynamiques sur le plateau en eau peu profonde de la région au nord et la région au sud du Courant Nord qui est soumise à des forçages atmosphériques intenses et des épisodes convectifs.

Différentes stratégies peuvent être explorées pour l'amélioration de la réponse en SSH. Nous avons étudié ici l'ajout d'une seconde couche active au modèle QG pour inclure le

mode barotrope et pouvoir tenir compte de la topographie, en particulier pour la région du Golfe du Lion. Les résultats obtenus sont cependant non concluants pour un modèle dépendant du champ de SSH observé, et restent également fortement tributaires de la stratégie d'initialisation pour la couche de fond et de la paramétrisation de la profondeur relative des deux couches. Le choix de notre paramétrisation n'est pas la meilleure approche et il aurait peut être été plus judicieux de se baser sur les résultats de la décomposition en modes verticaux pour obtenir le ratio des deux couches ainsi qu'une valeur initiale pour la fonction courant ( $\psi_2$ ) dans la deuxième couche. Néanmoins même avec cette option le modèle QG contraint le choix d'un paramètre constant sur le domaine et ne permet pas non plus de prendre en compte la variabilité spatiale de la dynamique qui est très importante dans cette région. De plus, le développement non-linéaire des instabilités baroclines génère des structures turbulentes, et la prédictibilité de l'écoulement associé est très sensible aux conditions initiales. La paramétrisation de ces conditions initiales pour obtenir une meilleure capacité du modèle QG en comparaison à la persistance bénéficierait d'une approche ensembliste, prenant en compte différentes scènes de référence afin de ne pas être dépendant de cette dernière.

D'autres stratégies pourraient être plus appropriées qu'un modèle QG, comme l'utilisation d'un modèle barotrope d'ondes côtières. Puisque les données interférométriques de SWOT seront corrigées des signaux barotropes rapides résultant du forçage atmosphérique et aliasés par le faible échantillonnage temporel, une autre alternative envisageable serait de corriger les données du modèle de référence de cette correction dynamique atmosphérique et de n'adveciter que la partie résiduelle du signal. Nous avons commencé à explorer cette stratégie en retirant au signal de SSH symphonie la composante barotrope rapide issue du modèle MOG2D. Les résultats sont encore trop préliminaires pour prédire une amélioration et être détaillés dans ce manuscrit, mais cela reste néanmoins une piste d'investigation intéressante. De fait, de nombreuses stratégies sont envisageables. Pour le moment la méthode dynamique que nous utilisons apporte une amélioration le long du Courant Nord et dans les régions du bassin plutôt profondes mais ne semble pas fiable pour une reconstruction des dynamiques côtières.

Un autre point à noter concerne les actions locales et intenses des événements de vents ou de flux de chaleur qui peuvent fortement impacter ces résultats d'advection, particulièrement dans la région nord. Ni les versions des modèles QG ni la méthode d'interpolation linéaire ne sont capables de recréer les variations dans le champ de SSH générées par les forçages atmosphériques momentanés qui surviennent au cours de ces 10 jours d'advection. Ces épisodes de vent intenses et sporadiques ont une influence reconnue sur la circulation, notamment en période hivernale (Garcia-Ladona and Djenidi, 1991). Nos champs en entrée tous les 10 jours peuvent capturer certains tourbillons et méandres de petite échelle et les adveciter sur cet intervalle de temps ou permettre une cascade d'énergie de type QG mais ne sont pas capables de reconstruire les instabilités générées par les forçages de vent ou de flux de chaleur intervenant durant cette courte période. La tentative d'implémenter le forçage par le rotationnel de la tension de vent dans le modèle à une couche et demie ne s'est pas révélée concluante et plutôt difficile à paramétrer. Il aurait été intéressant d'étudier le cas du modèle à deux couches actives avec ce forçage car sans une deuxième couche active il n'est pas possible de générer les instabilités de type barocline. Or, dans cette région du Golfe du Lion, le forçage par le rotationnel de la tension de vent tend à générer des instabilités baroclines et contribuer à l'évolution de tourbillons anticycloniques (Hua and Thomasset, 1983). Cela approche nécessite néanmoins un travail de paramétrisation non négligeable et potentiellement non concluant de par la grande sensibilité aux conditions initiales, comme expliqué précédemment.



Ces investigations nous ont permis de constater que, malgré le peu de physique rajoutée, la paramétrisation uniforme sur le domaine reste problématique. Nous essayons en effet de modéliser simplement un système très complexe : il est composé de nombreuses structures de plusieurs types (tourbillons, filaments ...), reliés par des interactions non linéaires avec une forte interaction avec la topographie et les flux aux détroits, et dont la dynamique n'a pas un aspect constant sur tout le domaine. Ce système est aussi soumis à des influences extérieures à différentes échelles, mais avec un forçage intense et épisodique (coup de vent, épisodes de convection ...). La paramétrisation imposée va contraindre le déplacement des structures et l'évolution de la SSH mais de façon uniforme pour toutes les zones du bassin. Ce problème sera aussi critique si on passe à de cette analyse régionale à une analyse plus globale. Les paramètres pour une région ne seront pas représentatifs de la dynamique d'une autre région. Si on choisit de poursuivre ce type d'interpolation dynamique de façon globale, il faut être capable d'implémenter une paramétrisation variable en espace et en temps.

Si il semble intéressant de complexifier légèrement le propagateur QG pour mieux s'adapter à la dynamique locale et pouvoir ainsi restituer une évolution du champ de SSH plus réaliste, les résultats de ce chapitre soulignent que l'optimisation des paramètres reste trop complexe dans l'ensemble pour se régler de façon indépendante et qu'elle semble plutôt nécessiter une approche systématique. Les techniques de *machine learning* telles que les *random forest* par exemple, pourraient permettre de telles optimisations et aboutir à une paramétrisation mieux adaptée à la dynamique locale.

## Chapitre 7

# Cas réaliste d'un échantillonnage altimétrique : interpolation optimale dynamique

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Principe de la méthode . . . . .</b>	<b>140</b>
7.1.1	Principe . . . . .	140
7.1.2	Métriques d'évaluation . . . . .	143
<b>7.2</b>	<b>Contexte expérimental en Mer Méditerranée Occidentale . . .</b>	<b>144</b>
7.2.1	Données utilisées pour la cartographie dynamique . . . . .	144
7.2.2	Données utilisées pour la validation . . . . .	145
7.2.3	Paramétrage . . . . .	145
<b>7.3</b>	<b>Evaluation des produits obtenus . . . . .</b>	<b>148</b>
7.3.1	Evolution temporelle de la SLA . . . . .	148
7.3.2	Analyses statistiques . . . . .	150
7.3.3	Premières évaluations de l'amélioration des fines échelles . . . . .	154
<b>7.4</b>	<b>Discussion et conclusion . . . . .</b>	<b>156</b>

---

Ce chapitre présente les résultats de l'interpolation optimale dynamique (DOI) qui combine des données réelles altimétriques le long des traces pour produire des cartes à haute résolution continues en espace et en temps. Cette méthode DOI a été appliquée avec succès à travers des OSSEs dans la région énergétique du Gulf Stream, montrant ainsi une réduction significative des erreurs d'interpolation par rapport à une cartographie altimétrique standard dans une région particulièrement turbulente (Ubelmann et al., 2016). Nous présentons ici la mise en application à des données réelles dans le cas d'une configuration régionale en Mer Méditerranée Occidentale. En première partie de ce chapitre nous expliquons le principe de cette méthode DOI en comparaison à une OI standard de type DUACS. Nous présentons les métriques permettant d'évaluer les erreurs de reconstructions de cette méthode, basées sur l'utilisation de profils indépendants. En seconde partie nous abordons la configuration pour notre région d'étude : nous présentons la constellation d'altimètres choisie ainsi que le paramétrage imposé pour l'analyse. Nous présentons enfin en dernière partie une validation préliminaire des produits obtenus en comparaison aux cartes DUACS distribuées par CMEMS.

## 7.1 Principe de la méthode

Nous appliquons ici la méthode proposée par Ubelmann et al. (2016), applicable à des données non-homogènes en espace et en temps. Il s'agit d'un problème inverse à résoudre, de manière analogue à l'analyse objective standard appliquée pour les cartes DUACS (chapitre 1.2.4). L'intérêt de cette approche est qu'elle tient compte des évolutions non-linéaires prévisibles à l'aide du propagateur QG et permet alors d'introduire des termes de corrections aux vecteurs innovations. Nous reformulons ici de façon simplifiée, l'approche plus théorique développée dans l'étude de Ubelmann et al. (2016) pour illustrer le principe.

### 7.1.1 Principe

Comme expliqué au chapitre 1, les méthodes de cartographie qui s'appliquent à un jeu de données inhomogènes en espace et en temps, reposent sur une analyse objective par interpolation optimale (OI). Cette analyse objective nécessite des connaissances à priori sur les caractéristiques physiques et statistiques des données d'entrée, notamment les fonctions de covariances du signal et des erreurs associées aux observations. Nous rappelons que l'analyse objective standard vise à résoudre le problème inverse suivant :

$$\mathbf{x}_a = \mathbf{B}\mathbf{H}^T(\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1}[\mathbf{y}_0] \quad (7.1)$$

Avec  $\mathbf{x}_a$  l'état analysé,  $\mathbf{y}_0$  le vecteur innovation correspondant aux observations de la SLA le long des traces altimétriques,  $\mathbf{H}$  l'opérateur d'observation qui permet de passer de l'espace de la grille régulière de cartographie à l'espace des observations et  $T$  la notation pour la matrice transposée.

$\mathbf{B}\mathbf{H}^T$  correspond à la covariance du signal réel entre l'espace de la grille et des observations, et  $\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T$  la covariance du signal réel dans l'espace des observations.  $\mathbf{R}$  représente la matrice de covariance des erreurs, incluant les erreurs de représentation et les erreurs instrumentales.

L'approche dynamique de cartographie se base sur ce même type d'analyse objective, mais, contrairement aux méthodes de cartographie standard, elle permet, via le modèle QG présenté au chapitre 4, de tenir compte des processus non-linéaires qui sont significatifs aux petites échelles.

En pratique cette interpolation DOI se fait en deux étapes : une première itération correspondant à une analyse objective standard mais implémentée dans l'espace de Fourier ; une seconde itération, qui va utiliser le modèle QG pour propager en temps l'information obtenue par la première itération et corriger les termes innovation ainsi que les modèles de covariance pour introduire des déplacements dynamiques. Nous détaillons ci-dessous plus en détails ces deux itérations, accompagnées d'illustrations.

a) **Décomposition en modes de Fourier (FOI)**

La première étape consiste à poser le problème inverse, mais dans l'espace de Fourier, à l'aide d'une base orthogonale. Cette décomposition en modes est nécessaire pour pouvoir propager les modèles de covariance de manière dynamique dans le cas d'une analyse objective. L'état estimé  $\mathbf{x}_a$  dans l'espace physique s'exprime alors sous forme matricielle dans l'espace de Fourier ainsi :

$$\eta_a = \mathbf{Q}\mathbf{G}^T(\mathbf{G}\mathbf{Q}\mathbf{G}^T + \mathbf{R})^{-1}[\mathbf{y}_0] \tag{7.2}$$

Avec  $\mathbf{G}$  la matrice contenant les modes du signal dans l'espace des observations,  $\mathbf{Q}$  la matrice de covariance des modes du signal réel qui peut s'obtenir par transformée de Fourier (FFT) de la covariance du signal physique. Cette FFT donne une densité spectrale de puissance et c'est ce spectre qu'il faut paramétrer pour l'analyse.  $\eta_a$  représente l'amplitude des modes de Fourier normalisés définissant  $\mathbf{x}_a$ .

Pour se représenter physiquement ces modes et matrices de covariances associées, la figure 7.1 schématise pour un point d'analyse (une position en espace à instant donné  $t_{ref}$ ), les colonnes de cette matrice  $\mathbf{G}$  représentées sur une grille fictive d'observation. Cette figure schématise aussi la matrice de covariance dans l'espace des observations associée ( $\mathbf{G}\mathbf{Q}\mathbf{G}^T$ ), entre un point central à  $t_{ref}$  et le reste de la grille. Chaque colonne de la matrice  $\mathbf{G}$  est un mode de Fourier correspondant à une longueur d'onde.

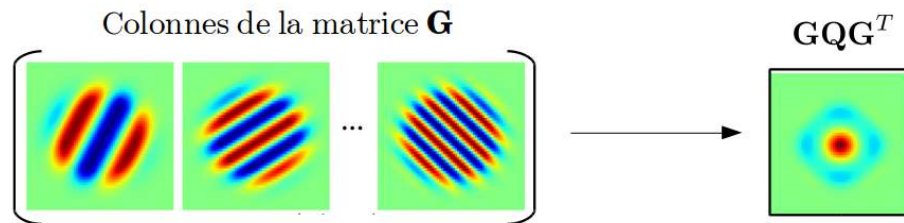


FIGURE 7.1 – Exemple de représentation des composantes de la matrice  $\mathbf{G}$  pour un instant donné dans l'espace. A gauche, chaque image représente une colonne de la matrice  $\mathbf{G}$  pour un point d'observation virtuel donné pour un instant donné. A droite, la covariance donnée par  $\mathbf{G}\mathbf{Q}\mathbf{G}^T$  entre un point central à  $t_{ref}$  et le reste de la grille. Adapté de Ubelmann et al. (2016)

Le temps de décorrélation est également pris en compte en ajoutant des composantes de Fourier en temps. Ces différents réglages de contenu spectral à imposer se font via différents paramètres que nous introduirons plus loin à la sous-section 7.2.3.

Cette première itération réalisée, nous avons cartographié les données de SLA sur une grille régulière. Cette représentation estimée du champ réel peut être différente de celle obtenue avec les cartes DUACS du fait de ce calcul dans l'espace de Fourier et non dans l'espace physique.

b) **Propagation dynamique (FDOI)**

Une fois la première étape réalisée, nous utilisons alors le propagateur QG présenté au chapitre 4 pour introduire une information sur la dynamique de la circulation océanique. L'utilisation de ce propagateur a deux objectifs.

Le premier est de prendre en compte le déplacement non-linéaire du champ pour corriger les observations. L'utilisation est la même que pour la méthode DI du chapitre 5 : la scène de référence numérique est ici remplacée par le champ de SLA reconstruit par la première itération, auquel est ajouté une *MDT* pour obtenir un champ de SSH qui va être propagé en *forward* et en *backward* suivant une fenêtre temporelle que nous devons paramétrer. Ces champs de SSH propagés vont ainsi directement servir à ajouter un terme correctif au vecteur innovation :  $\mathbf{HM}(\mathbf{x}_1) + \mathbf{G}\eta_1$  (Ubelmann et al., 2016)(équation (8)).

Le second objectif du modèle QG est de propager temporellement le modèle de covariance spatial. Le propagateur est alors linéarisé via un modèle tangent linéaire autour d'un état estimé à  $T_{ref}$  en se basant sur l'état estimé avec la première itération (Ubelmann et al., 2016)(équation 9.). Cette linéarisation est nécessaire pour pouvoir résoudre l'analyse objective au sens des moindres carrés (Ubelmann et al., 2016). Les modes de la matrice  $\mathbf{G}$  sont ensuite propagés via ce modèle tangent linéaire. Ils contiennent alors une information sur l'évolution dynamique temporelle de la circulation océanique.

Avec cette matrice de modes propagés  $\mathbf{G}_p$  et le vecteur innovation corrigé des observations, l'état estimé par cette itération dynamique dans l'espace de Fourier s'exprime sous forme matricielle de la façon suivante :

$$\eta_a = \mathbf{QG}_p^T(\mathbf{G}_p\mathbf{QG}_p^T + \mathbf{R})^{-1}[\mathbf{y}_0 - \mathbf{HM}(\mathbf{x}_1) + \mathbf{G}\eta_1] \quad (7.3)$$

Avec  $\mathbf{x}_1$  l'état estimé par la première itération dans l'espace physique,  $\eta_1$  son équivalent dans l'espace de Fourier. Un exemple de la structure spatiale de ces modes et matrices de covariances associées est montré sur la figure 7.2 :

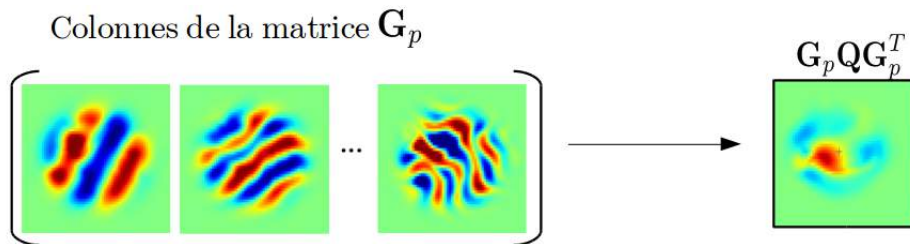


FIGURE 7.2 – Exemple de représentation des composantes propagées de la matrice  $\mathbf{G}$  pour un instant donné dans l'espace. A gauche, chaque image des modes représente une colonne de la matrice  $\mathbf{G}_p$  pour un point d'observation virtuel donné pour un instant donné. A droite, la covariance donnée par  $\mathbf{G}_p\mathbf{QG}_p^T$  entre un point central à  $t_{ref}$  et le reste de la grille. Adapté de Ubelmann et al. (2016).

Ainsi, au lieu d'avoir un modèle de covariance prédéfini ( $\mathbf{GQG}^T$ ), l'interpolation optimale dynamique génère un modèle de covariance dépendant de la circulation océanique ( $\mathbf{G}_p\mathbf{QG}_p^T$ ) comme illustré sur la figure 7.3.

L'évolution temporelle du modèle de covariance standard OI montre une structure spatiale relativement stable avec une décorrélation temporelle visible par l'atténuation de l'amplitude de la covariance. Le modèle de covariance DOI présente aussi une décorrélation avec une réduction de l'amplitude en temps, mais avec une structure

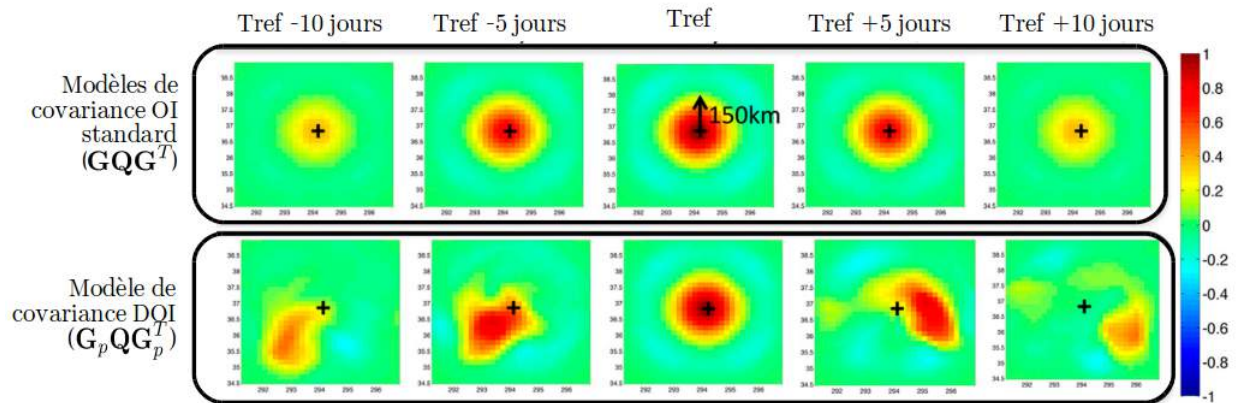


FIGURE 7.3 – Représentation des champs de corrélation entre un point donné (croix noire) à un instant de l’analyse (Tref), et le reste du domaine pour différents instants, allant 10 jours en arrière et 10 jours après. En haut les champs correspondant à une cartographie standard linéaire - première itération ; en bas les champs correspondant à la cartographie dynamique - seconde itération. Adapté de Ubelmann et al. (2016)

plus complexe qui évolue avec la dynamique océanique, transportant ainsi l’information de cette dynamique au cours du temps. On voit déjà sur cet exemple que l’OI standard va garder une bonne représentation des grands tourbillons lents relativement isotropes. La méthode DOI vise à mieux représenter la déformation des champs de SSH, leur anisotropie, les petits tourbillons et surtout une meilleure position des structures de ces champs.

A partir de ces modes propagés, l’inversion est réalisée de façon similaire à la première itération, avec un terme additionnel tenant compte de la non-linéarité dans les innovations ( $\mathbf{HM}(\mathbf{x}_1) + \mathbf{G}\eta_1$ ).

### Notations

Pour être clairs dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons les notations suivantes :

- **OI** : analyse objective par interpolation optimale linéaire standard de type DUACS (espace physique)
- **FOI** : analyse objective par interpolation optimale linéaire utilisant une décomposition en modes de Fourier (espace de Fourier) - première itération.
- **FDOI** : analyse objective par interpolation optimale dynamique utilisant une décomposition en modes de Fourier (espace de Fourier) - seconde itération.

### 7.1.2 Métriques d’évaluation

Dans le cas idéalisé précédent (chapitre 5), nous avons évalué directement le champs DI reconstruit avec le modèle de référence. Dans ce cas d’interpolation optimale, nous ne sommes plus dans un système d’OSSE et l’évaluation du champ reconstruit est plus complexe. Nous avons utilisé pour cette évaluation des données indépendantes, mais cela reste très partiel.

- Erreurs de reconstruction

Les erreurs d’interpolation dynamique (FDOI) sont estimées par comparaison à des données de SLA indépendantes. Ces données de SLA proviennent d’un altimètre

indépendant, c'est à dire non utilisé pour générer les cartes. Pour chaque trace de cet altimètre indépendant, on interpole les données de la carte FDOI sur les positions et temps correspondants à cette trace. L'erreur est la différence entre la SLA de la carte FDOI interpolée et la SLA indépendante. Nous estimons également de la même manière les erreurs d'interpolation de la cartographie DUACS (OI). Ces erreurs se définissent comme suivant :

$$ERR_{FDOI}(t, x, y) = SLA_{FDOI}(t, x, y) - SLA_{indpt}(t, x, y) \quad (7.4)$$

$$ERR_{OI}(t, x, y) = SLA_{OI}(t, x, y) - SLA_{indpt}(t, x, y) \quad (7.5)$$

Avec  $SLA_{FDOI}$  les données de SLA issues des cartes FDOI,  $SLA_{OI}$  les données de SLA issues des cartes DUACS, et  $SLA_{indpt}$  les données de SLA issues de données indépendantes.

#### — Performance

A partir de ces deux erreurs, nous pouvons estimer une performance apportée par l'interpolation optimale dynamique en terme de pourcentage de différence de variance qui s'exprime ainsi :

$$Perf_{FDOI} = \left(1 - \frac{Var(ERR_{FDOI})}{Var(ERR_{OI})}\right) * 100 \quad (7.6)$$

Ce pourcentage de performance peut se calculer de manière spatiale et temporelle.

## 7.2 Contexte expérimental en Mer Méditerranée Occidentale

Nous présentons dans cette section les données utilisées pour réaliser les cartes dynamiques ainsi que les données utilisées pour la validation des cartes. Nous détaillons également la paramétrisation mise en place pour notre étude régionale en Méditerranée Occidentale.

### 7.2.1 Données utilisées pour la cartographie dynamique

Les données d'entrée proviennent des données altimétriques le long des traces. Les données d'entrée utilisées pour la cartographie standard DUACS correspondent aux produits validés, filtrés, échantillonnés, mais non corrigés du BGLO car cette correction est appliquée durant l'analyse objective (Le Traon et al., 1998). Contrairement à l'interpolation standard réalisée par la chaîne de traitement DUACS, l'interpolation dynamique n'intègre pas pour l'instant de traitement de biais de grandes longueurs d'ondes lors de la cartographie. Comme expliqué au chapitre 1, la correction du BGLO assure l'homogénéité des données grillées en réduisant les écarts entre les traces voisines causés par des erreurs résiduelles sur la correction d'orbite ou de baromètre inverse mais aussi par les variations haute fréquence de la surface. Il est donc utile de prendre en entrée des données déjà corrigées de ces biais. Pour réaliser les cartes FOI et FDOI, nous avons utilisé les jeux de données correspondants aux produits validés, filtrés, échantillonnés et corrigés des biais de grandes longueurs d'ondes.

Le propagateur QG utilisé nécessite une MDT, afin de reconstruire une SSH à partir des données de SLA altimétriques. Le propagateur peut alors être utilisé dans la version *QG1L-2015* ou la version *QG1L-Rey*. Ici, nous avons utilisé la version *QG1L-Rey*. Pour cela nous avons choisit la MDT régionale DUACS correspondant à un produit grillé à  $1/16^\circ$  (Rio et al., 2014).

Concernant la période d'étude, nous n'avons exploité que les périodes dont la constellation était composée d'au moins 4 altimètres. Nous avons particulièrement étudié la période 2014-2015 car cette période est l'une des plus longues séries temporelles ayant à disposition les 4 mêmes satellites en vol : SARAL/Altika, Jason-2, Cryosat et H2-Y2 (figure 1.8). Différents types de cartes ont été réalisées : des cartes avec seulement deux satellites correspondant aux produits de référence, des cartes avec trois satellites et enfin des cartes avec quatre satellites.

### 7.2.2 Données utilisées pour la validation

Les données de satellites indépendantes utilisées correspondent aux produits validés, mais non filtrés, non échantillonnés et non corrigés du BGLO. Cela permet d'une part de garder plus de points dans les données le long des traces et donc plus de données pour calculer les statistiques, et d'autre part le BGLO peut introduire une erreur qui devient dépendante des données. Nous avons choisit de ne pas l'appliquer pour la validation, sachant que le BGLO est un signal indépendant de la mésoéchelle que l'on souhaite cartographier. De plus le BGLO et les variations de bruit non représentées par les deux jeux de cartes interpolées sont éliminées par les métriques d'évaluations.

Pour les cartes réalisées à partir de deux et trois satellites nous avons à disposition un ou deux autres satellites indépendants pour valider les produits. Pour les cartes réalisées avec 4 satellites, la validation est plus contraignante. Nous avons commencé à comparer de façon indirecte les données de courants déduites des cartes DOI avec des données de courants issus de drifters, via une analyse d'advection lagrangienne. Les données de drifters utilisées pour la validation sont les courants zonaux et méridiens issus de la base de données AOML<sup>1</sup>. Les données sont sélectionnées pour ne garder que les drifters ayant conservé leur dérive mais elles ne sont pas corrigées de la dérive d'Ekman induite par le vent.

La chaîne de traitement DUACS générant deux types de cartes (cartes de référence à partir de deux satellites et cartes *allsat* à partir de tous les altimètres disponibles), il n'existe pas de cartes DUACS avec seulement trois satellites lorsque la constellation est constituée de 4 satellites en vol. Nous avons donc généré un jeu de données DUACS à partir de trois satellites afin de pouvoir comparer les produits DOI avec les produits OI DUACS. Ce jeu à été généré sur la période 2014-05-01 2015-04-01, soit 11 mois.

Le tableau ci-dessous récapitule les données utilisées pour générer les cartes, la période exploitée et les données indépendantes utilisées pour la validation.

### 7.2.3 Paramétrage

Dans le cas de la cartographie standard, le paramétrage est imposé via le modèle de covariance (équation 1.2.4) qui nécessite de spécifier les échelles de décorrélation spatiales et temporelles du signal à cartographier, afin de définir une bulle de sélection. Dans le cas de la cartographie dynamique, le code est basé sur une décomposition en modes de Fourier qui vient spécifier une décorrélation en imposant une forme de contenu spectral, à la fois en espace et en temps. Cela se fait à travers différents paramètres qui règlent chacun une

1. NOAA/Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory's Global Drifter Program : <http://www.aoml.noaa.gov/phod/dac/index.php>



Période	Données d'entrée	Données de validation
2014-05-01 2015-04-01	Jason-2 AtltiKa	Cryosat-2 HY-2A
2014-05-01 2015-04-01	Jason-2 AtltiKa Cryosat-2	HY-2A
2014-05-01 2015-04-01	Jason-2 AtltiKa HY-2A	Cryosat-2
2014-05-01 2015-12-15	Jason-2 AtltiKa Cryosat-2 HY-2A	Drifters

TABLEAU 7.1 – Jeux de données utilisés pour générer et valider les cartes DOI et leur période d'exploitation. La couleur rouge indique que la validation se fait sur la variable de SLA ; la couleur bleue sur les variables de courants.

partie du contenu ou de la forme du spectre dans l'espace ou le temps pour les différentes longueurs d'ondes du signal.

Le tableau 7.2 résume les différents paramètres à régler pour les deux itérations de l'interpolation optimale dynamique, FOI et FDOI. Les paramètres spécifiques à l'itération dynamiques sont notés en rouge. La figure 7.4 illustre ces paramètres définissant le contenu spectral.

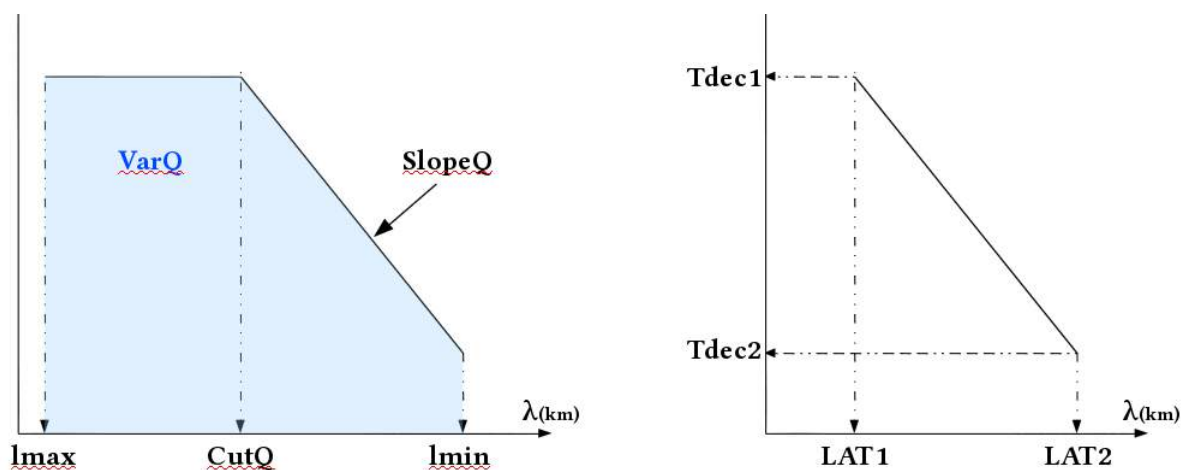


FIGURE 7.4 – Schématisation du rôle des paramètres de l'analyse DOI. À droite la paramétrisation du contenu énergétique spatial imposé ; à gauche la représentation du paramétrage temporel possible en fonction des échelles spatiales.

Cette analyse DOI impose donc un contenu spectral spatial et temporel comme illustré sur le schéma figure 7.4. Ce spectre est représenté de manière très simple à l'aide de deux droites. Nous avons considéré pour la Mer Méditerranée une reconstruction possible entre 500 et 100 km de longueurs d'ondes ( $l_{max}$  et  $l_{min}$ ), en fixant une pente spectrale à -3.5

Nom du paramètre	Rôle pour l'analyse	valeur choisie
VarQ	Variance du signal réel de la SLA (matrice $Q$ )	0.001 $m^2$
SlopeQ	Pente spectrale imposée pour la décroissance spatiale du spectre du signal réel	-3.5
CutQ	Fréquence de coupure spatiale du spectre du signal réel	300 km
lmax	Longueur d'onde maximale que l'on estime pouvoir résoudre, limite le contenu spectral imposé	500 km
lmin	Longueur d'onde minimale que l'on estime pouvoir résoudre, limite le contenu spectral imposé	100 km
deltat	Demie-fenêtre temporelle pour l'analyse	10 jours
whitenoise	Niveau de bruit de mesure estimé pour les données altimétriques entrantes (matrice $R$ )	0.017-0.02
Tdec1	Temps de corrélation du signal pour les longueurs d'ondes LS1	10 jours
Tdec2	Temps de corrélation du signal pour des longueurs d'ondes LS2	10 jours
Tdec1d	Même chose que Tdec1 mais pour la seconde itération (FDOI)	15 jours
Tdec2d	Même chose que Tdec1 mais pour la seconde itération (FDOI)	15 jours
LS1	Longueur d'onde limite que l'on peut résoudre pour Tdec1	300km
LS2	Longueur d'onde limite que l'on peut résoudre pour Tdec2	50km
$L_R$	Premier rayon de Rossby barocline pour le modèle de propagation QG	8km

TABLEAU 7.2 – Liste des principaux paramètres à régler pour procéder à la réalisation de cartes dynamiques. En noir les paramètres nécessaires à la première itération, en rouge ceux pour la seconde itération.

après avoir effectué plusieurs tests.

Il est aussi possible de paramétrer une décorrélation temporelle différente pour des échelles différentes, comme l'illustre le schéma de droite sur la figure 7.4, et dans ce cas  $Tdec1 \neq Tdec2$ . Ici, nous avons gardé la même approche que la cartographie appliquée dans DUACS, à savoir que nous avons une échelle de décorrélation temporelle fixe de 10 jours pour toutes les échelles spatiales ( $Tdec1 = Tdec2 = 10\text{jours}$ ). Ce premier jeu de paramètres fixes sur le bassin à été estimé pour rester relativement proche des cartes DUACS en minimisant les erreurs avec les données indépendantes. Plusieurs pistes sont

actuellement en cours de développement pour imposer un contenu énergétique le plus réaliste possible de façon à s'adapter à la dynamique de la région étudiée avec notamment l'implémentation de paramètres bidimensionnels en espace.

Un point également important de l'implémentation numérique de la méthode concerne la sélection des données. Dans l'analyse objective DUACS, une sélection avec une ligne de vue est effectuée, permettant de rejeter les données se situant derrière une île. Dans l'analyse objective dynamique, cette sélection n'est pas encore implémentée et l'analyse peut parfois interpoler deux données séparées par une île, sans tenir compte de cette dernière.

Tous les paramètres sont pris constants et uniformes pour l'ensemble du bassin. L'information spectrale contenue dans les matrices de covariance est donc la même pour les zones du plateau continental, les zones de convection profondes ou encore que les régions énergétiques telles que le Courant Algérien. Ce caractère uniforme présent également dans la cartographie DUACS représente une forte contrainte limitante pour la cartographie, et l'optimisation n'est pas évidente à réaliser car la dynamique de cette région présente une grande variabilité spatio-temporelle. De plus, ces paramètres ne sont pas tous indépendants, ce qui complexifie l'évaluation d'une paramétrisation la plus adaptée possible.

Le choix d'une paramétrisation adaptée s'est fait en deux étapes. En premier lieu, nous avons testé différentes paramétrisations en jouant sur les valeurs des paramètres afin d'obtenir un jeu de carte FOI assez proche des cartes DUACS. Ensuite, nous avons essayé d'adapter cette paramétrisation pour l'itération dynamique de façon à obtenir la meilleure performance (FDOI par rapport à DUACS, équation 7.6). Néanmoins, ces résultats restent préliminaires et nécessitent d'être approfondis.

### 7.3 Evaluation des produits obtenus

L'évaluation des cartes DOI obtenues peut se faire de plusieurs manières, mais reste tributaire du nombre et de la qualité des données indépendantes à disposition.

La figure 7.5 illustre les deux types de cartes générées par quatre satellites (A1, J2, C2 et H2) pour une date donnée, par la méthode d'interpolation optimale dynamique et par la méthode standard.

Cette figure permet de s'assurer que les champs sont très proches et que l'interpolation optimale dynamique représente bien le champ de tourbillons océaniques. On peut noter sur cet exemple du le 24-10-2014, que les contours de SSH de la carte DUACS et de la carte FDOI n'interprètent pas la Sardaigne de la même manière. Les contours de la carte FOI englobent l'île qui est assez grande pour la région (145 km en largeur et 270 km en longueur) en créant un contour tout autour, allant interpoler les points de part et d'autre de l'île.

#### 7.3.1 Evolution temporelle de la SLA

La figure 7.6 illustre un exemple d'évolution de SLA d'un satellite indépendant, ici HY-2A, comparé à l'évolution de la SLA reconstruite par la méthode d'OI standard issue des produits DUACS ainsi que la SLA reconstruite par la méthode DOI. Cet exemple se situe autour du 29-08-2014 pour une trace en Mer Méditerranée. Les cartes DOI et DUACS sont générées à partir des trois satellites Jason-2, AltiKa et Cryosat-2.

Cet exemple montre que la SLA reconstruite par la méthode DOI s'accorde de plus près aux données de SLA indépendantes que la SLA des cartes DUACS. On peut également noter que les deux solutions cartographiques, DUACS comme DOI, lissent le signal

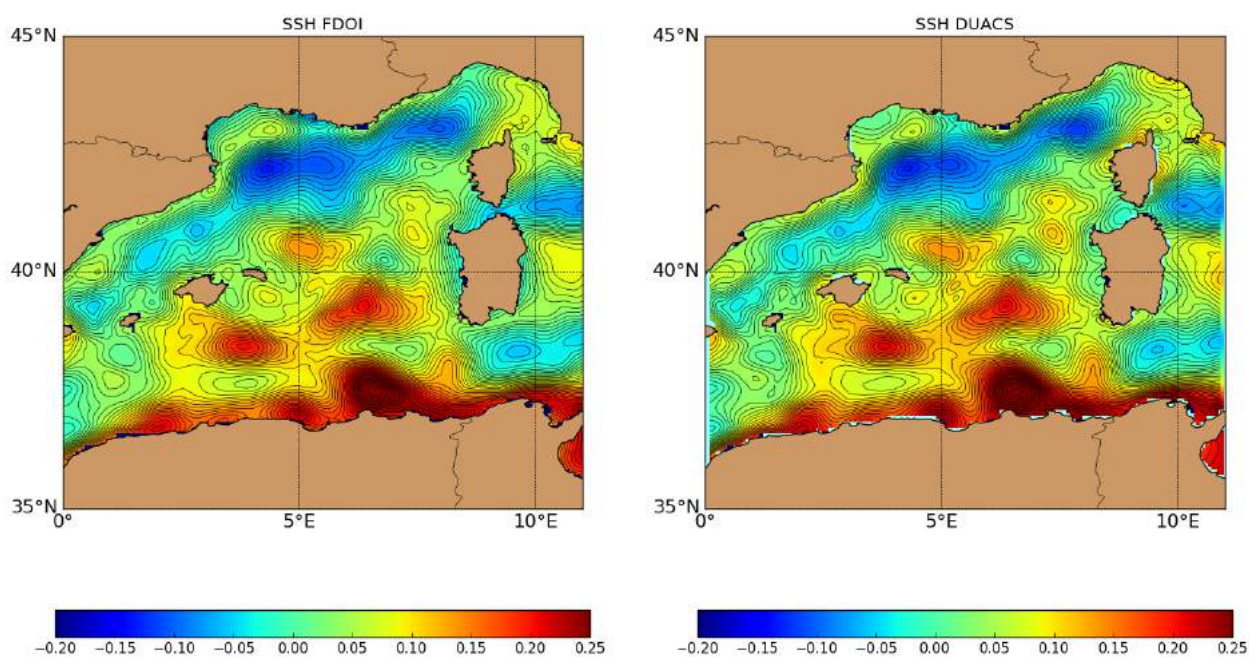


FIGURE 7.5 – Illustration des cartes de SSH générées par 4 satellites A1, J2, C2 et H2 pour le 24/10/2014. A gauche les cartes FDOI, à droite les cartes DUACS. Unités en  $m$ .

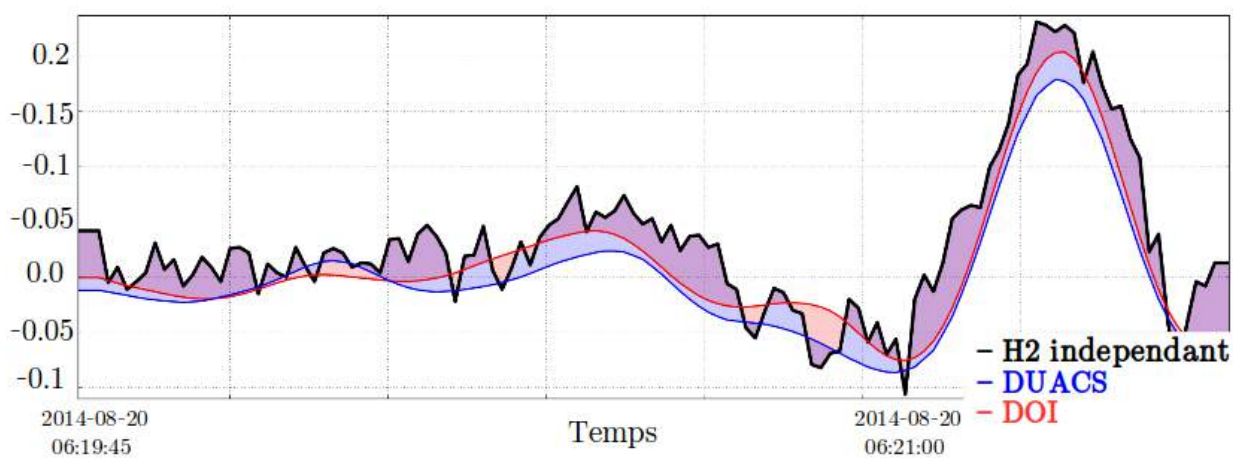


FIGURE 7.6 – SLA en fonction du temps le long d'une trace altimétrique du satellite HY-2A en Mer Méditerranée Occidentale : SLA HY-2A (noir), SLA reconstruite par les cartes DUACS (bleu) et SLA reconstruite par les cartes DOI (rouge). Unités en  $m$ .

en comparaison aux données le long de la trace qui présentent plus de variabilité haute fréquence, car non filtrées et non échantillonnées.

Nous avons calculer la RMS de la différence de SLA et d'EKE géostrophique entre les cartes FDOI et les cartes DUACS reconstruites avec 4 satellites sur la période des 11 mois figure 7.7.

Cette carte permet d'évaluer de manière générale la différence de variabilité du signal océanique entre les deux types de cartes. La carte de gauche, représentant la RMS de la

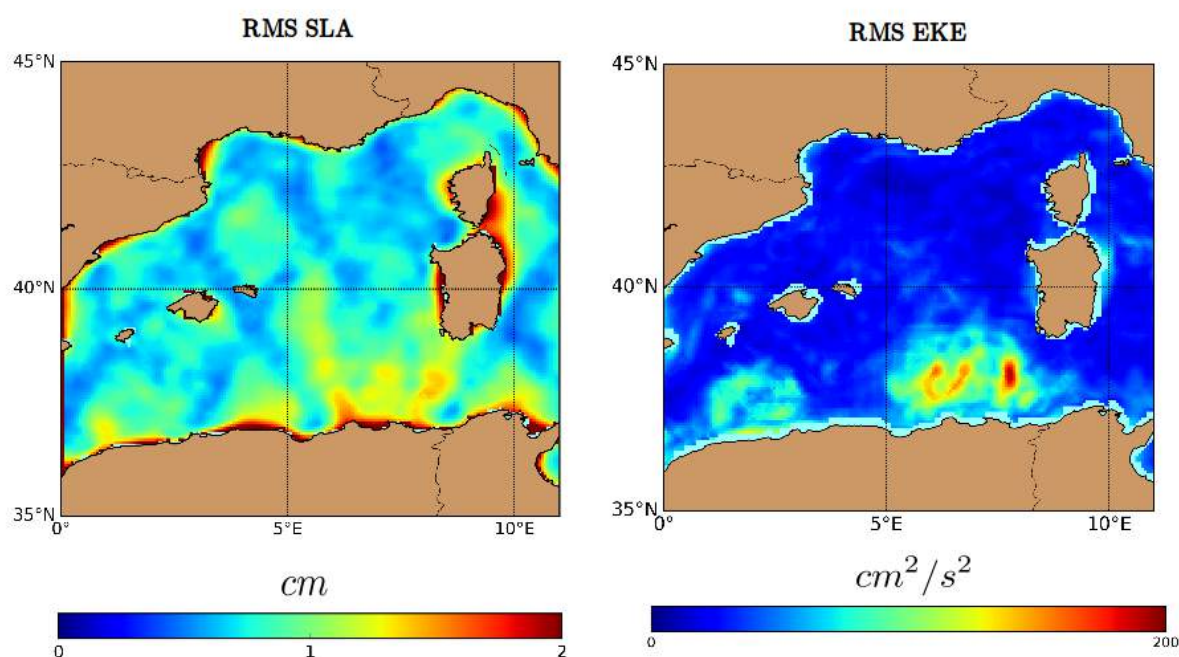


FIGURE 7.7 – RMS de la différence de SLA (gauche) et de la différence d'EKE géostrophique (droite) entre les cartes FDOI et les cartes DUACS sur 11 mois entre 2014 et 2015. Les cartes sont générées à partir de 4 satellites : AL, J2, C2 et H2.

différence de SLA, montre de très faibles différences (inférieures à 2cm). La RMS est quasiment nulle le long des traces répétitives AL et J2, où les deux méthodes de cartographie bénéficient toutes les deux de meilleures observations. En dehors de ces traces, la méthode dynamique permet de conserver une partie de la variabilité du signal en la propageant, et on observe une différence un peu plus importante, en particulier dans la partie est du Bassin Algérien (autour de 1.5 cm). La carte de la RMS de différence en EKE montre très peu de différence pour l'ensemble du bassin excepté au sud, à l'est du Bassin Algérien, où cette différence est plus importante, avec une RMS de l'ordre de 100 à 200  $cm^2/s^2$ . Cette région est aussi caractérisée par une activité tourbillonnaire plus importante avec un niveau d'EKE relativement élevé pour la région (chapitre 3). La méthode DOI semble donc modifier l'activité tourbillonnaire dans cette région. Toutefois, ce type de diagnostic ne permet pas de quantifier la bonne localisation de ces structures. Ce sont les comparaisons avec les données indépendantes qui vont permettre de le quantifier plus précisément.

### 7.3.2 Analyses statistiques

Afin de quantifier quel niveau d'amélioration apporte la reconstruction dynamique par rapport aux produits actuels, nous avons estimés la performance (équation 7.6) sur 11 mois de données pour toute la région, sur des boîtes de  $1^\circ \times 1^\circ$ . Cette résolution assez grossière a été choisie en raison de l'échantillonnage spatial intertrace des données satellites afin d'obtenir un pattern plus global de l'amélioration. Une résolution plus fine aurait pour conséquence de n'avoir de résultats que seulement près des traces satellites.

### Sensibilité au rayon de Rossby

Le chapitre 5 soulignait la difficulté d'évaluer un rayon de Rossby optimal pour obtenir une performance de l'interpolation dynamique par rapport à une interpolation linéaire de manière globale, spatialement et temporellement. Cette difficulté, démontrée en partie avec la comparaison des capacités et performances de reconstruction entre les différentes scènes de référence utilisées, est due à la variabilité spatio-temporelle importante de la région méditerranéenne.

Nous avons comparé ici les résultats de la performance apportée par la cartographie DOI par rapport à la cartographie DUACS en fonction de différents rayon de Rossby. Les figures 7.8 et 7.9 illustrent les statistiques de performance obtenues pour le jeu de cartes DOI générées à partir de 3 satellites par rapport aux jeux de cartes DUACS équivalents.

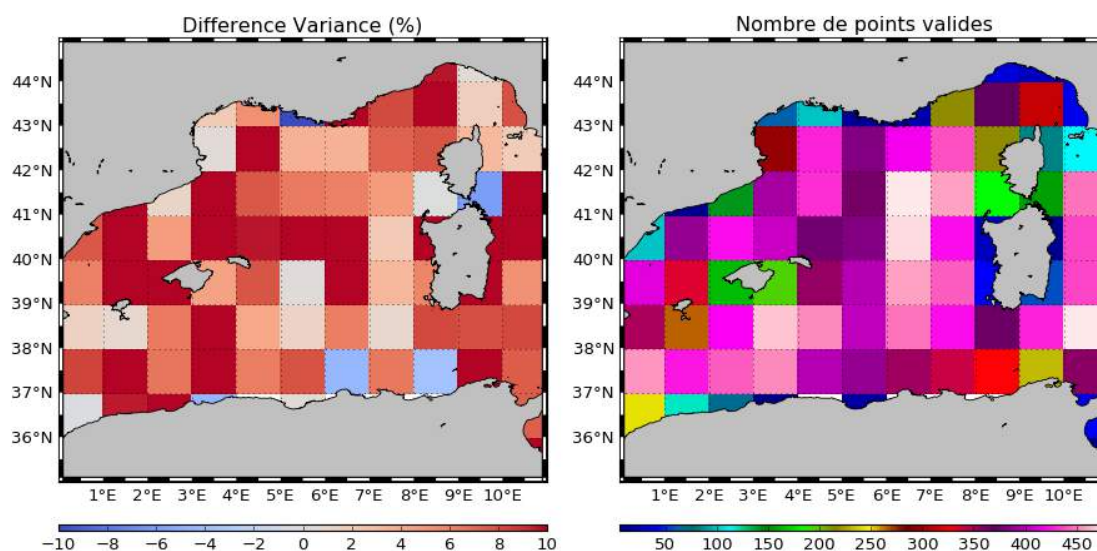


FIGURE 7.8 – Pourcentage de différence de variance entre les cartes DUACS et les cartes FDOI réalisées avec J2, A1 et H2 pour  $L_r = 8km$ , en comparaison au satellite indépendant C2 pour la période 2014-05-01 - 2015-04-01.

De manière globale, l'analyse de ces cartes montre qu'un rayon de Rossby autour de 8 km apporte de meilleurs résultats qu'un rayon de 12 ou 15 km, autant au nord du bassin que dans la zone du Courant Algérien, caractérisée par un rayon de Rossby pourtant plus grand que 8 km. On note que la méthode DOI se rapproche mieux des données indépendantes par rapport aux cartes DUACS presque partout (différence positive en rouge), sauf dans certaines zones près des îles ou des côtes où le prétraitement des données DUACS est actuellement plus sophistiqué. Nous avons effectué la même analyse à partir du jeu de données construit avec les données de J2, A1 et C2 en comparaison au satellite indépendant H2. Le résultats est valable pour les deux jeux de cartes de 3 satellites réalisés, et se rapproche du résultat que nous avons obtenus à partir de la simulation CASCADE HYPERION dans le cas d'application idéalisé au chapitre 5.

### Nombre d'altimètres

Nous avons évoqué au chapitre 1 l'influence du nombre d'altimètres pour améliorer la représentation de la variabilité océanique mésoéchelle. Dans leur étude, Pascual et al. (2006) ont en effet démontré que des cartes réalisées avec quatre altimètres au lieu de deux,

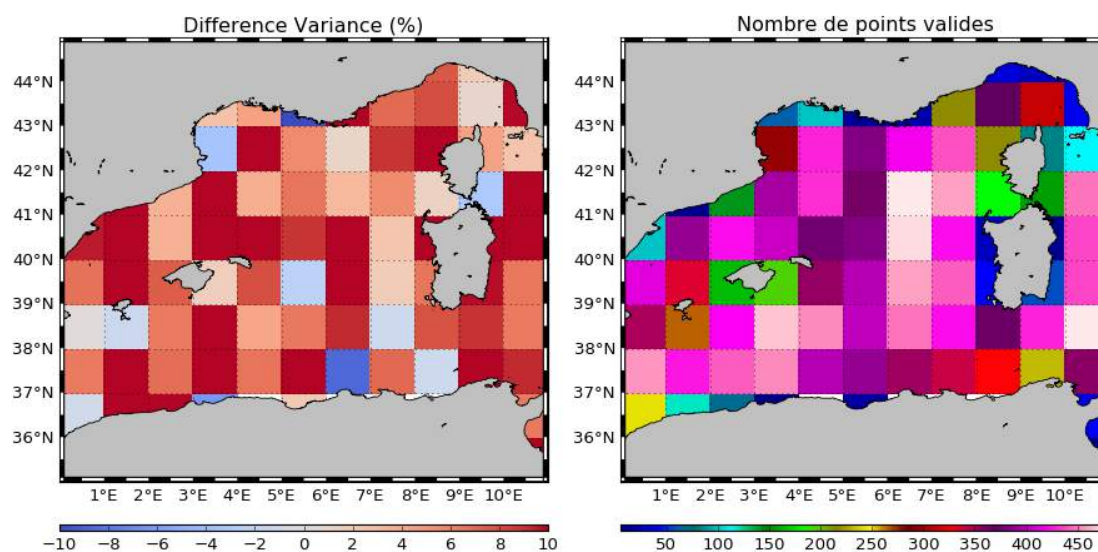


FIGURE 7.9 – Pourcentage de différence de variance entre les cartes DUACS et les cartes FDOI réalisées avec J2, A1 et H2 pour  $L_r = 15km$ , en comparaison au satellite indépendant C2 pour la période 2014-05-01 - 2015-04-01.

amélioreraient significativement la description des structures mésoéchelles, en particulier dans les régions de forte variabilité tels que les courants de bords ouest.

Une raison pour laquelle un nombre d'altimètres plus élevé pourrait apporter une amélioration de la performance des cartes DOI par rapport aux cartes DUACS vient de la capacité de la méthode DOI à propager les petites structures de manière plus efficace. On peut donc penser a priori que plus le nombre d'altimètre est important, plus on aura d'information en entrée concernant les structures de petites échelles, et mieux ces structures pourront être propagées, permettant ainsi de mieux les restituer dans les cartes finales, alors que les cartes DUACS auront lissé et perdu une partie de cette information de petite échelle.

Nous avons donc comparé les cartes réalisées à partir de deux ou trois altimètres afin de pouvoir évaluer l'apport d'un troisième altimètre pour l'interpolation dynamique. Les résultats correspondent toujours à la performance (formule 7.6) des cartes FDOI par rapport aux cartes DUACS en comparaison avec un altimètre indépendant.

La comparaison avec le satellite indépendant Cryosat-2 (figure 7.10) montre effectivement de meilleures statistiques avec des cartes réalisées à partir de trois satellites que à partir de deux, essentiellement pour le milieu du bassin, la Mer des Baléares, à l'Est de la Mer d'Alboran ainsi que pour le bassin Algérien. Cette amélioration n'est cependant pas très forte et nécessite d'être mieux quantifiée afin d'évaluer quelles gammes d'échelles sont mieux reconstruites avec cette méthode DOI par rapport à la cartographie DUACS en augmentant le nombre d'altimètres. Ces résultats sont également basés sur un jeu de paramètres uniformes sur l'ensemble du bassin, et qui n'est potentiellement pas le plus adapté pour toutes les zones de la région.

### Importance de la correction du BGLO

Pour vérifier si la correction du BGLO impactait les produits cartographiques dynamiques, nous avons comparé les résultats de l'erreur avec un satellite indépendant entre les cartes FDOI générées avec et sans correction de ces biais. Contrairement à la perfor-

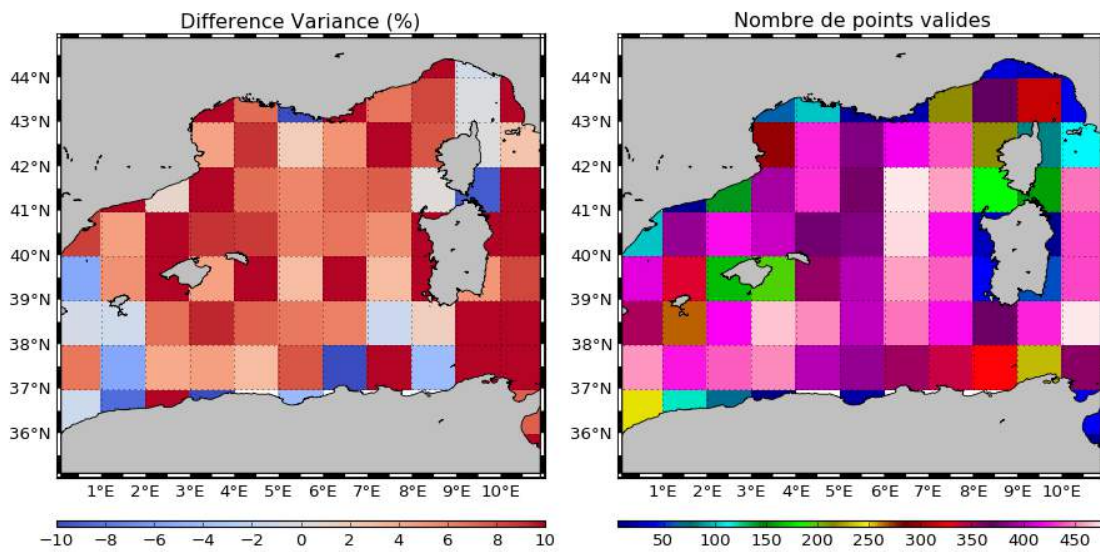


FIGURE 7.10 – Pourcentage de différence de variance entre les cartes DUACS et les cartes FDOI réalisées avec J2 et A1 pour  $L_r = 8km$ , en comparaison au satellite indépendant C2.

mance, ici nous calculons un pourcentage basé sur une différence de la variance de l'erreur par rapport à la donnée indépendante, mais entre les deux types de cartes DOI selon les données d'entrée (figure 7.11).

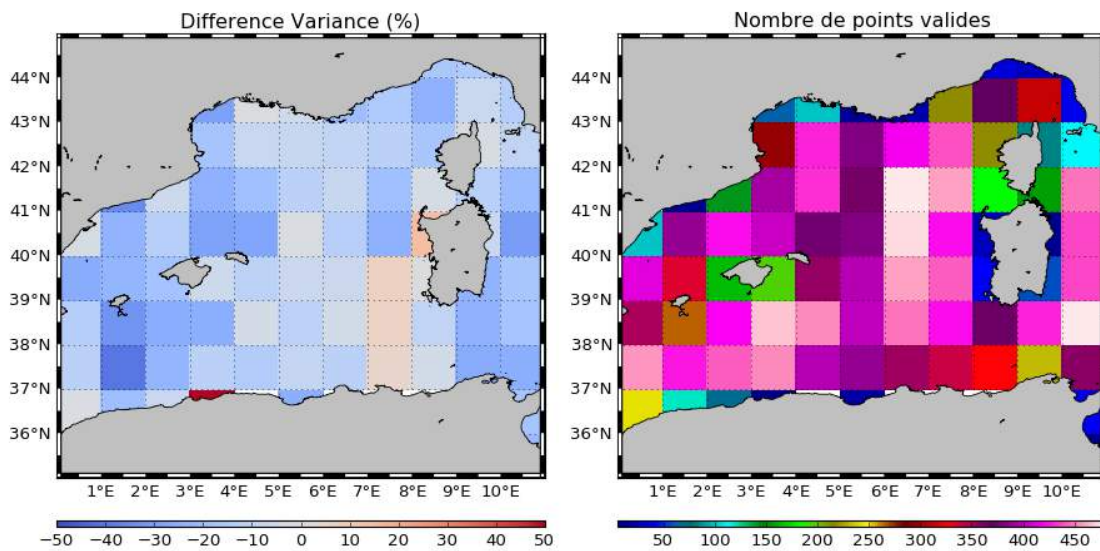


FIGURE 7.11 – Pourcentage de différence entre les cartes FOI obtenues à partir des données non corrigées et de données corrigées du BGLO de la variance de l'erreur par rapport à C2 pour des cartes réalisées avec J2, A1 et H2.

Ces statistiques confirment que les produits non corrigés de ces biais ne sont pas aussi efficaces que les données corrigées, induisant plus de 50% de détérioration. Il est donc nécessaire d'utiliser en entrée des données corrigées du BGLO tant qu'une implémentation du traitement n'est pas réalisée pendant l'analyse objective dynamique.



### 7.3.3 Premières évaluations de l'amélioration des fines échelles

Pour évaluer l'amélioration de représentation des fines structures, différentes approches sont possibles mais relativement restreintes dans notre cas d'étude.

Un diagnostic pertinent pour estimer quelles échelles dynamiques sont mieux reconstruites par les différentes méthodes est la cohérence spectrale, comme utilisée au chapitre 5. Cependant, pour ce cas d'application à des données réelles inhomogènes en espace et en temps, ce diagnostic reste difficilement fiable. Les données d'évaluation indépendantes sont disponibles uniquement le long des traces et nous n'avons généré que 11 mois de données. De plus, la région est relativement petite en incluant des îles. Cela ne permet pas d'avoir suffisamment de points pour effectuer un diagnostic de cohérence spectrale rigoureux.

Nous avons donc effectué deux autres types de diagnostics afin de quantifier l'apport de la méthode DOI pour la restitution des petites échelles : la performance (définition 7.6) comme précédemment, mais en ne prenant en compte que les échelles comprises entre 100-150 km de longueurs d'ondes ; et une seconde évaluation relativement préliminaire, basée sur une analyse lagrangienne pour comparer les vitesses géostrophiques des cartes dynamiques aux vitesses de drifters.

#### Gamme d'échelles 100 - 150 km

Nous nous sommes focalisés sur la gamme d'échelles 100 - 150 km de longueurs d'ondes pour quantifier l'amélioration des crates DOI vers les petites échelles. Si cette gamme d'échelles ne représente pas exactement la petite mésoéchelle, elle représente néanmoins une partie des échelles qui ne sont actuellement pas restituées par les cartes DUACS, limitées à 150 km de longueurs d'ondes. Cette technique DOI, qui reste, comme DUACS, limitée par l'échantillonnage altimétrique, est contrainte par la paramétrisation que nous avons choisie. Or nous avons fixé le paramètre  $l_{min}$  à 100km, paramètre qui limite le spectre spatial du modèle de covariance des modes signal, estimant que nous ne sommes pas encore capables de pousser la limite vers des plus fines échelles, à cause de l'échantillonnage trop contraignant.

Nous avons procédé à une évaluation statistique de la performance mais en ne sélectionnant que les échelles de longueurs d'ondes comprises dans cet intervalle. Pour cela, un filtre passe-bande est appliqué sur les données de SLA. Le signal de SLA physique extrait de cette bande passante est ensuite analysé statistiquement : on calcule la différence de RMS des cartes DOI et DUACS avec les données de SLA indépendantes, comme précédemment.

Les figures 7.12 représentent cette performance pour les deux jeux de cartes obtenues à partir de 3 satellites (J2, A1 et C2) en comparaison avec le satellite indépendant HY-2A. On peut noter premièrement que cette analyse restreint le nombre de points évaluables. En effet, pour de l'analyse spectrale, nous découpons le spectre en plusieurs segments, d'un minimum de 4 fois la longueur d'onde minimale que l'on souhaite observée, ici 100 km. Cela nécessite d'avoir des segments d'un minimum de 400km le long de la trace altimétrique pour effectuer cette analyse. En fonction du nombre de points disponibles déterminés par l'échantillonnage spatio-temporel et de la présence d'îles et côtes, on constate sur cette figure que cette possibilité est plus restreinte que lorsque l'on prend en compte toutes les longueurs d'ondes du signal. Néanmoins, sur les données évaluables, cette comparaison avec le satellite HY-2A montre une amélioration dans le nord du bassin essentiellement. L'amélioration des petites échelles est attendue avec la seconde itération dynamique qui permet de conserver l'information du transport dynamique des différents processus et

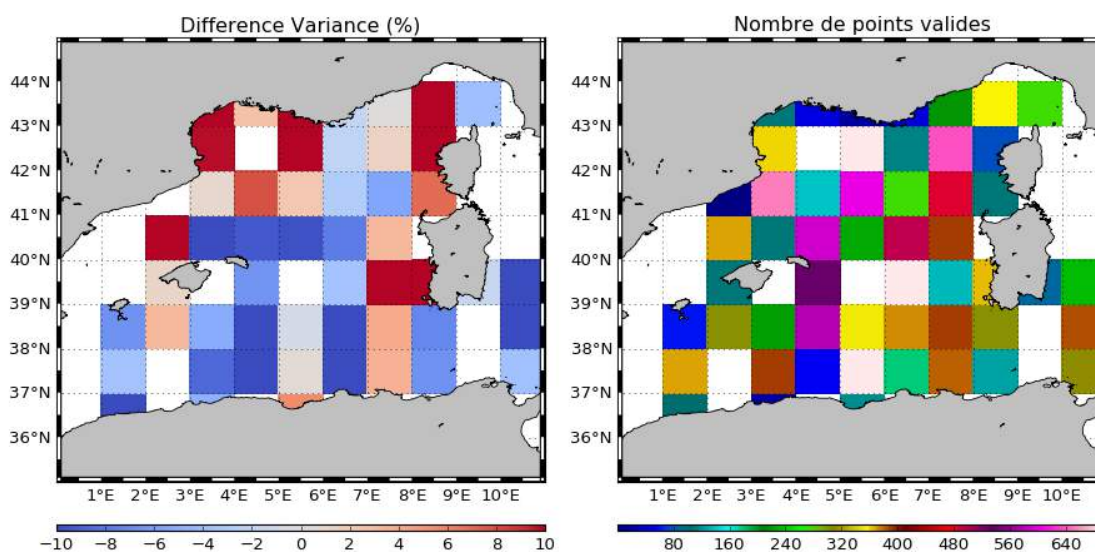


FIGURE 7.12 – Pourcentage de différence de variance entre les cartes DUACS et les cartes réalisées avec J2, A1 et C2 pour  $L_r = 8km$ , en comparaison au satellite indépendant H2 pour la gamme d'échelles 100 - 150 km de longueurs d'ondes.

reproduire ainsi plus de petites structures dans les cartes finales. Or notre paramétrisation pour cette seconde étape n'est pas encore la plus adaptée à la dynamique de la région méditerranéenne, ce qui pourrait expliquer qu'elle n'apporte pas d'amélioration dans les régions centrale et sud du bassin.

### Diagnostiques Lagrangiens

Une autre possibilité d'évaluer l'amélioration des fines échelles est de se pencher sur l'amélioration du champs de vitesses à travers une analyse lagrangienne. Même si les courants géostrophiques issus de ces produits grillés altimétriques ne résolvent qu'une partie du champ mésoéchelle eulérien, plus grand que 150-200 km de longueurs d'onde, l'évolution temporelle de ces courants géostrophiques permet de générer des fronts et filaments de taille plus fine (d'Ovidio et al., 2009; Rogé et al., 2015). Il est possible de calculer les trajectoires de particules lagrangiennes à partir de séries temporelles de cartes altimétriques et en déduire différentes propriétés dynamiques d'ordre supérieur.

Nous avons comparé l'évolution de drifters et l'évolution de particules virtuelles advectées avec les vitesses géostrophiques calculées à partir des cartes de SSH durant 19 jours (figure 7.13). Cette figure montre que l'évolution de la particule advectée par les vitesses géostrophiques issues des cartes FDOI présente une trajectoire plus proche de celle du drifter que la particule advectée par les vitesses géostrophiques issues des cartes DUACS, plus lisse. Bien que décalée vers l'est, elle présente une trajectoire qui correspond plus à l'allure du méandre dessiné par le drifter.

Cet exemple reste très préliminaire et il serait utile ici de poursuivre l'évaluation de manière statistique et de calculer la performance (definition 7.6) entre les champs de vitesses reconstruits par la méthode DOI et ceux des données de drifters. Néanmoins, pour une telle analyse statistique qui évalue de manière globale la période temporelle d'analyse, il faut être sûr que la base de données est réellement comparable et donc procéder pour ces données de drifters à une correction de la dérive d'Ekman, qui peut être importante en cas de coups de vents violents notamment.

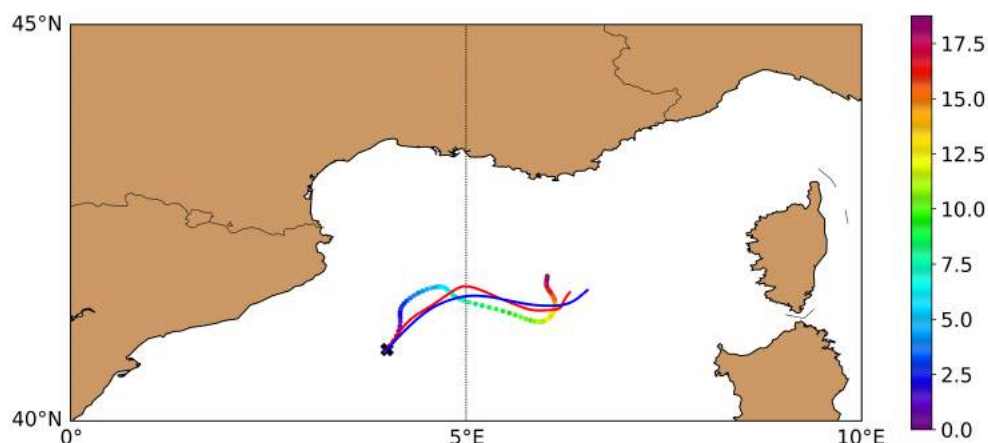


FIGURE 7.13 – Trajectoire d’un drifter (couleurs) comparée à des particules virtuelles advectées durant 19 jours par des courants géostrophiques issues des cartes FDOI (rouge) et DUACS (bleu), du 29/09/2014 au 18/10/2014. La couleur correspond au temps d’advection depuis la position d’origine (cros noir) en jours.

## 7.4 Discussion et conclusion

Ces premiers résultats préliminaires de l’application DOI en Mer Méditerranée sont relativement encourageants mais soulèvent néanmoins plusieurs questions.

Les analyses statistiques de performance entre les cartes FDOI et les cartes DUACS montrent une amélioration globale sur toute la région du bassin occidental méditerranéen par rapport aux données indépendantes altimétriques. L’exemple avec le flotteur lagrangien montre que les cartes FDOI restent assez lissées mais se rapprochent plus d’une évolution dynamique semblable au flotteur que les cartes DUACS. La cartographie DUACS applique des paramètres uniformes pour l’ensemble du bassin méditerranéen et notre première approche de paramétrisation testée ici applique aussi un paramétrage uniforme. L’amélioration des résultats apportée par la méthode DOI reflète donc l’apport de la technique pour la décomposition en modes de Fourier, et pour l’information supplémentaire apportée par le modèle QG.

Comme on a pu le voir précédemment, la méthode d’interpolation dynamique appliquée ici contient deux différences majeures avec la cartographie réalisée par DUACS : l’une concerne la prise en compte d’une propagation dynamique via le modèle QG, l’autre concerne l’implémentation numérique passant par une décomposition en modes de Fourier. Nous avons comparé l’amélioration relative des cartes de l’itération dynamique (FDOI) avec les cartes de la première itération (FOI) afin d’évaluer l’apport seul, d’une propagation dynamique. La figure 7.14 représente cette performance pour les cartes générées à partir de 3 satellites. En regardant les différences entre les deux itérations de cette méthode de cartographie DOI, on constate que, avec la paramétrisation choisie, la principale performance est apportée par la méthode de décomposition du signal en Fourier et la première étape qui effectue l’analyse objective via les composants de ces modes de Fourier. L’amplitude de cette performance avec la seconde étape (FDOI) est plutôt faible, suggérant que l’apport n’est pas significatif. La performance ne présente pas de distribution géographique particulière où l’on pourrait voir une meilleure amélioration dans les courants énergétique

du Courant Nord ou du Courant Algérien, comme pour l'application idéalisée via la simulation numérique SYMPHONIE. Cela montre que l'itération dynamique n'apporte pas d'amélioration de manière significative dans toutes les zones de la région méditerranéenne sur ces 11 mois, probablement car la paramétrisation de cette dernière n'est pas encore optimale.

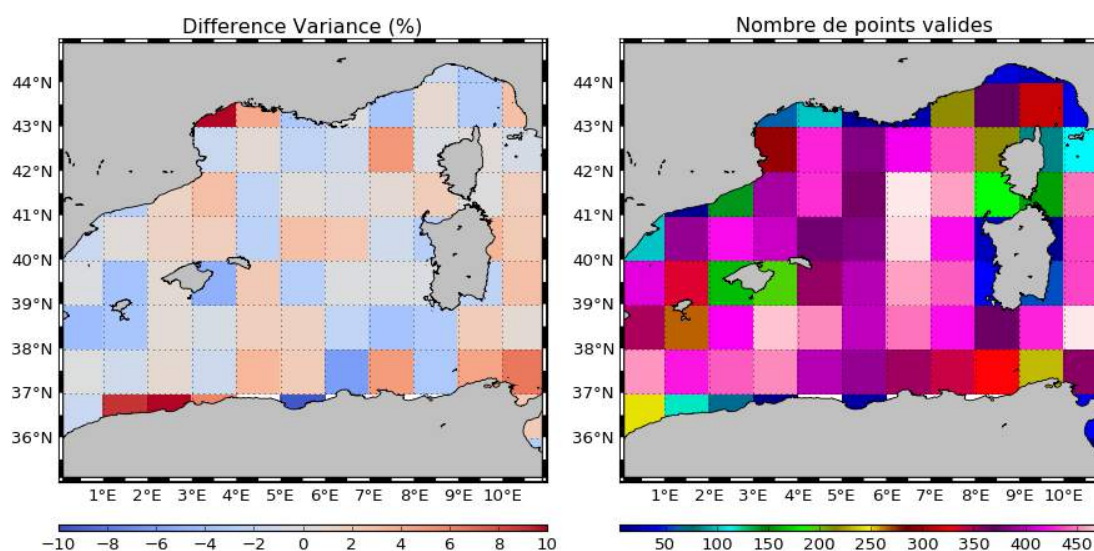


FIGURE 7.14 – Pourcentage de différence de variance de l'erreur par rapport à C2 entre les cartes FDOI et FOI, pour des cartes réalisées avec J2, A1 et H2.

Tout comme le modèle QG, le choix d'une paramétrisation la plus adaptée reste problématique pour cette méthode DOI. Ce choix n'est pas évident à réaliser pour deux raisons principalement. La première est due à la grande variabilité spatio-temporelle de la dynamique du bassin qui se voit contraindre d'être caractérisée par des paramètres constants pour l'ensemble du bassin. La seconde raison pour laquelle la paramétrisation n'est pas évidente relève du grand nombre de paramètres reliés entre eux. Ici le nombre de paramètres à régler est bien plus important que pour la méthode DI qui repose sur le paramétrage du modèle QG essentiellement. Nous avons procédé à un paramétrage de manière indépendante, c'est à dire en évaluant les résultats de performance en ne faisant varier qu'un seul paramètre à la fois. Cette approche est relativement longue mais surtout, elle n'assure pas l'optimisation des paramètres.

Actuellement, l'implémentation de ce contenu spectral pour l'itération dynamique est encore à l'étude, et ce pour différentes régions du globe comme les îles Kerguelen, une zone au cœur de l'ACC ou encore pour la zone du Gulf Stream étendue à l'Atlantique Nord. Les résultats des analyses que nous avons réalisées ainsi que celles effectuées dans ces autres régions semblent indiquer une sensibilité à la variabilité spatiale de la dynamique de la région étudiée avec une difficulté de paramétriser de manière adaptée l'ensemble de la région étudiée. Comme expliqué précédemment, suivant la paramétrisation imposée, seule une partie de la région est améliorée puisque la méthode repose sur la définition d'un spectre uniforme pour toute la région. Or le contenu spectral du signal océanique varie régionalement mais également d'une saison à l'autre. Il est intéressant de pouvoir inclure cette variation spatiale mais également temporelle dans le contenu spectral imposé. Actuellement, une autre implémentation est en cours d'évaluation, en prenant la transformée de Fourier du spectre de la fonction de corrélation choisie pour la cartographie DUACS (eq 1.2.4.

La comparaison avec le satellite Cryosat2 a permis de démontrer pour notre région méditerranéenne, sur 11 mois de données que des cartes générées à partir de trois altimètres donnaient de meilleures performances relatives FDOI-DUACS, que des cartes générées à partir de deux altimètres seulement. On peut donc espérer que cette méthode soit réellement profitable dans le cadre d'une constellation nombreuse ou plus particulièrement dans le cadre la mission SWOT qui fournira des fauchées bidimensionnelles d'une largeur de deux fois 70 km de large.

Ces résultats ont également montré l'importance du traitement de BGLO, qu'il est nécessaire d'appliquer avant une analyse objective dynamique. En effet, la cartographie dynamique ne traite pas encore de façon explicite les biais de grandes longueurs d'ondes, aussi il est judicieux d'utiliser en entrée des données pré-corrigées de ces biais. Le traitement BGLO est une correction relativement importante en Mer Méditerranée, et il est essentiel de pouvoir disposer en entrée de données altimétriques corrigées de ces erreurs ou alors d'implémenter un traitement correctif au cours de l'interpolation optimale dynamique.

Cette première analyse a également servi à montrer que le code ne prenant actuellement pas en compte le problème des données séparées par une côte comme la présence d'îles, induit des erreurs d'interpolation, notamment au niveau de la Sardaigne.

Notre évaluation des résultats reste cependant relativement limitée. La motivation principale de générer ce type de cartes dynamiques est de pouvoir mieux reconstruire les structures de fine échelles actuellement mal restituées par les cartes DUACS. Or, l'amélioration de reconstruction des structures de la gamme de méso et petites mésoéchelle (10-150 km de longueurs d'ondes) reste relativement délicate à évaluer dans ce cas de configuration régionale. Nous avons recréé un jeu de données DUACS généré à partir de trois satellites de manière à garder un satellite indépendant. Cet effort de garder un satellite indépendant est important car la donnée altimétrique indépendante reste la meilleure donnée de comparaison puisqu'elle mesure exactement le même signal. Mais ce type de données reste encore partiel pour une analyse régionale sur seulement 11 mois.

La zone d'étude est une zone côtière comportant de nombreuses îles. Bien qu'il existe certaines approches méthodologiques spécifiques aux études côtières, les cartes générées ici ne prennent pas en compte de traitement côtiers particulier et il est nécessaire d'éliminer les points trop près des côtes lors de l'analyse spectrale des données. Cela restreint donc encore la zone d'analyse qui n'est déjà pas grande. Le nombre de points disponibles pour la validation avec les données indépendantes se réduit encore par la faible continuité temporelle des cartes DOI que nous avons généré, qui est inférieure à deux ans. Il est donc nécessaire d'avoir recours à d'autres techniques de validation ou de générer une série temporelle de cartes plus longue.

On pourrait aussi penser à utiliser des données d'entrée non ré-échantillonnées, car cet échantillonnage est en effet un facteur limitant. Il restreint le nombre de points : seul un sur deux est sélectionné lors de ce traitement, soit un point tous les 14 km environ. Cela permet de cartographier des structures de 30 km de diamètre. Un des avantages de passer par une décomposition de Fourier est de pouvoir prendre en compte beaucoup plus de données et de pouvoir traiter des images bidimensionnelles telles que des mesures SWOT-SAR. Il serait donc intéressant de générer les cartes DOI en utilisant toutes les mesures disponibles dans les données le long des traces sans échantillonnage au préalable et de garder ainsi le maximum d'information.

Nous avons analysé l'apport de cette méthode DOI pour la gamme d'échelles 100-150 km de longueurs d'ondes, afin d'évaluer l'amélioration de reconstruction pour ces échelles.

Si les résultats sont plutôt encourageants pour la partie nord du bassin, ils ne permettent de quantifier l'apport pour des échelles plus fines. Cette limite d'échelles entre 100 et 150 km à été choisie en raison de l'échantillonnage des altimètres et en raison du choix de la limite  $l_{min}$  que nous avons fixé pour le paramétrage du contenu spectral. Cette limite étant fixée à 100 km, on ne peut pas s'attendre à améliorer les échelles spatiales plus petites. Dans l'avenir, l'échantillonnage de SWOT fournira des fauchées bidimensionnelles et donc des données à plus haute résolution, mais aussi simplement beaucoup plus de données. On peut ainsi espérer avec SWOT pouvoir descendre cette limite  $l_{min}$  et conserver plus d'information concernant les petites structures et de pouvoir les propager. Il faudra néanmoins tenir compte du bruit de mesure de cet instrument et en particulier de l'erreur de représentativité des observations. En effet, pour les petites échelles, ces erreurs peuvent être significatives en raison de l'ensemble des processus non géostrophiques observés, comme les ondes internes ou les vagues.

Finalement, ce cas d'étude régional préliminaire appliqué à des données réelles montre des résultats encourageants avec une amélioration significative pour la reconstruction des champs de SSH mais souligne aussi la nécessité d'avoir recours à une méthodologie d'évaluation plus judicieuse, en particulier pour la reconstruction des petites échelles. Cette étude, qui souligne aussi la difficulté actuelle de paramétrisation de l'analyse qui est en cours d'amélioration, a permis de souligner l'intérêt de cette approche dynamique pour l'exploitation des futures données SWOT.



## Chapitre 8

# Conclusions et perspectives



## 8.1 Synthèse

Cette thèse a été motivée en premier lieu par l'amélioration de la représentation des structures océaniques à fines échelles, plus précisément dans le cadre de la cartographie de données altimétriques pour une configuration régionale en Mer Méditerranée Occidentale.

Les moyens actuels de cartographie utilisent une méthode d'interpolation optimale qui ne tient pas compte du déplacement non-linéaire des petites structures évoluant rapidement. Dans le cadre de la future mission spatiale SWOT, qui fournira des observations bidimensionnelles de la SSH à une résolution kilométrique avec une répétitivité de l'ordre de 21 jours, ce type de méthode lissera temporellement et spatialement une partie du contenu de l'information altimétrique haute résolution. Afin de tenir compte de la haute résolution spatiale apportée par ce satellite, et dans l'optique de mieux observer la dynamique de petite mésoéchelle à partir des données altimétriques actuelles, il est nécessaire de développer de nouvelles méthodes.

Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse était d'appliquer une méthode d'interpolation dynamique ayant apporté des résultats prometteurs dans la région énergétique du Gulf Stream (Ubelmann et al., 2015, 2016). Cette méthode repose sur l'utilisation d'un modèle de propagation QG à une couche et demie représentant essentiellement la dynamique du premier mode barocline. Cette application a été réalisée dans la région de la Mer Méditerranée Occidentale à travers deux étapes : la première concernant la reconstruction temporelle de la SSH dans le cas idéalisé d'un champ spatial complet à l'aide d'une simulation numérique haute résolution ; la seconde pour un cas réaliste s'appliquant à des données altimétriques dont l'échantillonnage spatio-temporel est inhomogène. Ce cas d'étude régional particulier a permis de démontrer la possibilité d'utiliser une interpolation dynamique dans une région dont la circulation est relativement complexe afin d'améliorer l'estimation des structures de petites échelles restituées par les produits bidimensionnels DUACS et de compenser ainsi le manque de résolution spatiale et temporelle de ces observations cartographiées.

L'utilisation du modèle de propagation QG et la mise en place de la méthode d'interpolation dynamique dans le cas de données idéalisées et réalistes a également soulevé différentes questions concernant la physique océanique modélisable simplement, la méthodologie d'évaluation des produits ou encore l'optimisation de la paramétrisation.

### **La Mer Méditerranée Occidentale : cas d'étude critique**

Le cas d'étude régional choisi est un cas relativement critique en raison de la complexité de la dynamique océanique du bassin méditerranéen occidental. Avant tout, cette région est dominée par des phénomènes de petite mésoéchelle. Le rayon de Rossby définissant l'échelle caractéristique de ces phénomènes est en effet bien plus petit que pour l'océan ouvert, autour de 10 km contre 25 km. De plus, en raison de la partie côtière de cette région, ce rayon présente un fort gradient : autour de 15 à 18 km dans le centre du bassin, il peut atteindre moins de 3 km sur le plateau continental du Golfe du Lion. Les régions de l'océan ouvert présentant ces mêmes caractéristiques sont en général situées à des latitudes plus élevées, et sont alors mieux échantillonnées par les données altimétriques qui se resserrent aux pôles en raison de la sphéricité de la Terre. Ainsi l'observation altimétrique actuelle des petites structures en Mer Méditerranée est fortement limitée par la couverture spatiale et temporelle des satellites qui ne permettent pas d'observer des structures de moins de 20-25 km de diamètre à partir des données unidimensionnelle et pas moins de 75 km de diamètre à partir des produits cartographiés bidimensionnels.

En second lieu, la dynamique mésoéchelle de la Méditerranée Occidentale est caractérisée par une grande variabilité spatio-temporelle. On retrouve au sud et au nord du bassin le Courant Algérien et le Courant Nord, qui sont deux courants énergétiques ayant une activité sous-mésoéchelle intense en période hivernale et structurant globalement la circulation cyclonique du bassin occidental. La circulation est, dans certaines sous-régions, largement impactée par le forçage atmosphérique généré par les vents violents locaux et parfois liée aussi à la topographie sous-marine. La région présente de nombreuses côtes et îles et donc une grande partie de circulation côtière est soumise encore plus intensément à ces forçages atmosphériques et topographiques. Des zones de convections profondes sont également présentes au nord du bassin, près de la région du Golfe du Lion. Ces phénomènes de convection profonde font intervenir des mécanismes complexes tels que le cascading d'eaux denses et agissent sur toute la colonne d'eau.

L'implémentation de la méthode dynamique reposant sur un modèle QG à une couche et demie ne représentant que le premier mode barocline constitue donc un challenge pour cette région complexe. Nous avons exploré deux pistes de complexification du modèle de propagation QG afin de mieux l'adapter à la dynamique locale de notre cas d'étude. En particulier, nous nous sommes intéressés d'une part à l'ajout du forçage atmosphérique par le rotationnel de la tension de vent, et d'autre part à l'ajout d'une deuxième couche active afin de pouvoir prendre en compte le mode barotrope et la topographie. Ces deux investigations ont donné des résultats peu concluants, essentiellement à cause de la sensibilité aux conditions initiales et de la paramétrisation nécessitant de choisir des valeurs uniformes pour l'ensemble de la région et pour toute les saisons.

### Performances et limites de l'interpolation dynamique

Afin d'évaluer les performances de la méthode dynamique pour reconstruire seulement l'évolution temporelle de la SSH, nous nous sommes d'abord placé dans un cadre idéalisé spatialement. Pour cela, nous avons utilisé une simulation numérique haute résolution du modèle SYMPHONIE comme scène de référence, en se plaçant dans le contexte du sous-cycle à 10 jours de la future mission spatiale SWOT. Nous avons également fait quelques tests d'application préliminaires en prenant deux autres simulations numériques comme référence. Les performances des résultats, qui ont été évalué en comparaison à une interpolation linéaire, semblent dépendantes de la simulation numérique servant de référence. Ainsi, la paramétrisation du modèle de propagation est différente suivant la simulation utilisée, tout comme les patterns de performance.

Concernant la simulation CASCADE HYPERION principalement exploitée au cours de cette étude, les résultats montrent une variabilité spatio-temporelle de la performance de la méthode. Pour l'aspect temporel, l'intérêt de l'interpolation dynamique est plus significatif en période hivernale, lorsque la turbulence sous-mésoéchelle est plus intense, renforcée dans les couches de mélanges alors plus profondes, et que les interactions entre les tourbillons de petite mésoéchelle sont plus nombreuses. Durant cette période, la méthode dynamique permet, via le propagateur QG, de mieux restituer l'évolution temporelle des petites structures évoluant de façon rapide et non-linéaire. En période estivale, la couche de mélange est plus fine, la circulation de sous-mésoéchelle est alors moins forte et les structures océaniques sont de plus grandes échelles, et évoluent aussi moins rapidement. Pour une fenêtre temporelle de 10 jours, l'interpolation linéaire est alors assez efficace pour reconstruire l'évolution de la SSH et le gain de la méthode dynamique moins important pour cette période de l'année. Cette étude a donc montré que l'interpolation dynamique permet d'améliorer la reconstruction de l'évolution temporelle des structures de petite

mésoéchelle lorsque celles-ci sont le plus actives.

Concernant l'aspect spatial, la méthode dynamique apporte globalement une amélioration par rapport à une interpolation linéaire. On note cependant quelques régions où la méthode n'est pas avantageuse, notamment pour la circulation côtière et celle impactée par les vents. La dynamique agéostrophique, qui peut être importante dans ces régions, expliquerait la baisse de la performance de l'interpolation dynamique sur une fenêtre de 10 jours. Les performances de la méthode sont plus importantes dans les régions énergétiques, particulièrement au niveau du Courant Nord où les échelles spatiales sont plus fines et plus rapides. La simulation de référence CASCADE HYPERION a été en partie développée pour l'étude de cette région au nord du bassin occidental et l'évaluation de cette simulation comme scène de référence a montré que le niveau énergétique du Courant Nord était particulièrement important, voir peut-être surestimé. A l'inverse, les deux autres simulations testées préliminairement ont montré une activité plus énergétique au sud dans la région du courant Algérien. Les premières estimations de la reconstruction dynamique basées sur ces autres scènes de références ont montré une performance plus forte dans ces régions. Il semble donc que la méthode dynamique basée sur le propagateur QG à une couche et demie soit plus profitable dans les régions de forte variabilité mésoéchelle. Cela pourrait aussi expliquer la différence de performance globale obtenue en Méditerranée Occidentale avec celle obtenue dans la région du Gulf Stream, qui est une région bien plus énergétique que les courants présents en Mer Méditerranée avec des échelles spatiales plus grandes.

Ces résultats soulignent l'importance du réalisme de la simulation utilisée comme scène de référence afin de pouvoir anticiper un paramétrage dynamique idéal du propagateur pour une application à des données réelles.

Ce premier cas idéalisé a également permis de souligner la difficulté d'implémenter directement cette méthode d'interpolation dynamique aux futures données SWOT. Bien que ces futures observations soient bidimensionnelles, la largeur des fauchées ne sera pas assez grande pour permettre une advection réaliste de la SSH contenue dans les observations par le modèle QG. Les conditions aux limites du propagateur ne sont actuellement pas adaptées pour traiter de façon optimale les petites régions aux frontières ouvertes, aussi, il semble nécessaire de modifier le traitement de ces frontières dans le cas où la méthode DI est appliquée directement aux fauchées SWOT.

De plus, ce cas idéalisé ne prend pas en compte les erreurs d'observation, les cartes d'erreurs de reconstruction ne représentant que les erreurs du modèle de propagation. Pour prendre en compte la performance totale de cette méthode dynamique si l'on souhaite l'appliquer dans un cas idéalisé, il faudra compléter cette analyse par l'impact des erreurs d'observation. Pour SWOT, il existe des simulations d'erreurs d'observation qui prennent en compte les erreurs instrumentales telles que le roulis. Il faudra également prendre en compte des erreurs de représentation qui impactent la composante de la SSH telles que les processus agéostrophiques. Par exemple, en Mer Méditerranée, la composante de la marée interne est relativement faible mais il existe des ondes internes qui doivent être séparées du signal de la SSH. Il faudra donc effectuer un traitement spécifique pour filtrer les différents signaux et être capables de mesurer précisément la SSH. En attendant, il faut prendre en compte une erreur de représentation afin d'évaluer cette méthode DI pour ce type d'application idéalisé.

Ensuite, pour utiliser la méthode dynamique pour la cartographie de données réelles avec un échantillonnage spatio-temporel inhomogène, nous avons eu recours à une autre méthode. Nous avons effectué la résolution d'un problème inverse tel que l'analyse objective réalisée pour générer les produits DUACS actuels. Cette méthode inverse, testée

avec succès pour des données synthétiques à travers un système d'OSSEs dans la région du Gulf Stream (Ubelmann et al., 2016), réalise une interpolation optimale en se servant du propagateur QG linéarisé pour produire des modèles de covariances dépendantes de l'écoulement, et introduire des termes de non-linéarité aux innovations. Cette méthode permet alors de prendre en compte une partie de la dynamique non-linéaire des structures de petites échelles et de réaliser une propagation temporelle des observations. Nous avons appliqué cette méthode aux données altimétriques réelles dans la région de la Mer Méditerranée Occidentale et nous avons évalué ces résultats à l'aide de données réelles indépendantes. Dans ce cas, les erreurs d'observations sont bien prises en compte dans l'analyse des résultats, à la fois les erreurs d'observations instrumentales et les erreurs de représentativité. Les résultats préliminaires obtenus sont encourageants avec une amélioration significative pour la reconstruction des champs de SSH sur l'ensemble du bassin. Néanmoins, ces résultats soulignent la nécessité de mieux exploiter les différents jeux de données in-situ à disposition et d'avoir recours à une méthodologie d'évaluation plus judicieuse pour la reconstruction des petites échelles. Cette étude a soulevé la difficulté actuelle d'une paramétrisation la plus adaptée. Cette paramétrisation, qui est en cours d'amélioration, est particulièrement limitée par le caractère uniforme des paramètres pour s'adapter à la variabilité spatio-temporelle de la région méditerranéenne.

Cette étude a notamment permis de souligner l'intérêt de cette approche dynamique pour l'exploitation des futures données SWOT avec lesquelles il sera possible de descendre les limites du paramétrage du contenu spectral imposé pour l'analyse. Cela permettra à la fois de conserver une plus grande partie du signal aux petites échelles, et à la fois de pouvoir propager ce signal en temps.

## 8.2 Perspectives de recherche

Si l'ensemble des résultats de ces travaux est encourageant pour poursuivre cette méthode de cartographie par interpolation dynamique, ceux-ci n'en restent pas moins préliminaires et il est nécessaire de poursuivre le développement de certains aspects afin d'améliorer cette méthode. L'approche méthodologique utilisée dans cette thèse et les résultats obtenus soulèvent également d'autres aspects qu'il serait utile d'investiguer.

### En océanographie physique

Le modèle de propagation QG à une couche et demie est un modèle non forcé-dissipé qui accumule l'énergie aux grandes échelles principalement, par le processus de cascade inverse. Comme le montre l'évolution sur 15 jours des structures de vorticité au chapitre 4, cela a tendance à lisser les petites structures au fil du temps. Il est donc intéressant de procéder à une injection d'énergie afin de maintenir le contenu énergétique aux petites échelles. Cette approche peut se faire à l'aide d'un modèle QG à deux couches actives qui va permettre de générer des instabilité baroclines, reconnues comme les principales sources d'énergie cinétique tourbillonnaire dans l'océan (Ferrari et Wunsch 2009). Il serait donc pertinent de prolonger l'investigation d'amélioration du propagateur QG à deux couches actives abordé au cours de notre étude. Comme nous l'avons explicité, la paramétrisation de ce modèle reste relativement complexe, nécessitant une connaissance a priori de l'état océanique, surfacique mais également sur la dimension verticale. Cette connaissance peut être apportée par l'exploitation plus approfondie de la décomposition en modes verticaux, qui permet d'obtenir à la fois une information sur l'amplitude de la fonction courant barotrope, mais aussi sur la hauteur relative des couches. Une autre possibilité serait d'utiliser

les conditions finales après une advection de 5 à 10 jours comme conditions initiales pour la prochaine advection. Néanmoins, la modélisation des instabilités baroclines étant très dépendantes des conditions initiales, une approche probabiliste telle qu'une méthode d'ensembles serait mieux adaptée pour améliorer la paramétrisation.

Par ailleurs, la méthode d'interpolation dynamique n'apporte pas d'amélioration dans les régions côtières, ce qui s'explique clairement par les hypothèses de base de l'approximation QG, qui ne sont plus valides dans ces conditions. Il est possible de décliner toute une série de propagateurs adaptés aux différentes dynamiques des régions étudiées, dans la mesure où cela ne représente pas une paramétrisation trop complexe ou des conditions aux limites trop contraignantes telles que pour un modèle aux équations primitives. Sans avoir recours à un tel propagateur dynamique, il est aussi envisageable d'adapter le modèle de covariance utilisé lors de l'analyse objective à la dynamique de la région. Par exemple, il serait possible d'utiliser des modèles de covariances basés sur les équations de propagation des ondes côtières ou même des ondes de Kelvin ou de Rossby pour la région équatoriale.

### **Méthodologiques**

Même si des investigations concernant la modélisation physique de l'océan seront profitables, il se pose un problème méthodologique majeur. Ce problème est lié à la paramétrisation, comme nous avons pu le voir dans cette thèse avec l'évaluation de la capacité du modèle QG et lors de la mise en application de la méthode optimale dynamique pour cartographier des données altimétriques réelles. La difficulté principale est d'optimiser des paramètres qui vont contraindre la dynamique régionale de façon uniforme en espace et en temps, alors que la dynamique régionale méditerranéenne présente une grande variabilité spatio temporelle.

Actuellement, la méthode d'interpolation optimale dynamique basée sur le propagateur QG à une couche et demie est appliquée à quelques autres régions du globe. Les résultats préliminaires de ces analyses montrent également une variabilité spatiale de la performance de cette méthode en comparaison aux produits actuels DUACS. Ainsi, l'étude sur une zone étendue autour du Gulf Stream montre que si la méthode dans la veine du courant turbulent est efficace, elle semble bien moins performante dans les régions de faible variabilité. Des premiers tests viennent d'être effectués pour imposer un contenu spectral moins énergétique à l'aide d'un paramètre bidimensionnel et les statistiques résultantes ont montré une amélioration pour ces régions de faible variabilité. Il semble donc très intéressant de se pencher sur l'aspect technique de cette paramétrisation afin de pouvoir imposer un contenu spectral le plus réaliste possible permettant de prendre en compte une variabilité au moins spatiale de la dynamique. Cela permettrait également de s'affranchir en partie de la complexité d'optimisation qui nécessite actuellement une approche plus systématique afin d'obtenir les meilleurs paramètres. On peut aussi penser à restreindre la région d'étude pour se focaliser sur une dynamique locale plus uniforme, mais cela pose le problème de devoir fusionner les résultats des différentes études.

Toujours d'un point de vue méthodologique, il semble nécessaire de se baser sur une simulation haute résolution la plus réaliste possible pour paramétrer au mieux le propagateur dynamique afin d'obtenir une bonne performance de la méthode d'interpolation optimale dynamique. Il serait intéressant de poursuivre les études entreprises avec les deux simulations SYMPHONIE et NATL60 prenant en compte l'écoulement au détroit de Gibraltar. En effet, les forçages à basse fréquence imposés par les variations de masses sur la circulation du bassin influent sur le réalisme de la simulation, en particulier sur la répartition de la variabilité du signal de mésoéchelle. Disposer d'une simulation la plus réa-

liste possible permettrait de mieux appréhender la dynamique régionale et les interactions d'échelles qui ne sont pas encore bien comprises actuellement.

Un autre aspect méthodologique rencontré durant cette étude et qu'il semble primordial de développer concerne la validation des produits DOI obtenus, en particulier sur l'évaluation de la performance de la technique pour la gamme de la petite mésoéchelle. Pour cela, il serait avant tout souhaitable de générer les cartes dynamiques sur une période plus longue, par exemple sur la période 2003-2015 où l'on dispose d'un minimum de trois satellites en continu. Cela permettrait notamment d'évaluer correctement le signal spectral dans notre région, ce qui est actuellement critique en raison du faible nombre de points le long des traces disponibles pour l'analyse.

Les produits sont actuellement filtrés et échantillonnés au préalable avant l'analyse objective en raison du coût de calcul pour l'inversion des matrices. Aujourd'hui les moyens numériques permettent de gérer des quantités d'informations bien plus importantes qu'il y a quelques années, lors des débuts de ces techniques de cartographie. Il serait donc intéressant aujourd'hui de générer ces cartes en utilisant toutes les mesures disponibles dans les données le long des traces afin de garder le maximum d'information.

Les efforts portés sur le déploiement de campagnes océanographiques et autres mesures in-situ sont très profitables pour optimiser notre connaissance des processus de petites échelles en Mer Méditerranée. Il serait utile à l'avenir de poursuivre la validation des cartes dynamiques avec par exemple, les différentes campagnes déjà effectuées et dédiées à l'observation des processus méso et petites mésoéchelles dans la région, ainsi qu'avec les données de courants locaux existants. Les comparaisons préliminaires obtenues à partir de l'analyse lagrangienne réalisée avec les données de courants de flotteurs de surface sont intéressantes mais nécessitent de prendre en compte une correction de la dérive d'Ekman afin de pouvoir comparer plus justement les advections réalisées avec les courants géostrophiques des cartes DUACS et dynamiques. Une autre exploitation pourrait se faire à l'aide des traceurs tels que la SST, soit par une comparaison directe des structures, soit via une technique d'analyse lagrangienne (Rogé et al., 2015). Dans ce dernier cas, les advections des traceurs à l'aide des vitesses géostrophiques issues des cartes DUACS et dynamiques pourraient être comparées aux cartes de SST elles-mêmes, dans la mesure où la couverture nuageuse le permet.

Il serait également intéressant d'évaluer la technique d'interpolation optimale dynamique à partir des méthodes de suivi de tourbillons. Les tourbillons en Mer Méditerranée sont de taille moins importante que ceux de l'océan global pour la majorité, car ils sont liés au rayon de déformation de Rossby barocline. De ce fait, les techniques de suivi de tourbillons reposant sur les produits actuels DUACS sous-estiment une grande partie des tourbillons réellement présents dans cette région et ne permettent une représentation fiable que des plus grandes structures. Une comptabilisation et une analyse du suivi des tourbillons à partir des cartes DOI permettrait ainsi d'évaluer la reconstruction des fines échelles dans ces cartes, à l'instar de l'étude menée par Escudier et al. (2013).

### **Apport de la méthode dynamique dans le contexte de la mission SWOT**

Il serait intéressant d'évaluer l'apport de cette méthode de cartographie dynamique dans le cadre d'une constellation altimétrique incluant les futures mesures SWOT. Cela pourrait être évalué à partir d'une étude d'OSSEs en utilisant le simulateur SWOT sur une simulation numérique haute résolution. Ce simulateur permet de recréer l'échantillonnage spatio-temporel des différents satellites dont SWOT, ainsi que de simuler des erreurs

d'observations associées aux instruments. La méthode de cartographie dynamique présente deux avantages majeurs pour l'exploitation des données SWOT. Premièrement, le fait de passer par une décomposition de Fourier et de travailler sur des modes permet de s'affranchir du problème du nombre de points extrêmement importants que SWOT va générer - plus de 250 Mb par jour. Cette méthode dynamique va donc permettre de conserver les images bidimensionnelles du signal mesuré par les deux fauchées sans nécessairement devoir recourir à un échantillonnage restrictif. Le second avantage de cette méthode provient de sa capacité à propager le signal des structures à petites échelles. Les mesures SWOT fourniront des mesures avec une résolution plus haute que les données actuelles, et avec un bruit de mesure moindre. Le signal contenu dans les fauchées permettra donc d'observer des structures de plus fines échelles que les altimètres courants ne le peuvent. La méthode d'interpolation optimale dynamique sera alors plus avantageuse que l'interpolation standard utilisée aujourd'hui puisqu'elle permettra de conserver par propagation, le signal énergétique présent dans ces champs de haute résolution. Cette méthode sera d'autant plus efficace en Mer Méditerranée où le signal océanique à mésoéchelle est relativement petit et l'échantillonnage spatio-temporel des altimètres limitant.

## Annexe A

### *Article 1 : Altimetric Lagrangian advection to reconstruct Pacific Ocean fine-scale surface tracer fields*



# Altimetric Lagrangian advection to reconstruct Pacific Ocean fine-scale surface tracer fields

Marine Rogé<sup>1</sup> · Rosemary A. Morrow<sup>1</sup> · Guillaume Dencausse<sup>1</sup>

Received: 24 November 2014 / Accepted: 20 August 2015  
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2015

**Abstract** In past studies, Lagrangian stirring of surface tracer fields by altimetric surface geostrophic currents has been performed in different mid- to high-latitude regions, showing good results in reconstructing finer scale tracer patterns. Here, we explore the pertinence of the technique in the western equatorial Pacific and in the subtropical southwest Pacific. Initial conditions are derived from weekly gridded low-resolution temperature and salinity fields based on in situ hydrographic data. Validation of the reconstructed fine-scale surface tracer fields is performed using satellite AMSRE Sea Surface Temperature data and high-resolution ship thermosalinograph data. We test two kinds of Lagrangian advection. The standard one-way advection leads to an increased error as the advection time increases, due to the missing physics, such as air-sea fluxes or non-geostrophic dynamics. A second “backward-forward” advection technique is explored to reduce this bias in the tracer field, with improved results. In the subtropical southwest Pacific Ocean, the mesoscale temperature and salinity fronts are well represented by both Lagrangian advection techniques over a short 7- to 14-day advection time, including westward-propagating features not apparent in the initial fields. In the tropics, the results are less clear. The validation is hampered by the complex vertical stratification, and the lateral stirring technique is limited by the pertinence of using geostrophic surface current fields in the tropics. We suggest that the passive lateral stirring technique is efficient in regions with moderate to high mesoscale

energy, where mesoscale surface tracer and surface height fields are correlated. In other regions, more complex dynamical processes may need to be included.

**Keywords** Sea surface temperature · Sea surface salinity · Lagrangian analysis · Altimetric geostrophic currents · Pacific Ocean · Upper ocean circulation

## 1 Introduction

Sea surface salinity (SSS) is an essential climate variable and necessary for our understanding of the oceanic freshwater budget and ocean stratification, stability and variability (Durack and Wijffels 2010). Until the recent launch of the SMOS and Aquarius SSS satellite missions, observations of SSS have been limited to underway ship-borne thermosalinograph sampling, some surface drifters equipped with salinity sensors or the near-surface sampling from CTD measurements and Argo profiling floats. Thus, the coverage by in situ data has been quite sporadic in space and time, with a bias towards the northern hemisphere, and particularly along ship tracks. Since 2004–2005, we have SSS observations globally at around 300-km resolution based on the Argo program, supplemented by the surface drifters and underway ship-borne data.

SMOS and Aquarius, launched in November 2009 and August 2011, respectively, have provided the first global maps of SSS data, with a spatial resolution of around 150–200 km (Boutin et al. 2014). As such, the combined satellite and in situ SSS observations can resolve the larger mesoscale dynamics and the larger basin-scale salinity changes. However, 2-D observations of smaller mesoscale salinity structures and submesoscale fronts and filaments are not possible with the

---

Responsible Editor: Richard John Greatbatch

✉ Rosemary A. Morrow  
rosemary.morrow@legos.obs-mip.fr

<sup>1</sup> LEGOS / OMP, Toulouse, France

current data sets. Yet, these fine-scale structures are also essential for understanding ocean dynamics, being associated with surface frontogenesis, surface buoyancy gradients and vertical circulation. As such, they have a strong impact on vertical tracer fluxes and the oceanic uptake of heat, freshwater and carbon. Observing the fine-scale temperature and salinity, and thus density, is also of major concern in the understanding of biological processes and biogeochemistry.

Global satellite altimetry maps also resolve only the larger mesoscale oceanic structures (Morrow and Le Traon 2012) and do not provide direct Eulerian information on the smaller eddies, fronts or filaments (<200 km). However, Lagrangian lateral advection, based on the temporal evolution of altimetric geostrophic velocities, can be used to reconstruct the mesoscale tracer structures associated with fronts and eddies (Marshall et al. 2006; Sallée et al. 2008; Lehahn et al. 2007). Lagrangian lateral advection can also be used to stir large-scale tracer fields at the ocean surface and provide better frontal positioning and cross-frontal tracer gradients than the low-resolution tracer fields. Previous studies carried out in high-latitude regions (North Atlantic subpolar gyre, Desprès et al. 2011, the energetic Southern Ocean region south of Tasmania, Dencausse et al. 2014), or with theoretical analyses (Berti and Lapeyre 2014) have shown promising results, using this technique to infer mesoscale and submesoscale salinity patterns induced by mesoscale stirring.

The lateral stirring technique consists of advecting particles associated with surface tracer fields using geostrophic surface currents derived from satellite altimetry (zonal and meridional velocities;  $u$ ,  $v$ ). Starting from a dense array of initial particle positions, particles are displaced along streamlines in a simple Lagrangian advection performed over a given time period. This passive horizontal advection introduces finer scale structures at the final time of advection. It can be applied to any large-scale tracer field (e.g. SSS, Sea Surface Temperature (SST), ocean colour, surface nutrients) whose evolution is primarily governed by lateral advection over a defined time period. However, as noted by Desprès et al. (2011) and Dencausse et al. (2014), this method has certain limitations: as the advection time increases, the passively advected tracer field starts to diverge from reality, due to other dominant processes which affect the tracer evolution, e.g. air-sea fluxes, turbulent mixing, ageostrophic dynamics, etc. The appropriate advection time will also depend on the temporal variability of the surface tracer field for a particular dynamical region, and whether lateral advection is the dominant term in the tracer evolution.

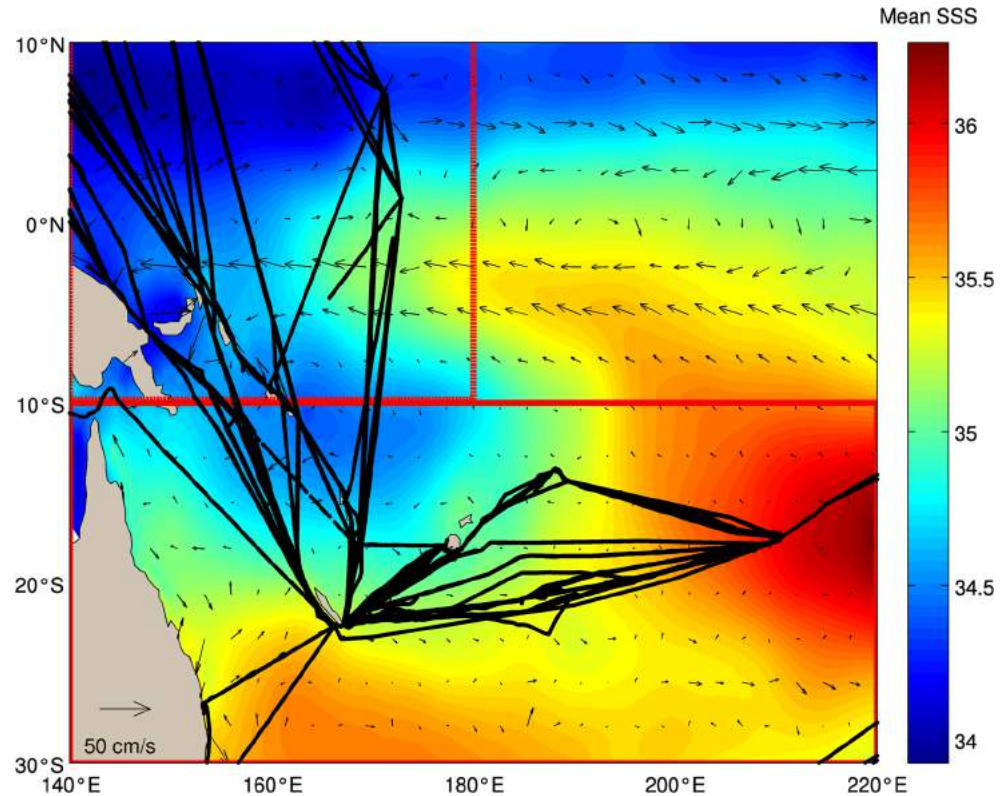
Previous work with this technique focused on the mid- to high-latitude regions. The aim of this paper is to apply and evaluate the technique' performance and limitations in the tropical and subtropical Pacific Ocean. Two areas will be studied, the subtropical southwest Pacific (140° E–220° E, 30° S–10° S) and the western equatorial Pacific (140° E–180° E,

10° N–10° S) (Fig. 1). In the tropics, horizontal advection plays a strong role in the evolution of fronts (e.g. Picaut et al. 1996), but there is strong vertical stratification with weaker coupling between the surface tracer field and the sub-surface dynamics. The simple lateral advection may have a more limited use here, since the surface tracer field will respond to the relatively strong air-sea fluxes, rapidly evolving stratification and barrier layers and more rapid ocean dynamics. In the subtropics, most fronts have strong signals in SST and SSS, and in our region north of 30° S, they also have strong density and sea surface height (SSH) signatures. As such, we expect that the active mesoscale turbulence inherent in the altimetric currents will have a strong impact on the spatial distribution of the temperature and salinity fronts.

For both of these regions, we will test two versions of the lateral advection technique. The first version, called the “one-way advection” technique, is the same technique applied by Desprès et al. (2011) and Dencausse et al. (2014). This technique starts with a large-scale tracer field and performs a passive horizontal advection of that field using altimetric currents over a given time period, in order to induce finer scale structure in the original surface tracer field. As stated previously, this method can create a bias, due to the fact that the tracer field is held constant during its passive stirring, and the effects of air-sea fluxes and non-geostrophic dynamics are not included. The non-geostrophic dynamics not only include Ekman fluxes, submesoscale dynamics, frontal processes and diapycnal mixing but also geostrophic dynamics below the altimetric grid resolution (<150-km resolution). A second technique performs a “two-way advection”, whereby the tracer field is first advected backwards in time over a certain period, spatially filtered to remove the small-scale structures induced by the advection and then re-advected forward in time to the original date. This technique shows good results in the Southern Ocean (G. Dencausse, personal communication), and we will explore whether the reduction in the tracer bias can improve the results for the particular conditions in the tropics and subtropics.

Our main objective is to reconstruct finer scale SSS fields. The main reason to concentrate on the SSS fields is that good fine-scale SST fields already exist, from combined infrared and microwave satellite sensors and the vast array of in situ SST observations. In addition, we expect that the SSS gradients across fronts may be more closely aligned with the depth-averaged subsurface density gradients that are detected by altimetry. Indeed, the surface temperature fields respond more rapidly to air-sea fluxes, and air-sea feedbacks across thermal fronts may reduce the SST contrasts here. This has been noted in tropical regions (e.g. Seo et al. 2008), whereas the closer alignment of SSS fronts and subsurface fronts has been observed across the polar fronts (Morrow et al. 2004). In this study, we will test the two advection schemes for both SSS and SST fields, since we can use the available fine-resolution

**Fig. 1** The two study regions in the western equatorial Pacific (140° E–180° E, 10° S–10° N, *red dashed square*) and the subtropical southwest Pacific (140° E–220° E, 30° S–1010° S, *red solid square*). The mean surface salinity structure from the CORIOLIS-gridded data from 2006–2008 is shown in colour. *Black arrows* highlight the mean absolute geostrophic currents from AVISO, and *black lines* indicate the ship tracks with underway thermosalinograph data used in the study



satellite 2-D SST fields to validate our results. We will also use underway in situ data for validation of the advected SSS and SST fields (details are given in the respective data sections).

The study is realised over the 3-year period from 2006 to 2008. This period is chosen as having good Argo coverage in our initial large-scale tracer fields and with all in situ and satellite data available.

The paper is organised as follows. Section 2 presents the in situ and satellite datasets used, discusses the strengths and limitations of the two advection techniques in more detail and explores the choice of parameters for the advection. In section 3, we make a statistical evaluation of our advected fields, in comparison with independent high-resolution satellite SST and underway in situ thermosalinograph measurements. In section 4, we consider the intraseasonal to interannual evolution of the advected fields with some case studies and analyse the frontal positions and the mesoscale structures. Section 5 is dedicated to the discussion and perspectives.

## 2 Data and methods

### 2.1 Data sets used

#### 2.1.1 Initial tracer data

Our initial tracer fields are the large-scale SSS and SST-gridded fields derived from the ISAS (In Situ Analysis

System) optimally interpolated in situ data (Gaillard 2012). These are provided by the CORIOLIS data centre (<http://www.coriolis.eu.org>), where they are also referred to as the Global Ocean - Real Time In Situ Observations Objective Analysis. These weekly products are mapped onto 3-D grids with 1/4° horizontal spacing and 59 vertical levels, ranging from 5- to 1950-m depth. They contain hydrographic profile data from Argo floats, XBT, CTD and XCTD and mooring data. For our study period, from 2006 to 2008, we have a near global coverage of Argo data in these initial fields. Error maps are not available, but we will estimate the mean difference and RMS error against independent data in section 3.

#### 2.1.2 Altimetric data

For the horizontal advection of our tracer fields, we used the weekly gridded 1/3° resolution geostrophic currents computed from altimetric SSH measurements produced by DUACS (Data Unification and Altimeter Combination System) and distributed by AVISO (Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanography data). Absolute geostrophic currents were used, derived from the total SSH field, which is a combination of the altimetric SSH anomaly field and the mean dynamic topography field from Rio et al. (2011). The mapped AVISO SSH fields have been spatially and temporally interpolated with decorrelation scales of around 300 km in the tropics, 150 km in the subtropics and 15-day time scales (Dibarbouré et al. 2014). The geostrophic currents

have similar space and time scales. To reconstruct smoother particle trajectories, we re-interpolated the gridded weekly altimetric currents onto a finer grid, with  $0.04^\circ$  spatial and 3-h temporal resolution.

Weekly SSH error maps are also available from AVISO, representing sampling errors and altimetric measurement noise. During the period 2006–2008, the maps include data from 3–4 altimeter missions, and the estimated root mean square (RMS) mapping error provides a complex pattern reflecting the data coverage. Based on these RMS error maps, we estimated the geostrophic velocity errors that would impact on our Lagrangian advection. Average velocity mapping errors range from 0.5–1 cm/s in the open ocean, reaching 2–3 cm/s near coasts and islands. This leads to maximum positioning errors of 6–12 km in the open ocean after 14 days of advection. This is small compared to the resolution of our satellite SSH and AMSRE SST data sets, but could become important for comparisons with the high-resolution underway in situ data fields.

Although the AVISO currents have been calculated using the geostrophic approximation, they are not fully non-divergent (Abernathey and Marshall 2013). The weekly current maps have some divergence, due to the variation of  $f$  with latitude, the algorithm based on  $\beta$  at the equator and the interpolation onto different grids. Marshall et al. (2006) estimated that the divergent component in the AVISO maps is minor, less than 10 % of the velocity field in the open ocean, although it may exceed 50 % in boundary regions and near the equator. This additional error source will be discussed further, when analysing the Lagrangian advection results in the tropics or near coasts and islands.

## 2.2 Analysis data

In order to assess the quality of our advected fields, we compared them to independent SSS and SST data. Firstly, we used the high-resolution underway SSS and SST data from different ships operating in the Pacific. SSS data derived from thermosalinograph (TSG) instruments installed onboard voluntary observing ships were collected, validated, archived and made freely available by the French Sea Surface Salinity Observation Service (<http://www.legos.obs-mip.fr/observations/sss/>). These SSS and SST observations are collected at the vertical level of the ship's intake valve, which can vary from 5–15 m depending on the vessel. These underway thermosalinograph data are not included in the CORIOLIS-gridded maps.

The thermosalinograph data are available at 5-min intervals, giving a horizontal data spacing of 2–3 km depending on the ship's speed. A median filter is then applied to remove noisy data, and reported instrument drifts have been removed. The instrument accuracy is  $0.01^\circ\text{C}$  in temperature and  $0.01$  in

salinity (in this paper, salinity is in g/kg and will be marked with no units).

In order to evaluate the 2-D structure of our advected SST fields, we also used high-resolution satellite SST data derived from an interpolation of AMSR-E (<http://www.ghcc.msfc.nasa.gov/AMSR/>) satellite microwave radiometer data. Data are mapped onto a 25-km grid but the effective resolution of mesoscale structures will be larger ( $>100$  km).

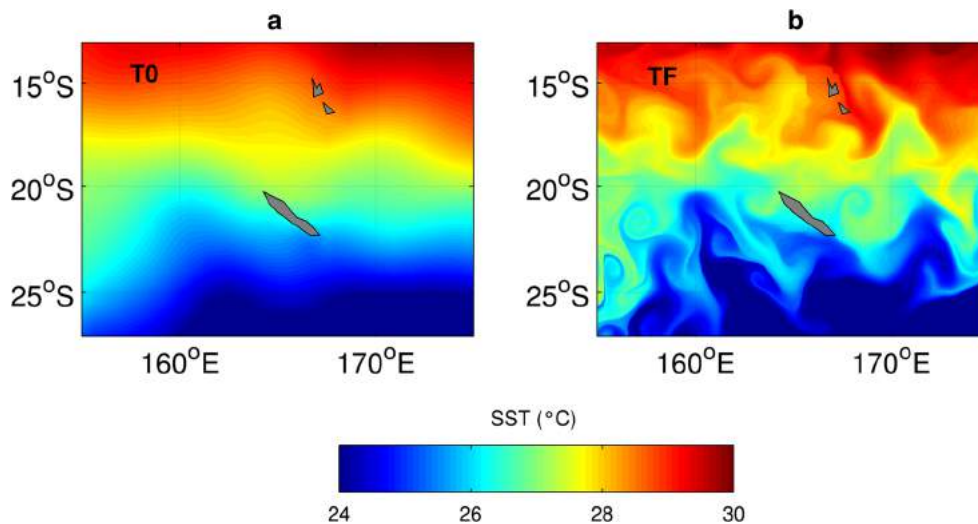
## 2.3 Lagrangian advection techniques

The altimetric Lagrangian advection technique uses lateral advection by gridded geostrophic currents to induce the passive stirring of any surface tracer field. Particle displacements,  $\delta s$ , are calculated along streamlines ( $\delta s = v \times \delta t$ ), where  $\delta t$  is the time step (3 h) and the particle trajectories are computed using gridded altimetric geostrophic velocities ( $v$ ). The initial large-scale tracer field, interpolated onto a finer grid, is thus horizontally stirred over a fixed time by surface altimetric geostrophic currents, which induces finer scale structures. The tracer is conserved along streamlines with this horizontal stirring, since the tracer values are not modified during the advection, only their position is changed. The tracer field may not be completely conserved close to the boundaries or islands. A detailed description of the technique is given by Desprès et al. (2011) and Dencausse et al. (2014).

In this study, we explore the effect of mesoscale turbulence on the distribution of SST and SSS, using two Lagrangian advection techniques: the standard “one-way (backward)” and a new “two-way (backward-forward)” advectons.

### 2.3.1 The “one-way” Lagrangian advection technique

The “one-way” approach was applied by Desprès et al. (2011) for the North Atlantic to study the role of lateral stirring in the reconstruction of fine-scale SST and SSS fronts. In their study, Desprès et al. (2011) applied the Lagrangian advection technique in the standard « backward » mode, as illustrated in Fig. 2. Starting from a regular grid of positions at time  $T_F$ , particle trajectories were computed backwards in time over  $n$  days to their dispersed positions at time  $T_0 = T_F - n$ . The particle trajectories were calculated using altimetric geostrophic velocity fields. At this time  $T_0$ , values of the low-resolution, initial CORIOLIS tracer field were then selected at the dispersed particle trajectory positions; these tracer values were assigned to the entire particle trajectory and thus were carried back onto the regular grid at time  $T_F$ . The tracer value does not change as the associated particle is carried along the streamline from the initial time  $T_0$  to the final time at  $T_F$ —its position is changed through passive Lagrangian stirring but it undergoes no other modification. The advantage of using the backward Lagrangian technique is to achieve a regular grid of fine-scale tracer fields at time  $T_F$ , compared to the irregular



**Fig. 2** Illustration of the one-way Lagrangian advection method for one date (24 January 2007). **a** Initial SST tracer conditions derived from the gridded CORIOLIS data at T0, 14 days earlier on 10 January 2007. **b** Final SST advected tracer at TF, after 14 days of altimetric advection.

Particle trajectories are calculated backwards in time using altimetric geostrophic velocities from TF to T0. The initial tracer fields are then assigned at the dispersed particle positions at T0 and then applied over the entire particle trajectory (full description in text)

dispersed positions if we chose to perform a forward Lagrangian advection.

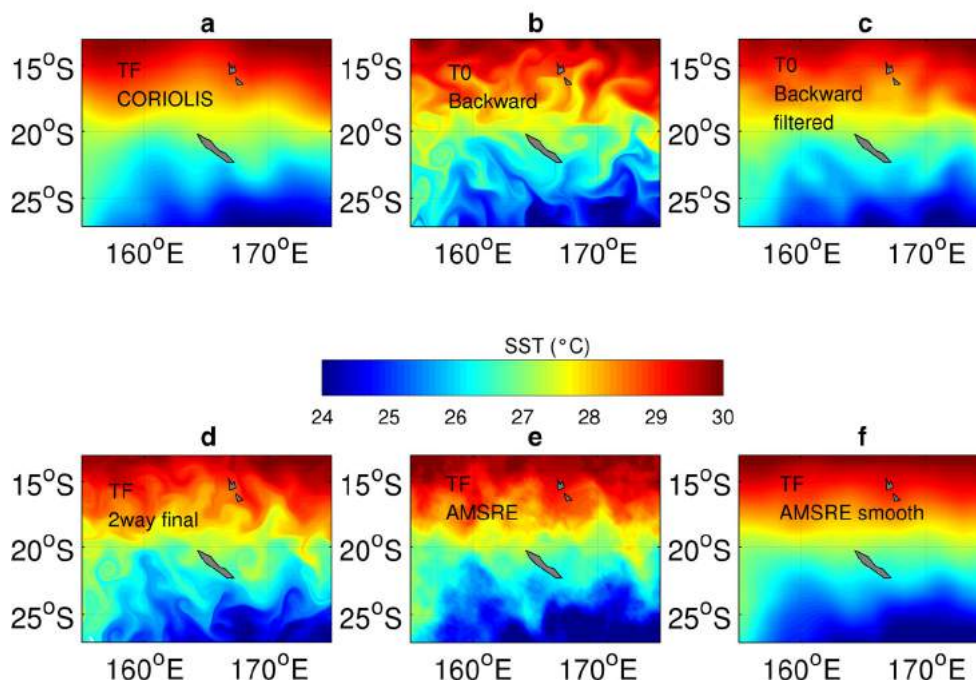
One crucial parameter that must be set is the advection time. If the advection time is too short, the lateral stirring will not be adequate to create smaller mesoscale fronts and filaments. If the advection time is too long, the missing physics (air-sea fluxes, mixing) will become more important, and the passively advected tracer fields will diverge increasingly from reality. In their study south of Tasmania, Dencausse et al. (2014) concluded that an advection time of ~2 weeks provided the best representation of the finer scale fronts, when their initial fields were derived from weekly gridded tracer data. In the north Atlantic study, Desprès et al. (2011) selected a 30-day advection time, with initial fields based on a smoother climatological mean tracer field. In the next section, we will test different advection times for the lower latitude regions of this study, since the performance will vary depending on the temporal evolution of the dynamics for each region and each season. The tropics will also be impacted by heavy rainfall and sporadic warming/cooling periods and the subtropics with their strong seasonal cycles.

### 2.3.2 The “two-way” Lagrangian advection technique

In order to limit the tracer biases that occur during the passive stirring due to the neglected physics, we could allow the tracer value to vary along its trajectory and introduce tracer correction terms (e.g. additional Ekman advection, mixing, air-sea fluxes...), as suggested by Desprès et al. (2011). However, the quality of the tracer evolution would then depend on our ability to correctly estimate each component of the missing tracer budget, which is not easy from data alone at a mesoscale resolution. An alternative approach is to exclude the net

contribution of the missing physics using a “two-way” backward and forward advection technique. As shown in the example in Fig. 3, the particle displacement was calculated in backward mode, as with the “one-way advection” technique. However, this time, the initial tracer field was selected from the regular gridded CORIOLIS tracer field at TF and then carried backwards in time along the Lagrangian pathway to be applied at the dispersed particle position at T0. Its new position results from the accumulated effects of the mesoscale turbulence between TF and T0. This tracer field at T0 was then low-pass filtered to remove the smaller scale dynamics using a spatial filter; the choice of filter is explored in section 2.3. This smoothed tracer field was then used as the new initial conditions at T0 for a forward advection. Particles associated with the smoothed tracer field were brought back along the same trajectories and re-assigned to their initial positions at time TF. For this “two-way” advection, the final stirred tracer field at TF was thus calculated at exactly the same time as the initial large-scale tracer field at TF. So, we have performed a spatial repositioning of the tracer field, but with no temporal evolution. This should reduce the biases caused by the missing tracer budget terms during the advection and will be tested in the following sections. There remains an impact from the intermediate step of spatial filtering, which will also be investigated in section 2.3.

Encouraging results have been found using the “two-way” technique in the region south of Tasmania (G. Dencausse, personal communication). In this Southern Ocean region, they used an intermediate Gaussian filter with a standard deviation of ~40 km (0.36°) and 15–20 days of optimal advection time. In this high-latitude region, there was a clear seasonal bias induced by the one-way advection technique, due to the strong seasonal air-sea fluxes during the warming-cooling cycles.



**Fig. 3** Illustration of the two-way Lagrangian advection method for one date (24 January 2007) and the intermediate smoothing applied. **a** Initial SST tracer conditions are derived from the gridded CORIOLIS data at TF, on 24 January 2007. **b** One-way backward advection of the particles carries the SST tracer passively to its dispersed position at T0, on 10 January 2007, following Lagrangian pathways calculated with altimetric

geostrophic currents. **c** Gaussian 2-D filter applied to this backward advected SST field at T0. **d** Final SST advected tracer at TF, after 14 days of forward altimetric advection. **e** AMSR-E SST image at TF on 24 January 2007 for comparison with the final advected field. **f** Smoothed AMSR-E data at TF, with a mean 2-D filter applied (full description in text)

This seasonal bias was greatly reduced when using the “two-way”, forward and backward advection scheme.

The horizontal stirring involved in these two Lagrangian advection techniques induces a cascade of energy to smaller scales. As shown by Dencausse et al. (2014), the longer the advection time, the more small-scale tracer energy is induced, and in the absence of diffusion or mixing, this may create unrealistic small-scale structures. Figure 4a shows the zonal spectral energy associated with each of the SST fields illustrated in Figs. 2 and 3, after 14 and 21 days of advection. Detrended zonal SST spectra were calculated at each latitude (with no islands) in this SW Pacific box and then averaged over the domain for one date. We note that the AMSR-E SST data has more energy at all scales from 10–1000 km, compared to the smoother initial SST fields from the gridded CORIOLIS in situ data. The one-way technique generates energy at all scales after 14 days of advection, exceeding the AMSR-E level. These fields are significantly different from each other at scales from 10–300 km, as shown by the error bars in Fig. 4c for this one date (the error bars would be greatly reduced if the spectra had been averaged over the 3-year data, as shown in Fig. 4c). As noted by Dencausse et al. (2014), with the longer 21-day advection time, more energy is progressively induced at smaller scales (10–500 km). When the two-way technique is applied with intermediate filtering, the 14-day advection has spectral energy levels quite close to the

AMSR-E data, and the longer 21-day advection again induces more smaller-scale energy. We note that the spectral slope of the 14-day advectations is similar to the slope of the AMSR-E data, whereas the slope of the 21-day advectations is shallower, as they have higher energy at smaller wavelengths. This is a first indication that the longer advection time is inducing too much smaller scale energy compared to the AMSR-E fields.

## 2.4 Exploring the choice of parameters

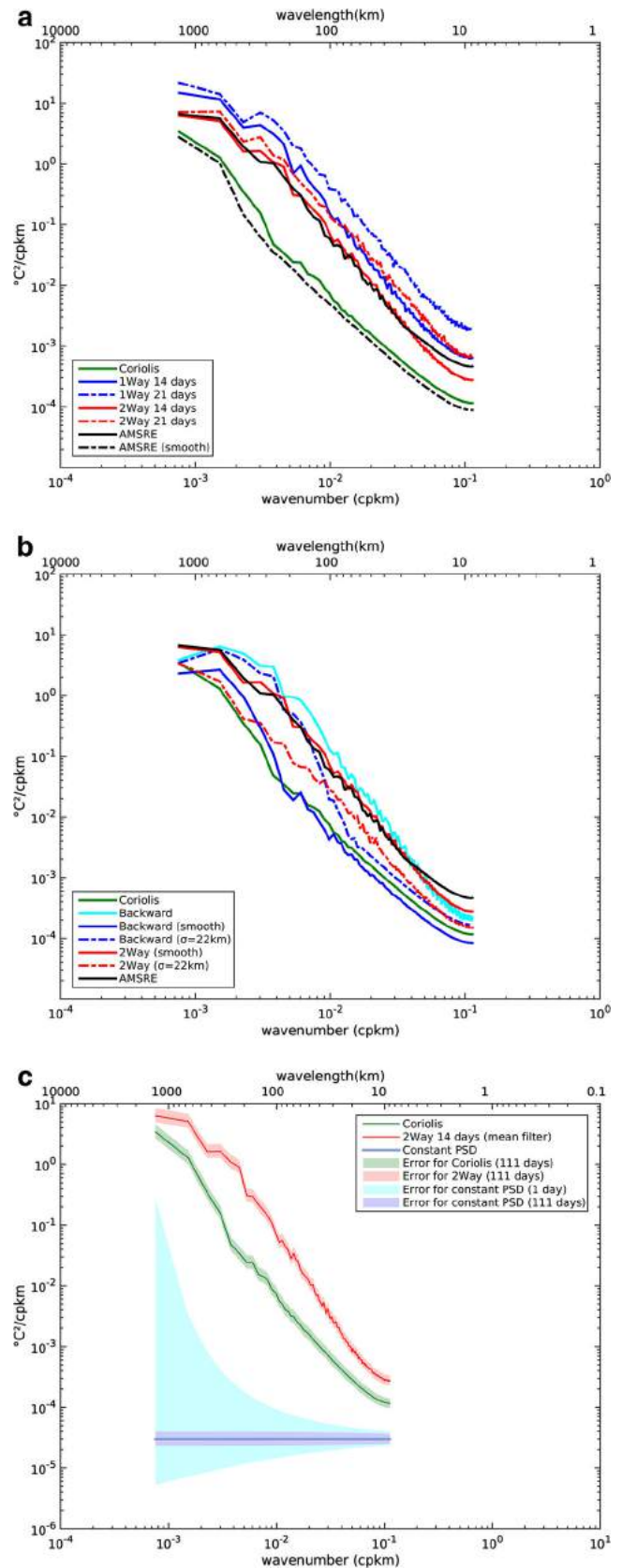
### 2.4.1 Which depth is needed for the independent data validation?

At mid- to high latitudes, there is relatively strong wind forcing and surface wave mixing which means that the upper 5–10 m of the water column are generally well mixed, even in summer. In the tropics, and under certain conditions in the subtropics, there can be substantial stratification in the upper 10 m, on diurnal and longer time scales. Indeed, studies of the vertical salinity stratification show that, locally, vertical salinity differences can reach 1 between the surface and 10 m, although on average, the vertical salinity differences are less than 0.1 (Henocq et al. 2010).

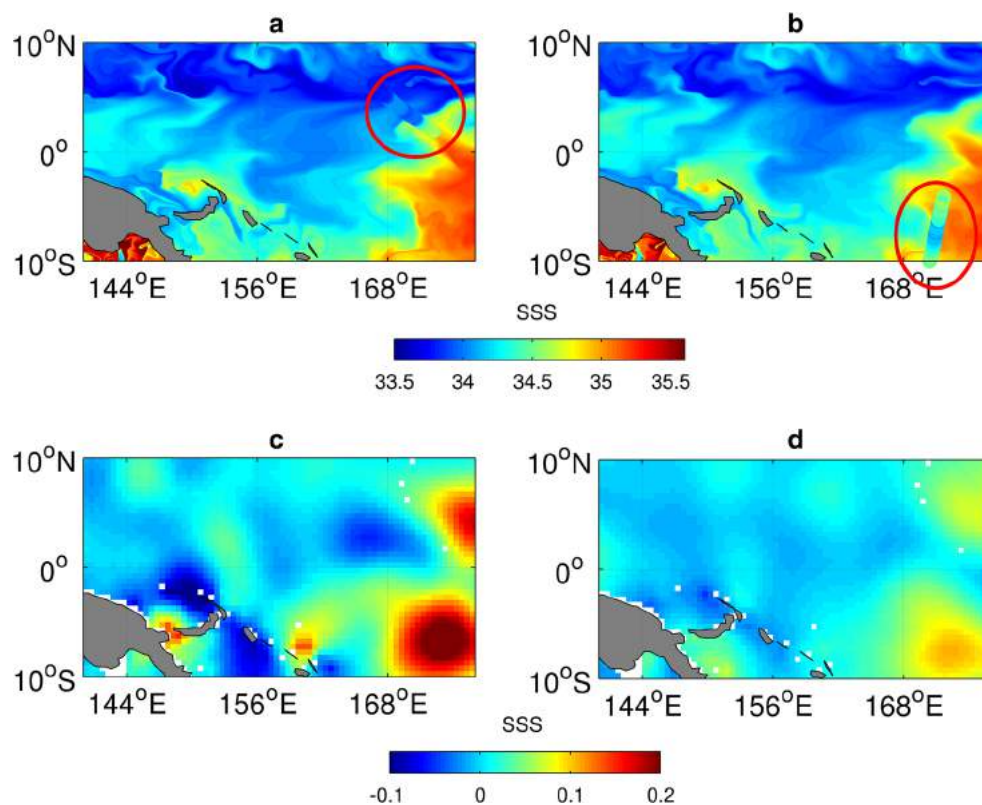
In order to validate the advection techniques, we need to be certain that the different validation data sets are measuring the same quantity at the same level. In this study, we use the

**Fig. 4** Zonal SST wavenumber power spectral density for one date (24 January 2007) calculated over the SW Pacific region (140–180° E; 10–30° S). **a** Wavenumber power spectral density of different SST products are compared for the two advection techniques and over two advection periods: the initial CORIOLIS fields (*green*), the independent AMSR-E data (*black solid*), the smoothed AMSR-E data (*black dashed*), the one-way advection technique after 14 days (*blue solid*) and 21 days (*blue dashed*); two-way advection over 14 days (*red solid*) and 21 days (*red dashed*), using the larger intermediate filter (details in text). **b** As in (**a**), but testing different intermediate filters: intermediate Gaussian filtering at T0 with  $\sigma=22$  km (*blue dashed*) or mean filter over  $2^\circ \times 2^\circ$  (*blue solid*); final two-way fields at TF, starting from the  $\sigma=22$  km smoothed fields (*red dashed*) or the mean filter over  $2^\circ \times 2^\circ$  smoothed fields (*red solid*). **c** An example of the interval error for the CORIOLIS fields (in *green*) and the two-way advection with a mean filter over  $2^\circ \times 2^\circ$  (in *red*) from Fig. 4a and for a constant PSD of  $3.10 \text{ }^\circ\text{C} / \text{cpkm}$  (in *blue-grey*) computed with a chi test. The interval in *light blue* corresponds to the error for 1 day, the date of the spectra in Fig. 4a. For reference, the *smaller coloured error bars* correspond to the error if the spectra had been averaged over our 3-year period, every 10 days

surface CORIOLIS fields at 5-m depth for the inter-comparison with AMSR-E data and a vertical average of the CORIOLIS fields over the upper 15 m for the study with the TSG measurements. When these advected tracer fields are compared with surface TSG data, we expect some biases, due to the vertical stratification within the upper 15 m, with salinity differences being generally  $<0.1$  (Henocq et al. 2010). Figure 5 shows an example of the problem in the western equatorial Pacific (140° E–180° E, 10° N–10° S). Two dates are represented, separated by only 3 days, when a ship with an underway TSG crossed a frontal region near 170° E. On the 4 November 2014, the ship steamed from 8° N to 2° N and the observed TSG data shows very little difference compared to the advected SSS field, stirred using the “one-way” technique over 21 days (Fig. 5a). However, 3 days later, the ship steamed south from 4° S to 10° S, and large biases are shown between the fresher TSG data compared to the saltier advected mapped field (Fig. 5b). The lower panels of Fig. 5 show the difference in the CORIOLIS salinity between the upper layer at 5-m depth, and the average over the upper 0–15 m, for the 3 November 2004 near the date of the in situ TSG observations (Fig. 5c) and the mean difference for the entire year in 2004 (Fig. 5d). There is a lot of spatial variation in the vertical stratification, particularly south of the equator. In the north of the equator around 165° E, there is weak vertical salinity stratification along the ship’s track, so the difference between the advected fields and the TSG data are minimum when the ship is in this region on the 4 November. Whereas on the 7 November, the ship passes into a region where there is more than a 0.2 difference in vertical stratification between the surface SSS field and the mean salinity field over the upper 15 m. Figure 5d shows that this is not an isolated occurrence, and strong vertical salinity stratification in the upper 15 m is typical of this zone between 4–8° S, 165–170° E. This example highlights the spatial variability of the vertical salinity stratification; this contributes a source of error in the validation



**Fig. 5** *Upper panel:* SSS fields after 21 days of one-way advection in the western equatorial Pacific with in situ TSG data superimposed using the same colour code, for two dates: **a** 4 November 2004 and **b** 7 November 2004. *Red circles* indicate the region with in-situ data. *Lower panel:* The mean CORIOLIS SSS difference between the 5-m layer and the mean over the upper 15 m for **c** 3 November 2004 and **d** for the year 2004



of our Lagrangian advection of the surface tracer, with an average of  $\pm 0.1$  in salinity in the tropical regions.

#### 2.4.2 Choice of the intermediate filter for the “two-way” technique

For our Pacific regions, we tested a number of Gaussian 2-D filters with different window sizes to find the one that was most adapted to the dynamical processes at lower latitudes. The Pacific Ocean presented a challenge with the presence of multiple small islands. Standard filtering led to a significant data loss close to the coasts and these islands. So when applying this intermediate filtering, we (1) selected the tracer values assigned to their “dispersed” trajectory positions from the backward advection at T0; (2) interpolated these sparse fields onto a regular grid, including an interpolation across small islands; (3) re-selected the smoothed and interpolated tracer fields at their “sparse” trajectory positions at T0 and (4) advected these smoothed tracer fields forward in time, back to their original grid positions at time TF.

Figure 4b shows the zonal spectral SST energy for the same fields analysed in Fig. 4a, except with varying filter windows applied at the intermediate step. As in Fig. 4a, both the AMSR-E SST data and the backward advected SST field without filtering have more SST energy at all scales, compared to the smoother initial CORIOLIS SST fields. The smallest intermediate Gaussian filter (standard

deviation,  $\sigma=22$  km) induces a drop in spectral energy from 150- to 70-km wavelength. This means that considerable mesoscale energy remains in the filtered fields at wavelengths larger than 100 km. Due to the advection backwards in time, these mesoscale structures can be orientated in the wrong direction at T0 (see for example, the anticyclonic circulation east of New Caledonia at T0 in Fig. 3b, which becomes cyclonic at TF in Fig. 3d). The forward advection step then has to overcome the bad alignment of the intermediate mesoscale fields. We see that by the final step of the two-way advection with the  $\sigma=22$ -km intermediate filter, we have generated more tracer variability at wavelengths from 20–120 km, but there is destruction of the larger length scales from 150–500 km. The final spectral energy levels associated with this smaller intermediate filter remain low compared to the AMSR-E data. In contrast, if we use a larger intermediate filter, in this case the standard Matlab “smooth” mean 2-D filter over  $2^\circ \times 2^\circ$ , the drop in spectral energy in the backward filtered step occurs from 650- to 250-km wavelength (Fig. 4b). The forward advection then starts from a smoother tracer field (Fig. 4b, blue line) and regenerates a more realistic energy cascade from 10- to 500-km wavelength in the final fields (red line), which are closer to the reference AMSR-E spectrum (black line).

The example here is given for a 14-day advection time. We tested varying advection times and filter sizes using spectral



energy analyses, as well as mean biases and RMS errors compared to the underway TSG data. Our results showed that the larger intermediate filtering window generally gave the best results in both the subtropical SW Pacific and the tropics. This window size will therefore be applied in the following “two-way” analysis.

### 3 Statistical evaluation of the two methods and the optimal advection time

In this section, we investigate the performance of the simple “one-way” backward advection compared to the “two-way” backward-forward advection with intermediate filtering for the tropical and subtropical Pacific conditions. We also determine the optimal advection time for each region.

#### 3.1 Estimating the error associated with the advection bias

Dencausse et al. (2014) described two types of error induced by the Lagrangian advection technique—a “tracer bias” due to errors in the initial tracer SST and SSS fields and an “advection bias” due to errors incurred during the Lagrangian advection. The advection bias can include missing physics affecting the surface tracer evolution along the particle trajectory for the one-way scheme, errors in the surface current field due to sampling errors or missing physics—e.g. ageostrophic currents for both techniques or errors in the intermediate filtering step for the “two-way” scheme.

First, we will make an assessment of the advection bias for the two techniques, by minimising the “tracer bias” due to errors in the initial tracer field.

Instead of starting with initial conditions derived from the in situ CORIOLIS-gridded data, we used a smoothed version of the AMSR-E fields as our initial conditions, by applying a 2-D mean filter over  $2^\circ \times 2^\circ$ . We then compared the final reconstructed fields with the full-resolution AMSR-E fields. Figure 6 shows the geographical distribution of the differences between the final advected SST fields in the SW Pacific using the “one-way” or “two-way” techniques and compared to the AMSR-E fields. The differences are expressed in terms of root-mean-square error (RMSE) calculated from the daily final advected fields over the year 2007. For the “one-way” advection (Fig. 6, left panel), there is a clear increase in the RMSE as the advection time increases. The largest errors are centred in the band  $20\text{--}30^\circ\text{S}$  and exceed  $1^\circ\text{C}$ , in region where large seasonal changes in SST and strong zonal jet anomalies occur (see section 4.1). The initial tracer fields in these panels are from different times with the “one-way” technique, so the missing physics from the seasonal air-sea fluxes and mixing are strongly contributing to the errors. For the “two-way” technique (Fig. 6, right panel), the “advection bias” also increases with increased advection time, but with a much lower

magnitude ( $0.2\text{--}0.3^\circ\text{C}$ ). The errors are not larger near islands, so the intermediate filtering/interpolation step does not seem to introduce significant errors here. Rather, the patchy structure is somewhat aligned with the AVISO mapping error structure, which may suggest errors in the surface current estimation which grow over time.

This estimation of the advection bias is only one part of the total bias. In the following sections, we will start with the initial CORIOLIS fields, and thus we will estimate the total bias (advection and tracer biases) in comparison to satellite AMSR-E SST data and underway TSG SSS and SST data.

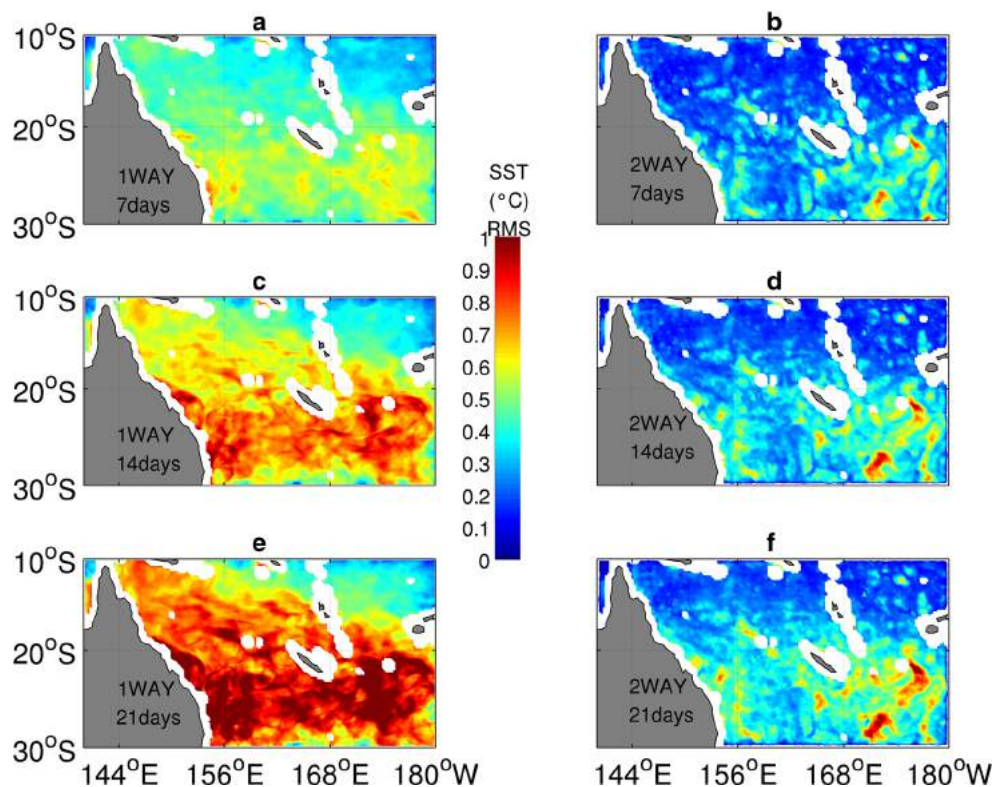
##### 3.1.1 Validation with AMSR-E

For the statistical validation of the total bias, we compare our SST-reconstructed fields with the high-resolution satellite AMSR-E data. Although improving the SST fields is not the main objective of this study, the lateral eddy stirring will induce fronts and filaments at similar positions in both SST and SSS fields. So the 2-D AMSR-E data can give valuable information on the 2-D reconstructions of our advected fields. The spatial resolution of the AMSR-E data is also closer to that of the mapped altimetric surface velocities, which was not the case for the finer-resolution in situ TSG data.

We calculated the time evolution of the SST bias between the advected fields and the AMSR-E data, in the different regions, and using the one-way and two-way advection methods. Note that for this comparison with the surface AMSR-E data, we use the surface CORIOLIS temperature fields as our initial tracer field, taken at 5-m depth. In the SW Pacific, the one-way method induces large seasonal biases in SST, and these biases increase with increased advection time and can reach  $1\text{--}2^\circ\text{C}$  after 28 days of advection (Fig. 7a and the example in Fig. 6). As noted by Dencausse et al. (2014), the large seasonal cycle in the bias can be due to seasonal heating occurring during the advection time. The two-way advection method greatly reduces these seasonal biases, to be within  $\pm 0.35^\circ\text{C}$  (Fig. 7b). The seasonal biases are less apparent in the tropics (Rogé and Morrow 2014).

In terms of mean statistics over the 3-year period, we see that the RMSE between the initial CORIOLIS fields and the AMSR-E data is around  $0.35^\circ\text{C}$  (Fig. 7c). This is mainly associated with the mesoscale SST variability, which is present in the AMSR-E data and missing in the smoothed CORIOLIS fields. The two-way advection method shows a slightly improved RMSE compared to the AMSR-E data, especially over 7–14 days ( $0.32\text{--}0.33^\circ\text{C}$ ). This small improvement reflects the closer alignment of the mesoscale features between the AMSR-E data and altimetry-advected SST fields. For the one-way advection, only the 7-day advection shows a similar RMSE. For longer advection periods, the error increases with increased advection time. Indeed, the 3-year averaged RMSE after 21 days of one-way advection is  $0.6^\circ\text{C}$ .

**Fig. 6** RMSE of the advected SST fields compared to the AMSRE satellite SST data, calculated from weekly data during 2007. The one-way and two-way techniques are compared over 7, 14 and 21 days, but starting with initial conditions based on the smoothed AMSRE fields. *Left panels:* RMSE of the one-way technique after **a** 7 days, **c** 14-days, and **e** 21-days. *b, d, f* Right panels: same but for the two-way technique



The mean difference calculated over the 3-year period gives us information on the large-scale biases due to the different instrumental measurements. We see that the mean differences are largely set by the initial CORIOLIS fields compared to the AMSR-E data ( $-0.17\text{ }^{\circ}\text{C}$  in the SW Pac; Fig. 7d), indicating that the 5-m CORIOLIS fields are systematically cooler than the surface AMSR-E fields. The lateral advection techniques, using either the one-way or two-way techniques, introduce a very minor modification of the mean differences of  $\pm 0.01\text{ }^{\circ}\text{C}$  after 14 days. Interestingly, the one-way advection slightly reduces the mean bias, whereas the two-way advection leads to a minor increase, although these changes are small.

Based on these statistics, we see a slightly improved statistical performance of the two-way advected SST fields over 7–14 days, compared to the 2-D AMSR-E data. The altimetric surface current fields and the AMSR-E SST fields both provide a good representation of the larger mesoscale structures. The good agreement of the two-way advection confirms that the altimetric stirring is generating mesoscale structures that are well aligned with the AMSR-E observations.

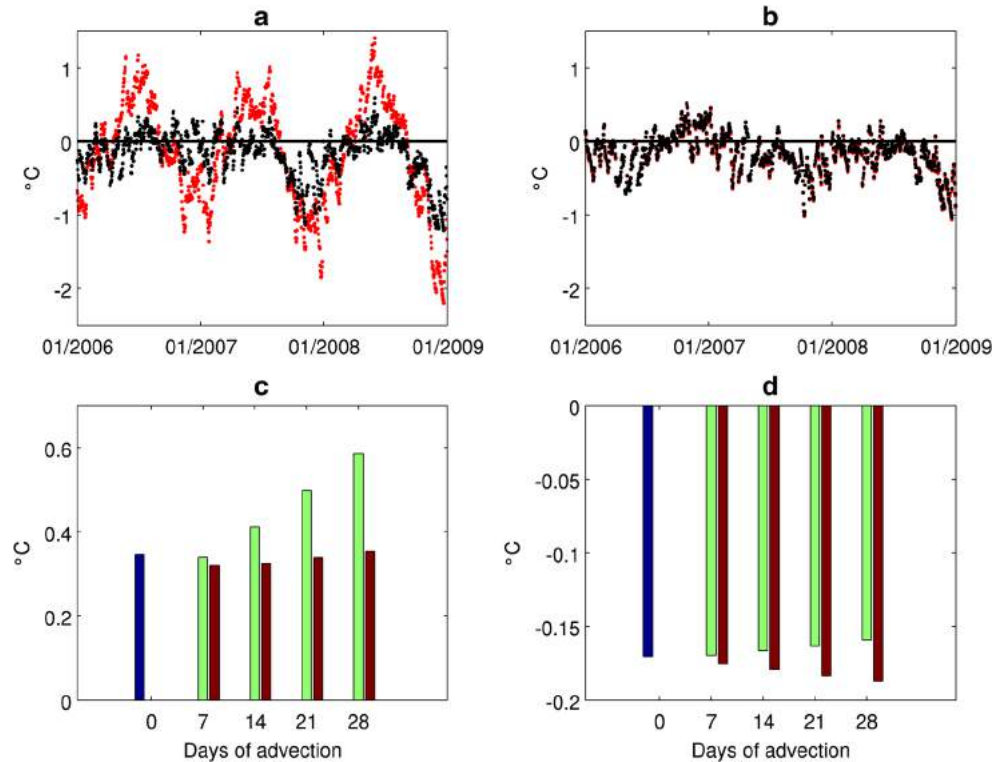
### 3.1.2 Validation with thermosalinograph data

Here, we perform a statistical validation of the “one-way” and “two-way” techniques, starting from the in situ CORIOLIS fields, and then compare the advected fields with the high-resolution underway thermosalinograph (TSG) data. These data have finer scale structures than the AMSR-E data and

also allow us to validate the salinity advection. As shown in Fig. 1, the TSG sampling provides a 1-D data set, and so we interpolated our 2-D advected fields onto the same position and date as the in situ observations. For each ship, and for each day of in situ measurements, we obtained a series of surface measurements and from these we computed the mean difference and the RMSE between the advected field data and the TSG data. The CORIOLIS and TSG data sets include different scales, since the ship data can resolve scales down to a few kilometres, but can also have outliers due to local storms, tracer anomalies in ports, etc.

Different geographical regions are analysed in detail in Rogé and Morrow (2014). An example of the temporal evolution of the mean bias in SSS and SST for the two advection methods is illustrated in Fig. 8 for the subtropical SW Pacific region [ $10\text{--}30^{\circ}\text{S}$ ,  $140\text{--}180^{\circ}\text{E}$ ]. Each day of ship observations is represented as one point on Fig. 8, with different colours for an advection over 7 or 28 days. With the overlaid points, we see that there are more outliers in red, for the longer advection times (28 days). Some outliers reach  $4\text{--}5\text{ }^{\circ}\text{C}$  in 2006, which appear to be anomalous ship observations. There is a large seasonal cycle in the one-way SST biases of  $\pm 1\text{ }^{\circ}\text{C}$  (Fig. 8a) that is essentially removed with the two-way advection (Fig. 8c). In this region of the SW Pacific, during austral summer (December–March), the advected fields are advecting cooler temperatures from the earlier time T1 compared to the TSG measurements at time T2, producing negative biases compared to the in situ observations. During austral winter

**Fig. 7** *Top panels:* temporal evolution of SST mean differences between advected fields and satellite AMSR-E data for the 3 years from 2006–2008 in the subtropical SW Pacific (10–30° S, 140–180° E). Different advection times are shown for 7 days (in black) and 28 days (in red). **a** One-way advection. **b** Two-way advection. *Bottom panels:* **c** RMSE and **d** mean SST difference between the AMSR-E data and the large-scale CORIOLIS, SST field with no advection (dark blue), compared to one-way advection (in green) and two-way advection (in brown) over different advection times



(June–September), the opposite is true; the advected (earlier) temperatures are too warm compared to the TSG observations. The two-way advection removes the effect of this seasonal warming and cooling (Fig. 8c). A net negative bias remains, meaning that the advected fields calculated over 0–15 m are cooler than the TSG fields for this region.

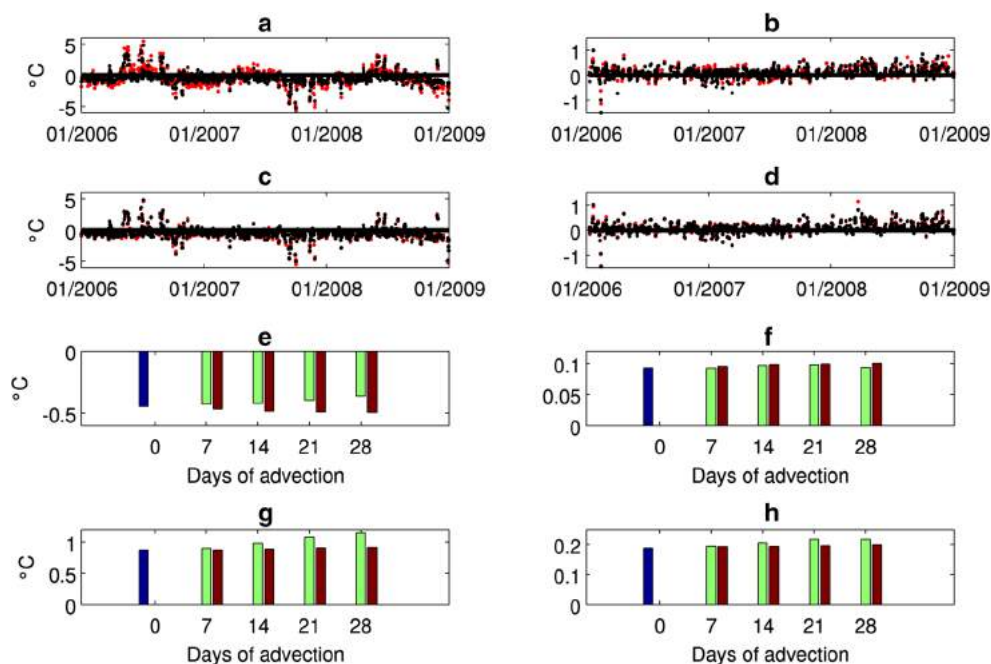
There is less seasonal cycle in the salinity biases compared to the temperature biases. Figure 8b shows a slightly lower SSS variability in the autumn–winter period (April to August) with higher variability in the spring–summer period (October–February) in the one-way advection, which is reduced in the two-way advection (Fig. 8d). Whether these seasonal differences are due to missing freshwater fluxes from evaporation–precipitation or mixing is not clear.

We again quantify these differences using mean statistics calculated for the same SW Pacific region and averaged over 2006–2008. The bottom panels of Fig. 8 represent the mean differences and the RMSE for the one-way and two-way advected fields compared to the available in situ TSG data for this region. The mean difference between the original large-scale CORIOLIS tracer field and the in situ TSG data is shown (in blue), being  $-0.43$  °C in SST and  $+0.09$  in SSS (Fig. 8e, f). So the CORIOLIS fields, calculated over 5- to 15-m depth, are on average too salty and too cold compared to the in situ TSG data. This indicates that our vertical average for the advected fields may be too deep and missing some of the fresher warmer surface layers. The ships’ intake valves may be closer to 5 m than 15 m in this region. The RMSE gives us information on

the variability of the differences between the reconstructed fields and the observed fields. In the case with no advection, the RMSE values of the CORIOLIS data compared to the in situ TSG data are large, around  $0.9$  °C for the SST and  $0.2$  for the SSS (Fig. 8g, h). We note that these mean SST statistics for the CORIOLIS–TSG differences are twice as large as the CORIOLIS–AMSR-E statistics (mean differences of  $-0.43$  °C for the TSG and  $-0.17$  °C for AMSR-E; RMSE of  $0.9$  °C for the TSG and  $0.35$  °C for AMSR-E). This increased variability can be due to the small-scale features, coastal features and measurement errors present in the TSG data (see Fig. 8a, b), as well as errors in the interpolated CORIOLIS fields.

For both the SSS and SST fields, the RMSE between the one-way advected fields and the in situ data increases as the advection time increases from 7 to 28 days, exceeding  $1$  °C or  $0.2$  in SSS on average after 14 days of advection (Fig. 8, lower panels, and Fig. 6). The RMSE is lowest when there is no altimetric advection (i.e. between the initial CORIOLIS fields and the TSG data). If we take into account the TSG measurement error of  $\pm 0.01$  °C or  $0.01$  in SSS, we see that the mean difference variations are not significant. For the one-way advection, the shorter advection period of 7-days has the smallest RMSE and mean difference, although with little improvement over the original large-scale tracer field. For the two-way advection, where we minimised the negative effects of the missing physics during the advection time, the results are more stable for the different advection periods. The smallest mean

**Fig. 8** Upper four panels: temporal evolution of the mean bias between advected fields and the in situ TSG measurements for different advection times over 7 days (in black) and 28 days (in red) for the 3-year period from 2006 to 2008 for the subtropical south Pacific (140–180° E, 10–30° S). Left panels: SST; right panels: SSS. **a, b** One-way advection. **c, d** Two-way advection. Lower four panels: **e, f** mean difference and **g, h** RMSE. Differences between the original large-scale tracer fields from CORIOLIS, with no advection, are shown in dark blue, compared to one-way advection (in green) and two-way advection (in brown) over different advection times



differences and RMSE are for advectations over 7 to 14 days in the SW Pacific region; however, the averaged statistics are similar to the case with no advection. The slight variations still lie within the measurement error of the TSG data.

Results are similar for the tropical regions (Rogé and Morrow 2014). There is a net increase in the RMSE of the advected fields with increased advection time for the one-way technique and a small improvement in RMSE with the two-way method. In the region of the warm, fresh pool in the western equatorial Pacific, (140–180° E; 10° N–10° S), there is less difference in RMSE of SSS between the one and two-way techniques, probably due to the lower seasonal cycle in this region. Although more mesoscale energy is included in the reconstructed fields, there is no net improvement in the mean statistics in comparison to the fine-resolution in situ TSG data. Spectral analyses (not shown) indicate that the very fine scales in the in situ TSG data are being reconstructed by the altimetric stirring with similar small-scale spectral energy; however, the large RMSE indicates that these features are not aligned in the right locations. The two-way advection is efficient in reducing the seasonal biases in the subtropical Pacific and to a lesser extent in the tropics.

These statistical comparisons with the in situ TSG data and satellite AMSR-E data confirm that the two-way advection method gives a good reduction of the seasonal bias in the subtropical southwest Pacific Ocean, with a significant improvement in the RMSE compared to the one-way technique which shows increasing RMSE with longer advection times. Only the shorter 7-day “one-way” advection gives similar statistical results. There is a slightly improved statistical

performance of the two-way advected SST fields over 7–14 days compared to the case with no advection, when the two fields are compared to the independent 2-D AMSR-E data.

#### 4 Evaluation of frontal positions and mesoscale tracer structures

The previous analysis confirmed that the two-way advection technique provides a small statistical improvement compared to the independent AMSR-E and TSG data. However, reducing the seasonal and mean biases during the advection time is only one part of the problem. In this section, we will also consider some case studies, to reveal how well each technique performs in the positioning of fronts and in representing mesoscale tracer structures. The ocean circulation in the equatorial and subtropical Pacific is complex, responding to both global and local forcing, and strong surface currents influence this system (Fig. 1). The two regions have distinct characteristics and are subject to mesoscale variability and strong seasonal and interannual variations.

##### 4.1 Western equatorial Pacific

The western equatorial Pacific is a transit area for western boundary currents before they are redistributed in the different equatorial currents. This basin is bordered by Papua New Guinea and Australia and many small islands impact on the complex ocean circulation (Fig. 1). The network of alternate

zonal currents in this region undergoes strong vertical reversals, recently observed in Argo data and models (Cravatte et al. 2012). Our surface geostrophic currents used for the horizontal advection include a  $\beta$ -gradient calculation near the equator in the altimetric maps (e.g. Picaut et al. 1989) and respond to the vertical integral of this complex circulation. In contrast, the surface SSS and SST fields respond to the rapid mixed-layer dynamics. So this region represents a difficult test for our reconstruction methods.

The western equatorial Pacific is characterised by an intense atmospheric deep convection and heavy rainfall associated with the highest SSTs of the global ocean that can exceed 28 °C to a depth of 100 m, referred to as the warm pool. Over the last 50 years, this warm pool has considerably warmed, expanded and freshened (Cravatte et al. 2009). Several studies have identified its eastern edge by a sharp salinity front of 0.4 over 2–3° in longitude, which results from the convergence of cold and salty water from the central equatorial Pacific into the warm and low-salinity water of the western equatorial Pacific (Delcroix and Picaut 1998; Picaut et al. 1996). This frontal region, associated with the eastern edge of the warm pool, has a salt-stratified barrier layer, has high SSTs, is subject to westerly wind bursts (Maes et al. 2006), and plays a fundamental role in the development of El Niño events with strong climatic impacts on a global scale. The eastern front exhibits strong zonal migrations on interannual time scales, which can be mainly explained by zonal advection (Bosc et al. 2009; Picaut et al. 2001). Thus, we expect some skill from our reconstruction technique, based on geostrophic lateral advection.

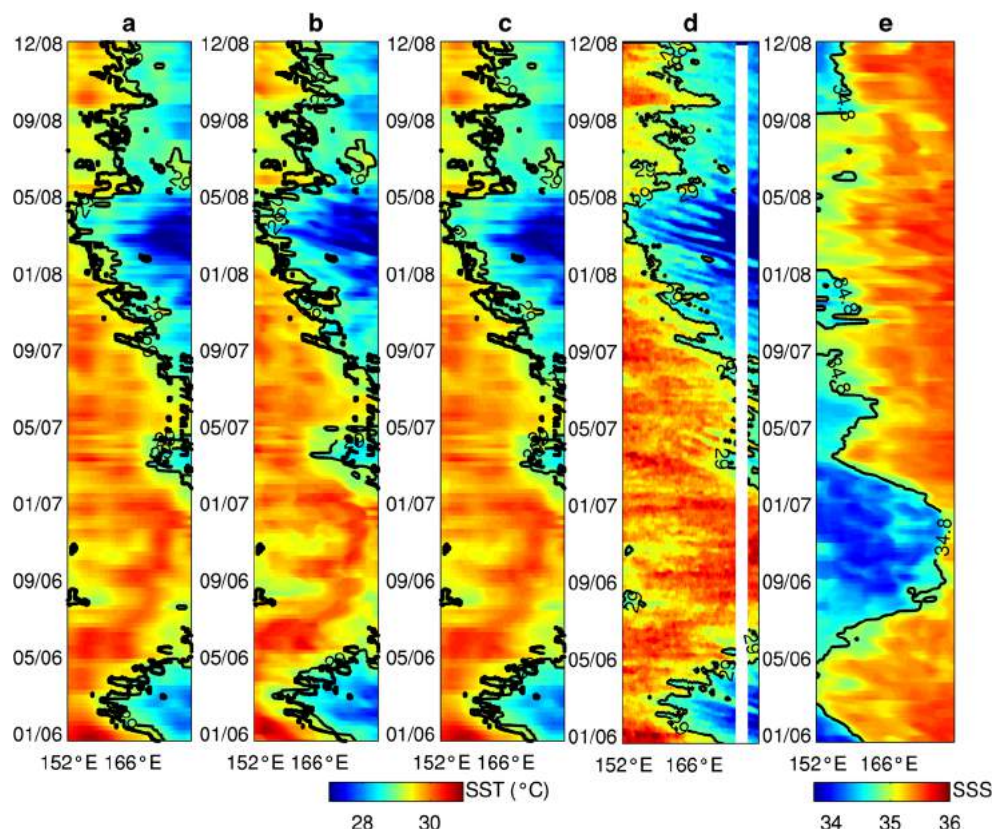
Hovmöller plots track the temporal evolution of SST and SSS fields along a reference line at 2° S from 152° E to 180° E, and over the period 2006–2008. This latitude crosses the eastern boundary of the warm, fresh pool and its associated SST and SSS fronts. Figure 9 highlights that the complex ocean dynamics are dominated by interannual variations and the displacement of the warm pool during ENSO events, clearly visible on both the SST and SSS fields. During El Niño (June 2006–February 2007), the eastern edge of the warm fresh pool moves further to the east of its average position with a distinct displacement of the SST and SSS fronts (29 °C isotherm and the 34.8 isohaline), and we observe the opposite pattern during La Niña (December 2007–May 2008) with the westward retreat of the warm fresh pool. This pattern has been described in detail by Delcroix and Picaut (1998). The spatial-temporal evolution of the AMSR-E fields (Fig. 9d) shows distinct fine-scale westward-propagating features, clearly apparent east of the warm pool, which suggest equatorial Rossby waves at intraseasonal time scales (e.g. Roundy and Kravitz 2009). The one-way advection over 14 days (Fig. 9b) provides the best

representation of these westward-propagating waves, although offsets in the phase of these reconstructed waves can contribute to the larger RMSEs noted in the previous section. This is particularly clear during the La Niña event, when the one-way advected fields closely follow the AMSR-E fields. The initial CORIOLIS fields, and the two-way advected fields, show some weak rapid features but they are too zonal and overly smooth. Only the one-way advection recreates a similar westward propagation speed.

The superposition of the AMSR-E 29 °C isotherm (in bold) on the three other SST fields allows us to better identify the small differences in the frontal positions. The initial CORIOLIS field is already quite close to the AMSR-E field, and the two-way advection presents a minor improvement. In 2006–mid-2007, before and after the El Niño event, the two-way advection is closest to the AMSR-E data, and the one-way advection shifts the fronts too far west. From April 2007 to the end of 2008, the one-way advection is closest to AMSR-E field, and the two-way advection and the initial CORIOLIS fields are too far east. Over the 3-year time series, the correlations between the advected time series and the AMSR-E data are quite similar—lower than 0.4 west of 160° E, reaching 0.7 in the central Pacific. On average across the domain, the two-way 14-day advected fields are correlated at 0.5 with the AMSR-E data, the same value as the case with no advection. The one-way 14-day advected fields have a slightly lower correlation (0.47). So overall, the one-way and two-way advectations and the initial CORIOLIS fields give a similar, weak representation of the mesoscale features in the AMSR-E data.

To better understand the fine-scale differences between these SST and SSS fields, we compared them to one set of in situ TSG data along a ship track crossing meridionally in this region (10° N, 153° E–10° S, 162° E) around the 19–22 December 2006 (Fig. 10). Note the offset of around 0.5 °C between the AMSR-E SST field and the TSG measurements. This is the region with the low mean correlation between the advected fields and the AMSR-E data ( $r=0.4$ ) so the example highlights the strengths and weaknesses of the two advection methods. The initial CORIOLIS fields are similar to the two-way advected fields, and both are quite close to the AMSR-E data, being too smooth and cooler than the TSG in situ measurements. These smoother fields are fresher than the TSG observations south of the equator and slightly saltier in the low-salinity region from 5–10° N. The one-way advection shows higher amplitude variability, but the features are not always in phase with the TSG or the AMSR-E measurements. This example illustrates how the one-way advection is inducing larger amplitude SST and SSS fronts, but they are only aligned with the TSG data for a fraction of the time, and any spatial offsets are contributing to the larger RMSE values in the mean statistics.

**Fig. 9** Interannual evolution of SST and SSS fields along 2° S in the western equatorial Pacific for the 3-year period January 2006–December 2008. **a** CORIOLIS SST field. **b** One-way advection of SST after 14 days. **c** Two-way advection of SST after 14 days. **d** AMSR-E SST field. **e** One-way advection of SSS after 14 days. The *thin black lines* correspond to the SST front at 29 °C for each case and the *bold black line* is the 29 °C isotherm from AMSR-E, overlaid on the first three panels



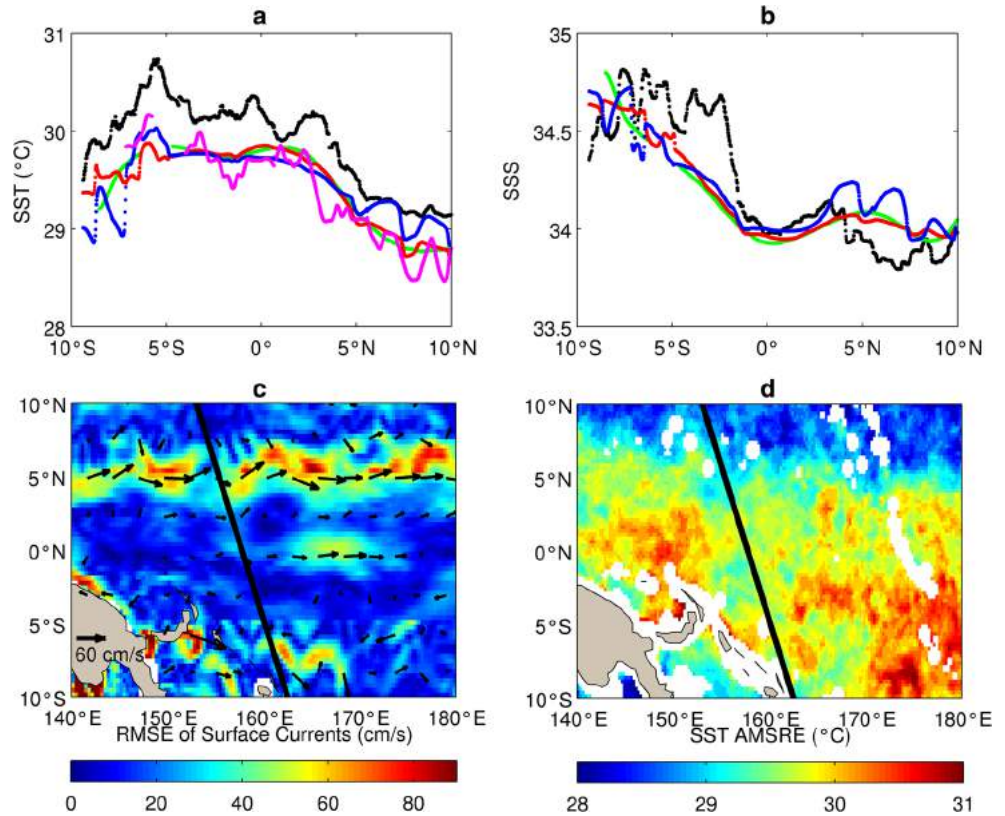
## 4.2 Subtropical Southwest Pacific

In this subtropical region, around 20° S, the large-scale analyses of hydrographic observations indicate the presence of a broad westward flow, the South Equatorial Current, extending from the surface to a depth of a few hundred metres (Reid 1997). The extensive reefs and islands that block the flow cause a complex set of zonal jets and eddies, revealed by hydrographic observations (Kessler and Cravatte 2013), numerical models (Webb 2000) and the mean AVISO currents over our analysis period (Fig. 11e). There are strong seasonal variations in the baroclinic structure of these currents, in their zonal position and in the surface hydrology. The changing baroclinicity generates a strong seasonality in eddy kinetic energy here, with stronger values in November–December and weaker in June–July (Qiu and Chen 2004), with anomalies propagating westward (Maharaj et al. 2009). This leads to the development of more variable mesoscale fronts in different seasons, which can be detected by our surface tracer data.

Figure 11 shows mean and RMS values of the SST, SSS and the amplitude of the surface current fields in the SW Pacific. The largest RMS values are associated with the seasonal meridional shift in the warm, low-salinity surface waters around 20° S. There are many areas to examine in detail with our fine-resolution SST and SSS advected fields, but we will concentrate on a repeat ship track that crosses this region, from New

Caledonia (22° S, 167° E) to the east (black line on Fig. 11). Hovmöller plots of the surface temperature and salinity fields are shown along this ship track for the period 2006–2008 (Fig. 12). The effect of the southward shift of warm, low-salinity water across this near-zonal line in austral summer (January–Mar) is clearly seen. The spatial-temporal evolution of the 26 °C isotherm (bold line) shows mesoscale meandering in the AMSR-E Hovmöller plot (Fig. 12d), and there are westward-propagating mesoscale signals evident throughout the 3-year time period. The AMSR-E 26 °C isotherm is then superimposed on the other SST data sets (bold line). The CORIOLIS data is quite smooth and misses much of the mesoscale frontal meandering, although Fig. 12 shows that these initial fields with no advection are already well correlated with the AMSR-E data ( $r=0.84$ ). The two-way advection over 14 days induces some weak mesoscale structures, both in the position of the 26 °C isotherm and the westward-propagating anomalies. The one-way advection over 14 days has larger amplitude anomalies, both in isotherm meandering and in the strength of the westward-propagating anomalies. The correlations between the two-way 14-day advection and the AMSR-E data is quite high ( $r=0.86$ ) and similar to the one-way 7-day advection ( $r=0.85$ ). The one-way advection of the SSS field (Fig. 12e) shows mesoscale features that are

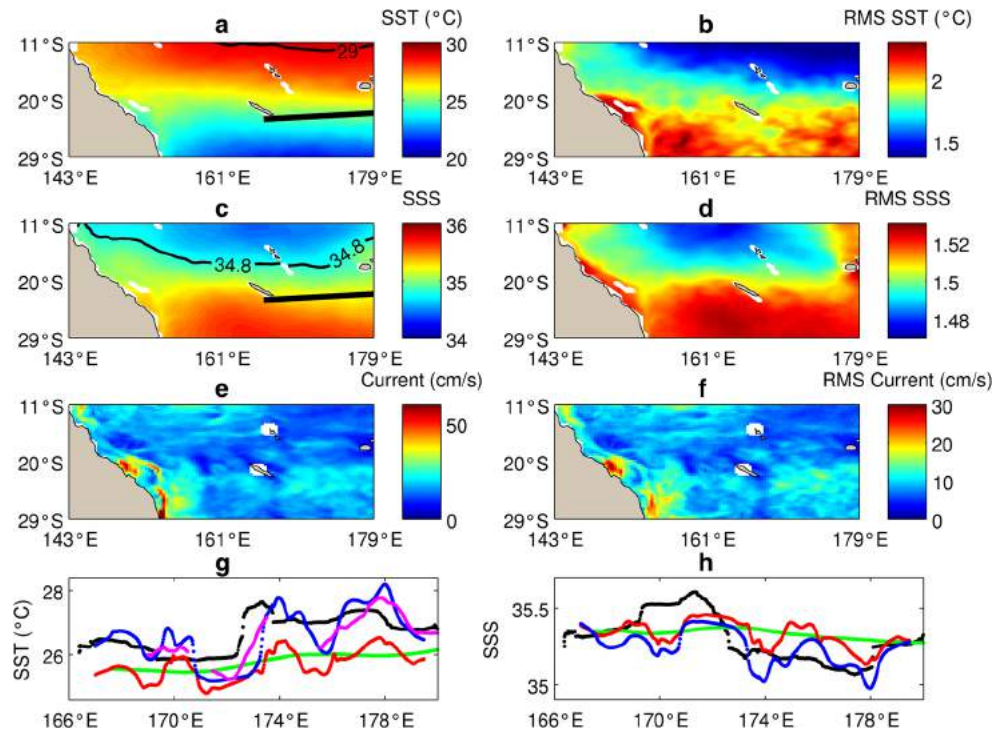
**Fig. 10** **a** SST and **b** SSS along the ship track for the 19 to 22 December 2006. Thermosalinograph data is in *black*, CORIOLIS fields in *green*, one-way 14-day advection in *blue*, two-way 14-day advection in *red* and AMSR-E SST fields are in *magenta*. **c** Surface altimetric currents centred on the same data (*arrows*: current vectors; colour: RMS current amplitude in cm/s). **d** AMSR-E 2-D SST field for the 20 December 2006. TSG ship location is shown as the *bold black line*



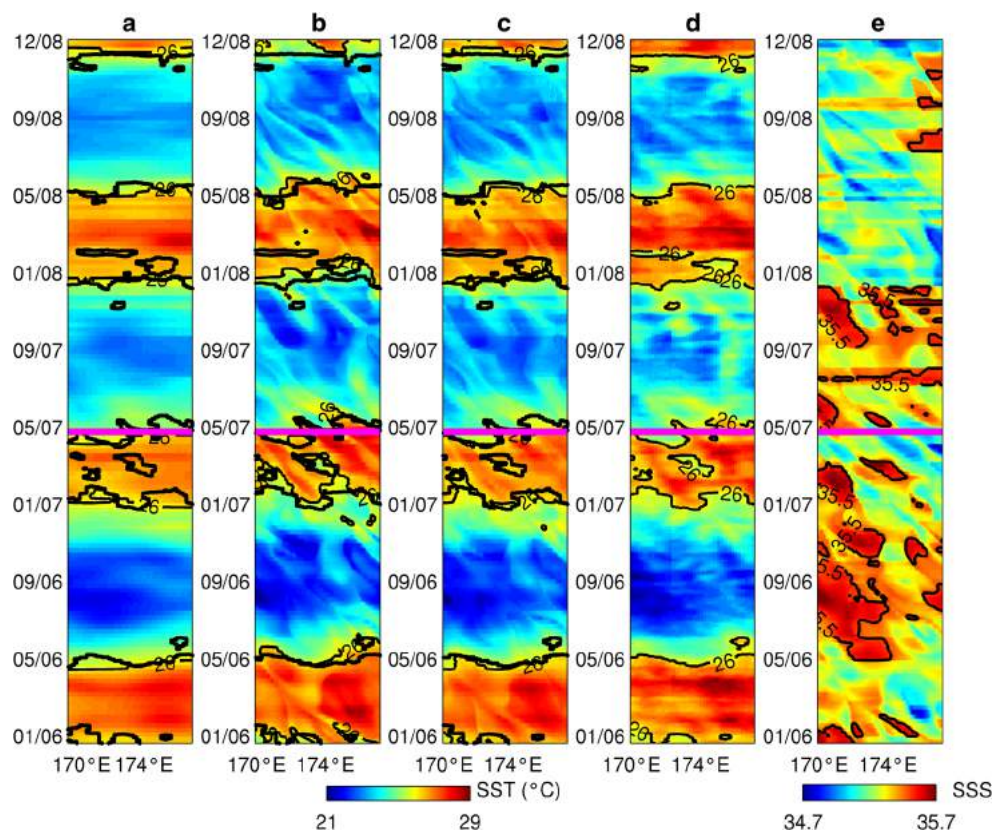
correlated with the SST field ( $r=0.55$ , reaching 0.8 in the east of the domain), since both fields are stirred by the altimetric currents in a coherent way. We note that

the anomalous freshening during 2008 is related to a relatively strong La Nina event during this year (Fig. 12e).

**Fig. 11** Mean surface fields of CORIOLIS SST, SSS and altimetric absolute geostrophic currents in the SW Pacific Ocean for the 3-year period 2006 to 2008. *Left panels*: mean **a** SST, **c** SSS and **e** geostrophic currents. *Right panels*: RMS of **b** SST, **d** SSS and **f** geostrophic currents. *Bottom panels*: **g** SST and **h** SSS along the ship track for the 19 to 22 December 2006. TSG data is in *black*, CORIOLIS fields in *green*, one-way 14-day advection in *blue*, two-way 14-day advection in *red* and AMSR-E SST fields are in *magenta*. TSG Ship location is shown as the *bold black line* in (a) and (c)



**Fig. 12** Interannual evolution of SST and SSS fields along the ship track from Noumea at 168° E going eastward (*bold black line* in Fig. 11a, c), in the SW Pacific for the 3-year period January 2006–December 2008. **a** CORIOLIS SST field. **b** One-way advection of SST after 14 days. **c** Two-way advection of SST after 14 days. **d** AMSR-E SST field. **e** One-way advection of SSS after 14 days. The *thin black lines* in (a–c) correspond to the SST front at 26 °C for each case and the *bold black line* is the 26 °C isotherm from AMSR-E, overlaid on the first three panels. *Purple line* indicates the date of the TSG observations shown in Fig. 11g, h



We zoomed onto one set of underway SST and SSS data from the shipboard TSG (bold line in Fig. 11, and bold purple lines in Fig. 12), to better compare the details of these different SST and SSS structures. Figure 11g shows that the TSG data (in black) and the satellite AMSR-E SST data (in purple) have similar values across the strong fronts, which reach nearly 2 °C in some regions in this period from 29 April–1 May 2007. However, the exact position and strength of the structures can be slightly offset in space, giving differences of 0.5–1.0 °C in some places. The CORIOLIS fields are missing the westward-propagating mesoscale anomalies, which are carrying (earlier) warmer, fresher anomalies across the eastern part of the ship track (see the AMSR-E data in Fig. 12). Without these mesoscale anomalies, the CORIOLIS data are around 1.0 °C too cool compared to the TSG and satellite data in this frontal zone. The two-way advection shows weak mesoscale anomalies, which are centred on the initial CORIOLIS fields. The one-way advection is in phase with the AMSR-E data, with similar warmer amplitudes.

In summary, the 7-day one-way advection or the 14-day two-way advection are both efficient in this region, inducing good lateral stirring by the strong mesoscale structures. The two-way advection induced weaker amplitude mesoscale anomalies that are reasonably well positioned and thus provide the best statistical results. The one-way advection induces better westward-propagating mesoscale anomalies and stronger fronts with similar amplitudes to the AMSR-E and TSG

data. However, small offsets in space or time of these features lead to larger RMS-E differences, except for the smallest 7-day advection period.

## 5 Conclusion and perspectives

Previous studies at mid to high latitude have highlighted that the lateral stirring of a large-scale surface tracer field by surface geostrophic currents can be used to reconstruct finer scale fronts and filaments (Desprès et al. 2011; Dencausse et al. 2014; Berti and Lapeyre 2014). In this study, we have focused on improving the spatial structure of SST and SSS fields in the western equatorial and subtropical southwest Pacific Ocean. Both tracer fields are essential climate variables for understanding the ocean circulation and its variability and important parameters for tropical climate studies.

The lateral stirring technique is quite simple, and only the fronts and filaments generated by altimetric surface stirring can be reconstructed; the meso- and submesoscale patterns generated by other processes are not represented. Indeed, previous work demonstrated how the passive stirring could introduce biases, due to the missing forcing terms acting on the surface tracer during the advection time. A solution has been tested in this study to reduce this “advection bias”, using a “two-way” backward and forward advection with an intermediate low pass spatial filtering.



Our results in the tropical and subtropical Pacific indicate that the two-way backward and forward advection is efficient in reducing the seasonal statistical bias, in comparison to independent in situ data or AMSR-E SST data. The one-way technique with advectations over 7–14 days generates reasonable tracer spectral energy levels compared to the satellite AMSR-E SST data. However, if these one-way advected meanders or eddies are offset in space or time from the AMSR-E fields then large RMSE values occur. The two-way advection technique not only reduces the seasonal biases but also reduces the amplitude of the meandering fronts and small-scale eddies, so the RMSE is smaller in cases where the features are misaligned. In the equatorial zone, we observed a minor statistical improvement in our results and a very small gain in the reconstruction of fronts, compared to the smoother initial tracer fields. In the subtropics, with the stronger seasonal signal, there was a marked improvement when using the two-way advection over 7- to 14-day period, particularly in comparison to the satellite AMSRE data.

Our spectral analyses show that the longer advection period of 21 days creates too much small-scale energy and flattens the spectral slope. The 14-day advectations have similar spectral slopes and power density to the AMSR-E data over the wavelength range of 20–300 km, and this 7- to 14-day advection period is chosen as optimal in our analysis. We note that the AMSR-E data also underestimate the fine-scale SST structures in comparison to AVHRR data (Advanced Very High Resolution Radiometer, 1.1-km resolution) (Autret 2014). However, the longer 21-day advection period does not improve the statistical performance of our advection techniques in comparison to the fine-resolution TSG data, so we are not confident that the induced smaller scale stirring is realistic. We can only confirm that the altimetric stirring does improve the larger mesoscale SST fields, in the SW Pacific, in comparison to AMSR-E data.

In all cases, a large mean difference and RMSE already exists between the initial conditions (from the gridded CORIOLIS data) and the independent data (AMSRE or TSG data). The altimetric stirring adds a small mesoscale correction to this field but the quality of the intercomparisons depends largely on these initial conditions. No amount of altimetric stirring can create SST or SSS signals that are not in the initial conditions. For example, the large-scale CORIOLIS fields may not detect boundary currents or sporadic rain or heating/cooling events, so these events will not be in the reconstructed fields either, but they may be observed by the in situ TSG data and possibly the AMSRE data.

The evolution of the advected 2-D tracer fields was analysed with the aide of Hovmöller diagrams, which allowed us to follow the interannual variations of isotherms at fronts, compared to satellite AMSR-E SST data. We found that in the subtropical region (10° S–30° S, 140° E–220° E), both advection techniques with a 7- to

14-day advection time were efficient in inducing meso-scale frontal features detected in AMSR-E fields. The one-way advection technique was capable of reconstructing the westward-propagating mesoscale SST anomalies in this zone with good amplitudes, although any offset in phase led to higher RMSE errors. For the western Pacific equatorial region, the improvement gained by applying the lateral advection method is less clear. The initial CORIOLIS SST fields have a low-correlation west of 160° E compared to the AMSR-E fields, and most of our TSG lines are also west of 160° E (see Fig. 1). The one-way advection tends to follow the AMSR-E fronts more closely, particularly during the strong El Niño and La Niña events, and does recreate some of the observed westward-propagating mesoscale structures during the La Niña event in 2008. However, the improvement is not as striking as in the subtropics.

One difficulty we faced in validating the lateral advection technique in the tropics was to obtain independent data representing the same dynamics. Our underway thermosalinograph data can be measured at the ship's intake at depths ranging from 5–15 m depending on the ship (T. Delcroix, personal comm.). We used a mean value for our initial tracer field, based on CORIOLIS-gridded data averaged over the upper 15-m depth. However, differences in the vertical SSS stratification in the upper 15 m are shown to be around 0.1 on average, and reach up to 0.4 in some cases (see Fig. 5). This exceeds the differences between our advection methods and adds biases to our validation. This was also apparent in our intercomparisons with ship-track TSG data where large differences occurred between our two validation sets: the TSG data (at varying depths) and the satellite AMSR-E data. We could have improved our results by removing the mean bias between the TSG and the AMSR-E data, before calculating our bias with the lateral advection technique. However, the more fundamental problem remains in correctly validating the SST or SSS tracer evolution in the different layers of this strongly interleaved oceanic region.

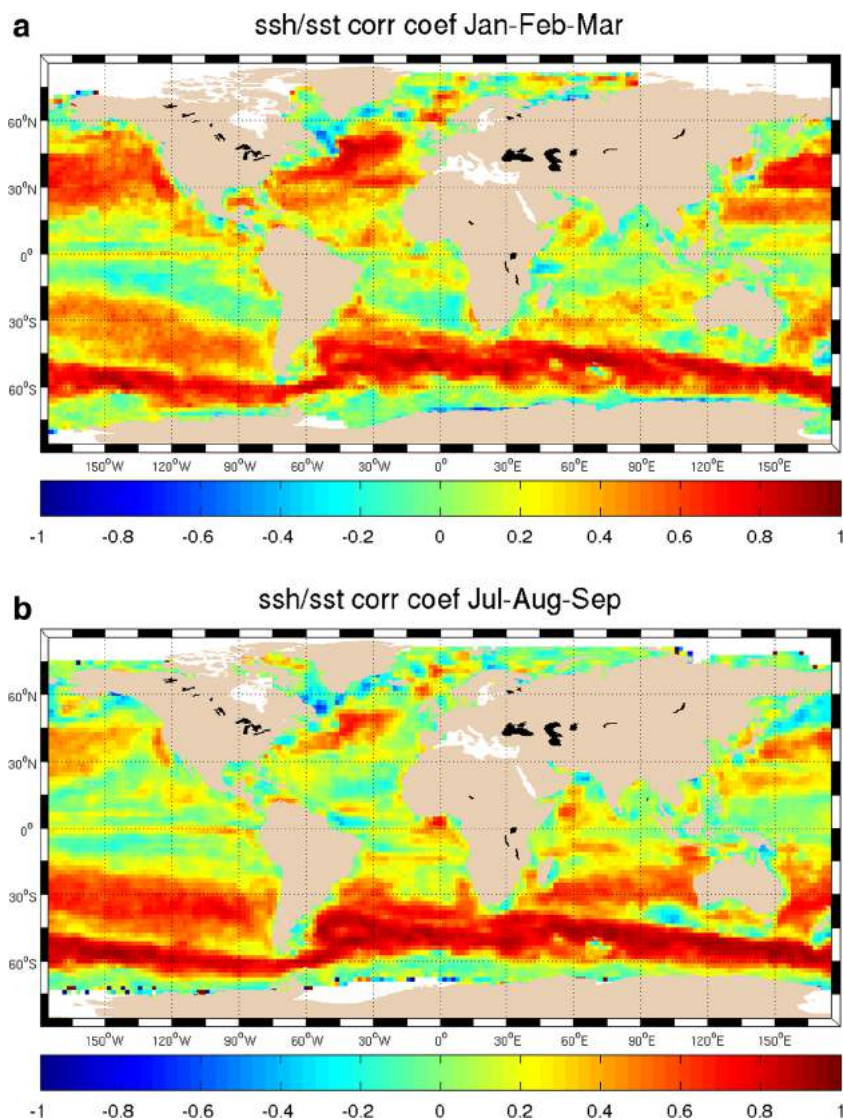
A key problem in the equatorial band is whether the lateral advection based on surface geostrophic velocities from altimetry is the main driver of the SST and SSS evolution, even on short 7- to 14-day time scales. Firstly, there is the question of the measurement errors in the tropics, since we have introduced a  $\beta$ -adjustment, there are many islands, and the flow has a strongly divergent component (Marshall et al. 2006). Secondly, the surface geostrophic currents respond to the depth integrated flow, and in this region with layers of strong vertically alternating zonal currents (Cravatte et al. 2012), surface geostrophic currents responding to the depth-integrated flow do not necessarily dominate the surface advection field. Indeed, many satellite surface current products

now use satellite altimetry, vector winds and SST data to improve the surface currents in the tropics (e.g. OSCAR product, Dohan and Maximenko 2010; GEKCO product, Sudre et al. 2013). However, even these surface current fields with improved physics and forcing have a poor representation of the meridional currents in comparison to in situ data and are missing many rapid mesoscale features, such as tropical waves, and ageostrophic frontogenesis dynamics (Sudre and Morrow 2008).

The difficulty of applying lateral stirring by mapped altimetric surface currents in order to improve surface tracer fields in the tropics and subtropics can be demonstrated by the results in Fig. 13. This shows a recent analysis of the correlation between altimetric SSH and AMSR-E SST, filtered to retain the mesoscale wavelengths from 70–250 km and is presented for two seasons: summer and winter (Autret 2014). Regions where Lagrangian altimetric stirring works well have a high

mesoscale SSH/SST correlation: in the north Atlantic (Desprès et al. 2011), in the Southern Ocean (Dencausse et al. 2014) and in the subtropical SW Pacific (this study). These are also regions where the surface quasi-geostrophy upper ocean reconstruction from high-resolution surface density or SST fields performs well (Lapeyre and Klein 2006; Berti and Lapeyre 2014). The tropical Pacific regions have a lower SSH/SST correlation, reinforcing our previous discussion that the mesoscale surface geostrophic advection may not be the dominant driving mechanism here. Figure 13 indicate the geographical regions where this simple lateral stirring technique may be effective in reconstructing finer scale surface SST (and SSS) fields. In the other regions with low or negative SSH and surface tracer correlations, we clearly need more sophisticated techniques to reconstruct the finer scale dynamics in the upper ocean, including incorporating mixed-layer dynamics (e.g. Ponte et al. 2013).

**Fig. 13** Correlation between AMSR-E SST and altimetric sea level anomalies, filtered to retain mesoscale wavelengths between 70–250 km, calculated from gridded fields from 2003–2009 for the months of **a** January–March and **b** July–September every  $2^\circ \times 2^\circ$  and smoothed by running means over  $8^\circ \times 8^\circ$  (from Autret 2014)



In the near future, the finer resolution NASA/CNES SWOT mission aims to resolve 2-D surface geostrophic currents with an order of magnitude improvement in height accuracy and spatial resolution (Fu et al. 2009), providing global observations of the meso- to submesoscale surface geostrophic currents. This study highlights that certain key zones will need to be accompanied by high-resolution surface tracer data and upper ocean profiles, and more sophisticated upper ocean reconstruction techniques, in order to monitor the complex relation between surface geostrophy and the upper ocean dynamics.

**Acknowledgments** M. Rogé and this study were financed by the French CNES-TOSCA programme. We gratefully acknowledge the help from Francesco D'Ovidio for the advection code and early assistance with the project. We are also indebted to Fernando Nino of the CTOH/LEGOS for assistance with the altimeter data and code, Thierry Delcroix and Gael Alory of the ORE-SSS at LEGOS for in situ salinity advice and to our anonymous reviewers who provided constructive and pertinent comments to improve our manuscript.

## References

- Abernathey RP, Marshall J (2013) Global surface eddy diffusivities derived from satellite altimetry. *J Geophys Res Oceans* 118:901–916. doi:10.1002/jgrc.20066
- Autret E (2014) Analyse des champs de température de surface de la mer à partir d'observations satellite multi-sources
- Berti S, Lapeyre G (2014) Lagrangian reconstructions of temperature and velocity in a model of surface ocean turbulence. *Ocean Model* 76: 59–71. doi:10.1016/j.ocemod.2014.02.003
- Bosc C, Delcroix T, Maes C (2009) Barrier layer variability in the western Pacific warm pool from 2000 to 2007. *J Geophys Res* 114, C06023. doi:10.1029/2008JC005187
- Boutin J, Martin N, Reverdin G et al (2014) Sea surface salinity under rain cells: SMOS satellite and in situ drifters observations. *J Geophys Res Oceans* 119:5533–5545. doi:10.1002/2014JC010070
- Cravatte S, Delcroix, Zhang D, et al. (2009) Observed freshening and warming of the western Pacific warm pool. doi: 0.1007/s00382-009-0526-7
- Cravatte S, Kessler WS, Marin F (2012) Intermediate zonal jets in the tropical Pacific Ocean observed by Argo floats. *J Phys Oceanogr* 42: 1475–1485. doi:10.1175/JPO-D-11-0206.1
- Delcroix T, Picaut J (1998) Zonal displacement of the western equatorial Pacific “fresh pool”. *J Geophys Res* 103:1087–1098. doi:10.1029/97JC01912
- Dencausse G, Morrow R, Rogé M, Fleury S (2014) Lateral stirring of large-scale tracer fields by altimetry. *Ocean Dyn* 64:61–78. doi:10.1007/s10236-013-0671-8
- Desprès A, Reverdin G, D' Ovidio F (2011) Mechanisms and spatial variability of meso scale frontogenesis in the northwestern subpolar gyre. *Ocean Model* 39:97–113. doi:10.1016/j.ocemod.2010.12.005
- Dibarboure G, Boy F, Desjournes JD et al (2014) Investigating short-wavelength correlated errors on low-resolution mode altimetry. *J Atmos Ocean Technol* 31:1337–1362. doi:10.1175/JTECH-D-13-00081.1
- Dohan K, Maximenko N (2010) Monitoring ocean currents with satellite sensors. *Oceanography* 23:94
- Durack PJ, Wijffels SE (2010) Fifty-year trends in global ocean salinities and their relationship to broad-scale warming. *J Clim* 23:4342–4362. doi:10.1175/2010JCLI3377.1
- Fu L-L, Alsdorf D, Rodriguez E, et al. (2009) The SWOT (surface water and ocean topography) mission: spaceborne radar interferometry for oceanographic and hydrological applications. *OCEANOBS'09 Conference Proceedings*
- Gaillard F (2012) ISAS-tool version 6 : method and configuration. <http://dx.doi.org/10.13155/22583>
- Henocq C, Boutin J, Reverdin G et al (2010) Vertical variability of near-surface salinity in the tropics: consequences for L-band radiometer calibration and validation. *J Atmos Ocean Technol* 27:192–209. doi: 10.1175/2009JTECHO670.1
- Kessler WS, Cravatte S (2013) Mean circulation of the Coral Sea. *J Geophys Res Oceans* 118:6385–6410. doi:10.1002/2013JC009117
- Lapeyre G, Klein P (2006) Dynamics of the upper oceanic layers in terms of surface quasigeostrophy theory. *J Phys Oceanogr* 36:165–176. doi:10.1175/JPO2840.1
- Lehahn Y, D' Ovidio F, Lévy M, Heifetz E (2007) Stirring of the northeast Atlantic spring bloom: a Lagrangian analysis based on multisatellite data. *J Geophys Res* 112, C08005. doi:10.1029/2006JC003927
- Maes C, Ando K, Delcroix T et al (2006) Observed correlation of surface salinity, temperature and barrier layer at the eastern edge of the western Pacific warm pool. *Geophys Res Lett* 33, L06601. doi:10.1029/2005GL024772
- Maharaj AM, Holbrook NJ, Cipollini P (2009) Multiple westward propagating signals in South Pacific sea level anomalies. *J Geophys Res* 114, C12016. doi:10.1029/2008JC004799
- Marshall J, Shuckburgh E, Jones H, Hill C (2006) Estimates and implications of surface eddy diffusivity in the Southern Ocean derived from tracer transport. *J Phys Oceanogr* 36:1806–1821. doi:10.1175/JPO2949.1
- Morrow R, Le Traon P-Y (2012) Recent advances in observing meso-scale ocean dynamics with satellite altimetry. *Adv Space Res* 50: 1062–1076. doi:10.1016/j.asr.2011.09.033
- Morrow R, Donguy J-R, Chaigneau A, Rintoul SR (2004) Cold-core anomalies at the subantarctic front, south of Tasmania. *Deep-Sea Res I Oceanogr Res Pap* 51:1417–1440. doi:10.1016/j.dsr.2004.07.005
- Picaut J, Hayes SP, McPhaden MJ (1989) Use of the geostrophic approximation to estimate time-varying zonal currents at the equator. *J. Geophys Res* 94:3228–3236
- Picaut J, Ioualalen M, Menkes C et al (1996) Mechanism of the zonal displacements of the Pacific warm pool: implications for ENSO. *Science* 274:1486–1489
- Picaut J, Ioualalen M, Delcroix T et al (2001) The oceanic zone of convergence on the eastern edge of the Pacific warm pool: a synthesis of results and implications for El Niño-Southern Oscillation and biogeochemical phenomena. *J Geophys Res* 106:2363–2386. doi:10.1029/2000JC900141
- Ponte AL, Klein P, Capet X et al (2013) Diagnosing surface mixed layer dynamics from high-resolution satellite observations: numerical insights. *J Phys Oceanogr* 43:1345–1355. doi:10.1175/JPO-D-12-0136.1
- Qiu B, Chen S (2004) Seasonal modulations in the eddy field of the South Pacific Ocean. *J Phys Oceanogr* 34:1515–1527. doi:10.1175/1520-0485(2004)034<1515:SMITEF>2.0.CO;2
- Reid JL (1997) On the total geostrophic circulation of the Pacific Ocean: flow patterns, tracers, and transports. *Prog Oceanogr* 39:263–352. doi:10.1016/S0079-6611(97)00012-8
- Rio MH, Guinehut S, Larnicol G (2011) New CNES-CLS09 global mean dynamic topography computed from the combination of GRACE data, altimetry, and in situ measurements. *J Geophys Res Oceans* 116, C07018. doi:10.1029/2010JC006505
- Rogé M, Morrow RA (2014) Using altimetric Lagrangian advection to reconstruct fine scale SSS fields in the tropical and subtropical Pacific. CTOHIntrenal Report, No. 01–2014


- Roundy PE, Kravitz JR (2009) The Association of the Evolution of Intraseasonal Oscillations to ENSO Phase. *J Clim* 22:381–395. doi:10.1175/2008JCLI2389.1
- Sallée JB, Speer K, Morrow R, Lumpkin R (2008) An estimate of Lagrangian eddy statistics and diffusion in the mixed layer of the Southern Ocean. *J Mar Res* 66:441–463. doi:10.1357/002224008787157458
- Seo H, Jochum M, Murtugudde R et al (2008) Precipitation from African easterly waves in a coupled model of the tropical Atlantic. *J Clim* 21: 1417–1431. doi:10.1175/2007JCLI1906.1
- Sudre J, Morrow RA (2008) Global surface currents: a high-resolution product for investigating. *Ocean Dyn* 58:101–118. doi:10.1007/s10236-008-0134-9
- Sudre J, Maes C, Garçon V (2013) On the global estimates of geostrophic and Ekman surface currents. *Limnol Oceanogr* 3:1–20. doi:10.1215/21573689-2071927
- Webb DJ (2000) Evidence for shallow zonal jets in the south equatorial current region of the Southwest Pacific. *J Phys Oceanogr* 30:706–720. doi:10.1175/1520-0485(2000)030<0706:EFSZJI>2.0.CO;2



## Annexe B

*Article 2 : Using a dynamical advection to reconstruct a part of the SSH evolution in the context of SWOT, application to the Mediterranean Sea*

# Using a dynamical advection to reconstruct a part of the SSH evolution in the context of SWOT, application to the Mediterranean Sea

Marine Rogé<sup>1</sup>  · Rosemary Morrow<sup>1</sup> · Clément Ubelmann<sup>2</sup> · Gérald Dibarboure<sup>3</sup>

Received: 7 November 2016 / Accepted: 22 May 2017  
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2017

**Abstract** The main oceanographic objective of the future SWOT mission is to better characterize the ocean mesoscale and sub-mesoscale circulation, by observing a finer range of ocean topography dynamics down to 20 km wavelength. Despite the very high spatial resolution of the future satellite, it will not capture the time evolution of the shorter mesoscale signals, such as the formation and evolution of small eddies. SWOT will have an exact repeat cycle of 21 days, with near repeats around 5–10 days, depending on the latitude. Here, we investigate a technique to reconstruct the missing 2D SSH signal in the time between two satellite revisits. We use the dynamical interpolation (DI) technique developed by Ubelmann et al. (2015). Based on potential vorticity (hereafter PV) conservation using a one and a half layer quasi-geostrophic model, it features an active advection of the SSH field. This model has been tested in energetic open ocean regions such as the Gulf Stream and

the Californian Current, and has given promising results. Here, we test this model in the Western Mediterranean Sea, a lower energy region with complex small scale physics, and compare the SSH reconstruction with the high-resolution Symphonie model. We investigate an extension of the simple dynamical model including a separated mean circulation. We find that the DI gives a 16–18% improvement in the reconstruction of the surface height and eddy kinetic energy fields, compared with a simple linear interpolation, and a 37% improvement in the Northern Current subregion. Reconstruction errors are higher during winter and autumn but statistically, the improvement from the DI is also better for these seasons.

**Keywords** SSH mapping · Quasi-geostrophy · Future altimetry · Mediterranean sea

## 1 Introduction

The western Mediterranean Sea is known for its dominant mesoscale dynamics, with strong unstable currents along the European and African continental slopes (Millot 1991; Guihou et al. 2013). Observing the mesoscale variability is critical in this region since it plays a key role in the coupled ocean atmospheric system; it impinges on the coastal circulation and has a strong impact on biogeochemical cycles (Pascual et al. 2015). Horizontal currents stirred by the mesoscales are important in the dispersion of pollutants and the monitoring of marine ecosystems. The vertical transport of heat, salt, and nutrients is strongly driven by the smaller-scale dynamics in the fronts and filaments surrounding these mesoscale eddies (Pascual et al. 2015), and within the deep convection cells that form in the Gulf of Lion in winter/spring (Herrmann et al. 2008).

---

This article is part of the Topical Collection on the *48th International Liège Colloquium on Ocean Dynamics, Liège, Belgium, 23–27 May 2016*

---

Responsible Editor: Ananda Pascual

✉ Marine Rogé  
marine.roke@legos.obs-mip.fr

<sup>1</sup> Laboratoire d'Etude en Géophysique et Océanographie Spatiale, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

<sup>2</sup> Collecte Localisation Satellite, 8-10 Rue Hermes, 31520 Ramonville St-Agne, France

<sup>3</sup> Centre National d'Etudes Spatiales, 18 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

Compared to other current systems at mid-latitudes, the mesoscale variability in the Mediterranean Sea has a small Rossby radius of 5–15 km, which varies seasonally with the stratification (Grilli and Pinardi 1998). The small and rapid dynamics of this region are therefore particularly difficult to observe and monitor. Mesoscale dynamics can be studied with satellite SST and ocean color data in clear-sky conditions (Robinson 2010), but the variability is often hidden in winter by clouds and in summer under the more homogeneous warm surface layer. Modeling studies in the Mediterranean Sea are improving in resolution and in their internal physics to allow a better representation of the mesoscale variability (Herrmann et al. 2008; Escudier et al. 2016). However, given the chaotic nature of turbulence, if the objective is to correctly position the eddy field and reconstruct the small-scale dynamics, even a model that is perfectly resolved needs to be compared or combined with accurate and recurrent observations.

The need to observe the ocean dynamics at finer scales had led to the development of the Surface Water Ocean Topography (SWOT) mission, dedicated to observing the 2D SSH signal with an unprecedented spatial resolution using a wide-swath interferometer. This new class of altimeter aims to provide global 2D swath maps of the surface ocean circulation at high resolution down to 20 km wavelength, based on 1 km pixels, and with local swath coverage every 10 days and an exact repeat cycle of 21 days (Rodríguez 2010; Durand et al. 2010).

In the mapping context, the present constellation of altimeters is well adapted to observe the space-time characteristics of the larger mesoscale structures (Fu and Chelton 2001; Morrow and Le Traon 2012). Indeed, large mesoscale eddies evolve fairly slowly ( $>150$  km,  $>15$  days; Chelton et al. (2011) and are adequately sampled by the uneven coverage of the 3–4 altimeter missions currently in operation. Statistical interpolation techniques, such as optimal interpolation (hereafter OI) are well suited for these specific time-space scales, and have been used over the last 20 years to generate 2D continuous gridded products (Le Traon and Dibarboure 1999; Dibarboure et al. 2014). However, a comparison of these altimeter maps with alongtrack altimeter data shows that at smaller scales, in the 65–300 km wavelength band, around 40% of the signal variability is missing in the global mapped products (Pujol et al. 2016).

A regional version of the daily, optimally interpolated sea level anomalies (SLA) maps exists in the Mediterranean Sea, with a grid resolution of  $1/8^\circ$  (Pujol and Larnicol 2005). Since 2001, these interpolated maps from AVISO (<http://www.aviso.oceanobs.com>) use 3–5 satellites, however, because of the altimetric track separation, they have to maintain large, constant spatial and temporal correlation scales (100 km, 10 days). These scales are much larger than the typical Rossby radius in the Mediterranean

Sea. Pascual et al. (2011) compared the regional Mediterranean Sea AVISO altimeter maps with in-situ data and revealed that the altimeter-gridded products do not have sufficient resolution to capture the small mesoscale features ( $<100$  km). Improved altimeter mapping techniques have been proposed in the western Mediterranean Sea. Escudier et al. (2013) developed a two-step optimal interpolation to maintain smaller-scale features around the ground track observations and included a bathymetric correction. Their mapping technique improved the coherence of their mapped spectral content with respect to along-track data, and their products enable smaller features with 25% higher levels of EKE. These modified optimal interpolation techniques are still limited by the scattered spatial and temporal coverage of the altimetric data for long-term analyses of small scale features (Bouffard et al. 2014).

The small SSH features that can be detected today with the 1D along-track data, or in the future with the 2D SWOT data, evolve in a different manner with smaller time scales than the larger mesoscale features (Ubelmann et al. 2015). Due to its longer revisit time to ensure global coverage of the smallest terrestrial water surfaces, the SWOT measurements will provide only snapshots of these small oceanic features. Depending on the latitude, there will be large observation gaps between each swath measurement time. The temporal tracking of small structures which evolve rapidly will be compromised. This contrast between the high SWOT spatial resolution and the lower temporal coverage is conflictual in the perspective of 2D continuous gridded products, especially if we do not want to average out the smaller mesoscale eddy field using a standard statistical interpolation, such as OI.

The present study explores a new technique of dynamical interpolation, to go beyond the classical statistical OI method. The aim is to reconstruct part of the temporal evolution of the smaller, more rapid mesoscale SSH field over a 10-day period, corresponding to the typical observation temporal gap between the SWOT 2D swaths. Our approach uses a dynamical advection that allows features to follow the fluid motion, instead of a linear interpolation with a Gaussian model statistical smoothing, as used in OI. The scheme uses a simple dynamical model that advects the features over a few days, starting from the fine-scale surface SSH dynamics observed at one “snapshot” in time. The dynamics are propagated forward and backward in time, in order to predict the SSH field within the observation gaps. The technique was tested at mid-latitudes in the open ocean by Ubelmann et al. (2015), using a simple 1.5 layer quasi-geostrophic model that conserves the potential vorticity (hereafter PV) without any external forcing. This simple approach requires only SSH data as input, which can be provided directly by altimetry, and one physical parameter, the Rossby radius. In their Gulf Stream investigation,



Ubelmann et al. (2015) showed that dynamic interpolation was efficient in reconstructing the mesoscale field down to 80 km wavelength over gaps shorter than 20 days, compared to the 180 km features reconstructed with linear interpolation in the open ocean. This efficiency mainly resides in the capacity of the quasi-geostrophic model (hereafter QG) to capture the first baroclinic Rossby radius of deformation, which is the main dynamical mode in SSH observed by the altimeters and one of the dominant modes in most oceanic regions (Wunsch 1997).

The purpose of this present study is to investigate this dynamical interpolation technique compared to a linear interpolation in the more complex region of the western Mediterranean Sea, which presents moderate mesoscale activity at smaller scales and is a potential SWOT ocean calibration site. We will investigate an extension of the simple dynamical model including a separated mean circulation, which is closer to the altimetric setup using a different mean product compared to the variable field. Our main objective is to explore how the small-scale, rapidly evolving structures measured along the conventional altimetry tracks or SWOT swaths can be projected dynamically into the observation gaps. In this paper, we will start by using model-simulated SSH fields, which allow us to focus on the errors associated with the reconstruction technique. In future work, we will test this technique using more realistic along-swath data and errors.

The article is organized as follows. We first present the mesoscale characteristics of the Western Mediterranean Sea study area in Section 2.1 and highlight the differences of this region compared to a mid-latitude open ocean zone. We then present the Symphonie model used to generate synthetic data for our study plus its validation with past studies and altimetric mapped products in Section 2.2 and evaluate the dominant vertical modes in the region in Section 2.3.

Section 3 details the method of interpolation and the quasi-geostrophic model used for the dynamical advection. The results are given in Section 4 and we discuss the limits and performances of the technique in Section 5 before concluding and giving some perspective in Section 6.

## 2 Region of interest and synthetic data

### 2.1 Background of the mesoscale circulation

The Mediterranean Sea is a mid-latitude semi-enclosed sea connected to the North Atlantic by the Straits of Gibraltar and is composed of two basins connected to each other by the Straits of Sicily. In our region of interest, in the western part of the basin, strong winds such as the Mistral and Tramontane in the North or the Sirocco in the South largely constrain the oceanic circulation. The Mediterranean Sea is characterized by complex physical processes covering a large spectrum of spatial and temporal variability (Malanotte-Rizzoli et al. 2014) and is composed of multiple interacting scales, from the basin scale to the shortest mesoscale structures in interaction with the bathymetry. This is illustrated in Fig. 1 (after Escudier et al. (2016) showing a schematic of the mean surface circulation in the western Mediterranean Sea. There is significant seasonal, inter-annual, and multi-annual variability with strong energetic processes especially during winter. The region's complexity and interacting scales result from the various driving forces, including the strong surface forcing, topographic, coastal and island influences, and internal dynamical processes (Petrenko 2003; Petrenko et al. 2005). The Rossby radius of deformation which defines the dominant scales of mesoscale activity is relatively small (around 6 km in the North and 15 km in the South), especially compared to



**Fig. 1** Bathymetry of the study area with dynamical features superimposed (after Escudier et al. 2016, adapted from Millot)

other regions at the same latitude such as the Gulf Stream. Thus, the small, rapid mesoscale dynamics are particularly challenging to monitor in this region.

The western Mediterranean Sea is commonly subdivided into five smaller basins. The Alboran Sea at the entrance near the Straits of Gibraltar has been largely studied by altimetry, in situ measurements and modeling, and presents two large anti-cyclonic gyres with two different regimes (Renault et al. 2012; Peliz et al. 2013). A frontal jet with a width of 15–20 km flows eastward within the upper 100 m as a marked meandering current around these two gyres, with ageostrophic processes dominating within the frontal jet and quasi-geostrophic processes surrounding the jet (Oguz et al. 2014). This Algerian Current (hereafter AC) flows eastward along the African coast in the Algerian basin where it is subject to instabilities which lead to anticyclonic eddies (Taupier-Letage and Millot 1988) that can have a deep extension (Ayoub et al. 1998; Ruiz et al. 2002). These large mesoscale eddies, with diameters around 100–200 km and long lifetimes (up to 3 years) (Puillat et al. 2002), are mainly generated by baroclinic instabilities (Millot 1985). These Algerian eddies are also the primary source of the mesoscale activity in the Algero-Provencal basin, with some additional barotropic anticyclonic eddies formed near Sardinia (Testor and Gascard 2005). In general, these larger mesoscale eddies in the South are well observed in altimetric maps.

The northern part of the basin has a more complex bathymetry and also a strong spatial and seasonal variability of its mixed layer depth, with deep convection zones in the north off the continental shelf of the Gulf of Lion (hereafter GoL; Herrmann et al. (2008)). The Ligurian Sea and the Gulf of Lion are strongly constrained by atmospheric forcing and mainly dominated by a large cyclonic gyre (Pinaridi et al. 2006). This gyre is bordered to the north by an intense narrow along-slope current, called the Northern Current (Fig. 1), flowing westward along the European coasts with a width of 10–20 km. Modeling studies show that this current undergoes strong seasonal variations and develops meanders and eddies varying from 10 to 100 km due to barotropic instabilities or a combination of barotropic and baroclinic instabilities (Crepon et al. 1982; Sammari et al. 1995; Flexas et al. 2002). These scales are not well captured with the regional mapped altimetry data. This mesoscale activity, detected by satellite images, in situ campaigns or modeling, is relatively weak during spring and summer, increases rapidly in autumn to a maximal intensity in winter, and decreases thereafter (Robinson 2010; Taupier-Letage and Millot 1986; Alberola et al. 1995; Font et al. 1995). In situ campaigns have focused on mesoscale and sub-mesoscale eddies (Gascard 1978; Testor and Gascard 2005), with features around 40 to 80 km (Crepon et al. 1982; Millot 1991). Flexas et al. (2002), confirm large meanders larger than

60 km wavelength from AVHRR data and Petrenko (2003) observed meanders about 70 km wavelength analyzing in situ campaigns.

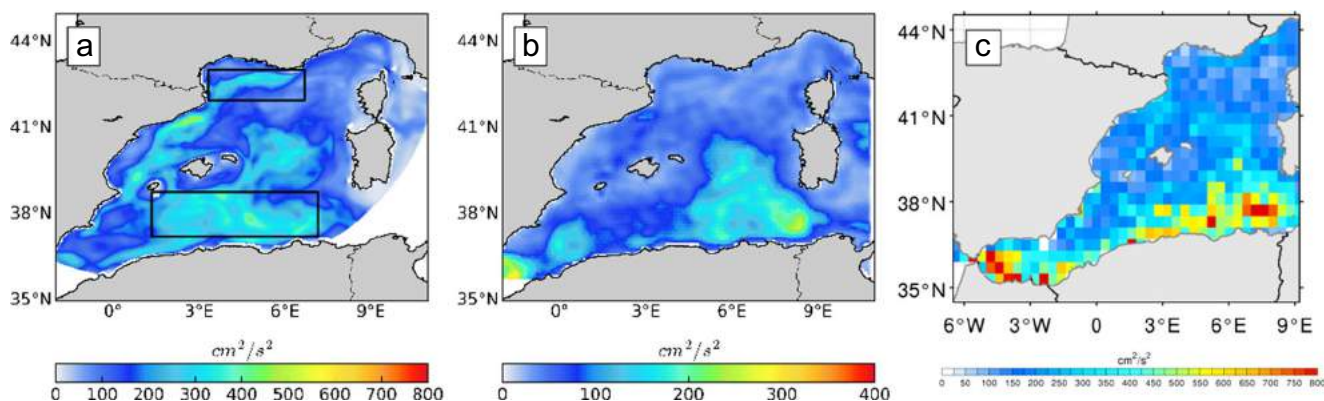
The Northern Current continues into the Balearic Sea, with one branch flowing southwestward along the Catalan coast and another flowing eastward along the Balearic Islands (Fig. 1). These two branches of the current are mainly in geostrophic balance; however, near the slopes, the frontal dynamic instabilities can generate mesoscale eddies and filaments (Rubio et al. 2009) that modify the regional circulation. In addition to the instabilities of the Balearic current, a negative wind stress curl can lead to anticyclonic eddies that have been detected by altimetry and in situ measurements (Pascual et al. 2002; Hu et al. 2011).

Most of these studies in the Mediterranean Sea highlight that mapped satellite SST or SSH data are insufficient to monitor the evolution of the smaller mesoscale dynamics and should be combined with in situ measurements and high-resolution numerical simulations to study these scales. In our investigation, we analyze the dynamic interpolation reconstruction over the entire western basin of the Mediterranean Sea and also concentrate on two different regions in this basin, in the GoL in the northern region characterized by smaller instabilities and the Algerian basin with larger instabilities (see black boxes on Fig. 2a).

## 2.2 Synthetic data: Symphonie model used as reference

The high resolution SWOT 2D SSH fields will only be available in 2021. In order to verify the capabilities of the dynamical interpolation technique in this region, we need to generate a synthetic data set, using a high-resolution numerical simulation as reference. For this, we use the Symphonie model, a primitive equation ocean circulation model developed by the SIROCCO community (Marsaleix et al. 2008, 2009, 2012). The simulation used for the present study is in a Boussinesq hydrostatic framework, with a free surface. It extends throughout the western part of the Mediterranean Sea (Fig. 2a), from Gibraltar to the Tyrrhenian Sea [2W-11E, 35-45N]. A C-grid is used for the horizontal spatial discretization (Arakawa and Suarez 1983) with curvilinear coordinates (from 0.6 to 6 km) and hybrid sigma coordinates are used in the vertical, with 40 levels. The open boundary conditions are derived from the MFSTEP version of the OPA/NEMO model and the atmospheric forcing is from the French regional model Aladin at Mo-France. The following study is based on the period from January 2007 to December 2011. We use surface SSH fields re-interpolated onto a regular grid resolution of  $1/25^\circ$ .

The Symphonie model has had extensive validation for coastal and sub-mesoscale applications in the Western Mediterranean Sea, including for the circulation on the Gulf of Lion plateau (Estournel et al. 1997). A recent version



**Fig. 2** Mean EKE computed from geostrophic velocities over the period 2007–2011 for: **a** Symphonie simulation, **b** Regional AVISO products. **c** Mean EKE computed from velocities over the period 1992–2012 from surface drifter data (after Escudier et al. 2016). Drifters

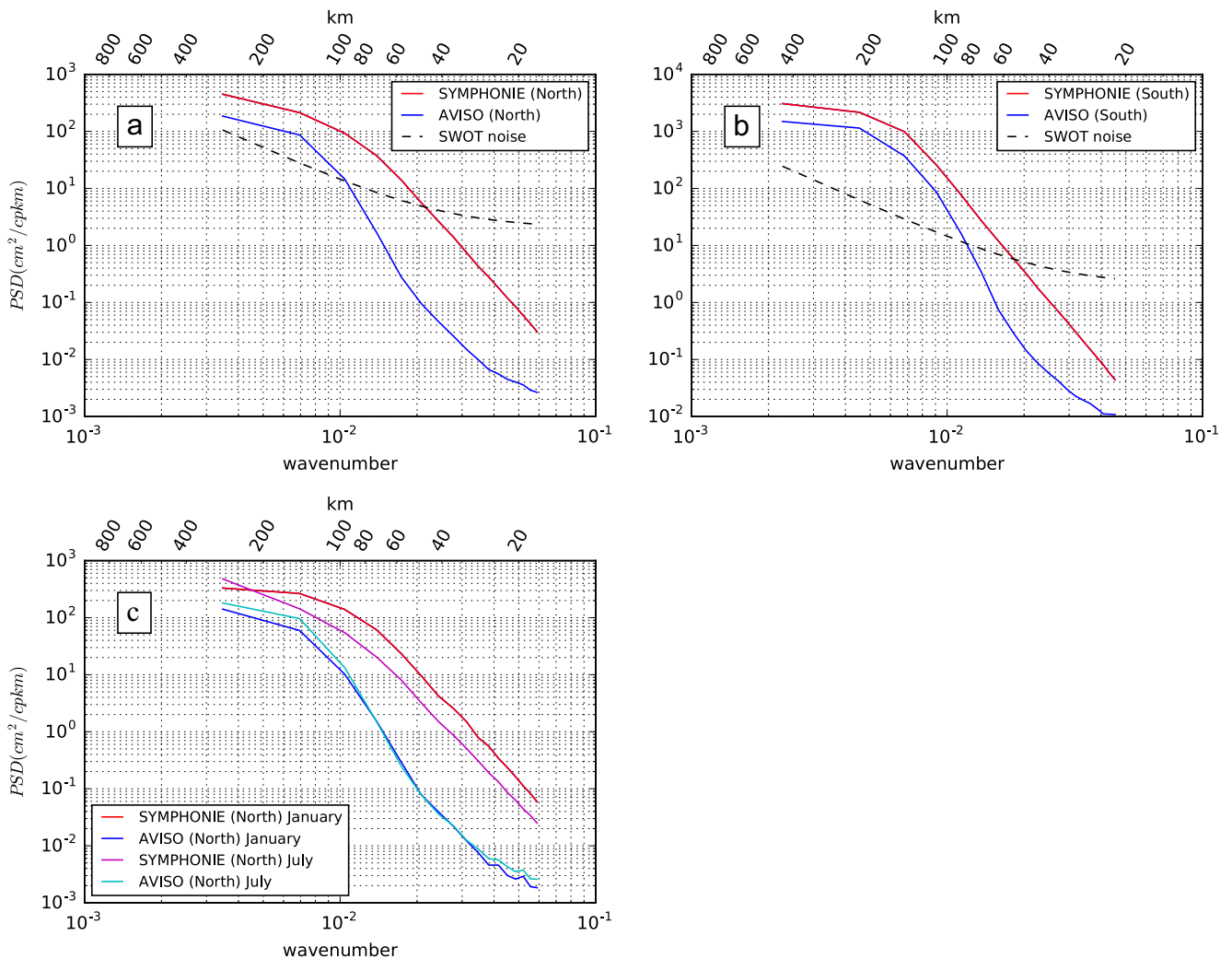
come from the database compiled by Poulain et al. (2012). Black boxes indicates two specific regions analyzed in more detail in the article. Units are in  $\text{cm}^2/\text{s}^2$

of the model has been used to study the sub-mesoscale circulation in the north western Mediterranean Sea during episodes of convection, including the analysis of small post convective sub-mesoscale coherent vortices in the Mediterranean Sea (Damien 2015) and validated against in situ data. Due to its accurate spatial and temporal representation of dense water formation, the Symphonie model is used as a high-resolution reference for low-resolution regional climate models (Estournel et al. 2016). Our version of the Symphonie model has been recently used to study the spatio-temporal structure of the coastal circulation in the North Western Mediterranean Sea (Birol and Delebecque 2014). They find a good statistical agreement between the along-track altimetric data and the model, down to the scales 70 km resolved by along-track data. Their analysis confirms the strong seasonal variability of the coastal circulation in both the altimetric and modeled fields.

Figure 2 compares the mean eddy kinetic energy (hereafter EKE) calculated using the geostrophic approximation from the Symphonie simulations (Fig. 2a) and from the AVISO regional altimetric gridded products (Fig. 2b). Figure 2c shows the surface drifter EKE data, after (Escudier et al. 2016), from the database compiled by Poulain et al. (2012). These data are computed from total surface drifter velocities, interpolated, low-passed filtered at 36 h and sub-sampled every 6 h, and they include the wind-driven flow. As noted by Escudier et al. (2013, 2016), the regional AVISO maps (Fig. 2b) largely underestimate the surface EKE compared to the surface drifters (Fig. 2c), especially in the northern region. Given that the AVISO maps only represent the smoothed larger eddies  $>150$  km wavelength, most of this missing energy is from smaller-scale dynamics. The mean EKE of the surface drifter data is closer to the modeled Symphonie EKE, with values exceeding  $300 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  west of the Balearic Islands and in the Algero-Provencal basin. The pattern of lower EKE south of

the Balearic Islands is also reproduced by the model. South of  $38^\circ\text{N}$ , the drifter EKE generally exceeds  $400 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  in the region of high-modeled EKE along the Algerian Current. The drifter EKE reaches values of  $800 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  close to Gibraltar and Tunisia, both regions being at the limit of our model domain. Although the EKE in the Balearic basin and in the Ligurian Sea have comparable values in the model and drifter data, the Northern Current in the Gulf of Lion is more energetic in the model. These differences between the drifter data and the model could be due to several effects. Firstly, the observation period is not the same; drifters are collected over many decades. Drifters can under-sample in space and time compared to the regular model sampling. The drifters may overestimate the EKE due to residual wind-driven and ageostrophic currents, which are not present in the altimetry maps. The Symphonie model shows stronger energy along the continental slope associated with the Northern Current, which has consistent values in the seasonal mean compared to along-track altimetry (Birol and Delebecque 2014) but the model may overestimate the finer-scale energetic processes in the GoL.

The difference between the Symphonie model and the AVISO regional maps can also be quantified by their mean power spectral densities of the SLA. Figure 3 reveals that the model has more than twice the energy of the mapped altimeter data at all scales, both in the GoL region (Fig. 3a) and in the Algerian Basin (Fig. 3b). There is a strong drop in spectral energy at around 150 km wavelength in the gridded altimeter maps, whereas the model exhibits higher spectral energy at wavelength ranging from 30 to 150 km. In the Southern Algerian domain, the spectral energy is much higher at 200 km wavelength than in the Northern Current region, in both the model and mapped altimeter data, due to the predominant larger-scale eddies (Ruiz et al. 2002). There is considerable seasonal variation in both regions; Fig. 3c shows the seasonal variations in spectral energy in



**Fig. 3** Mean zonal power spectral density of the SLA from the Symphonie model (red lines) and AVISO regional altimetric maps (blue lines) over the five year period (2007–2011) in: **a** the subregion of the Gulf of Lion; **b** the subregion of the Algerian Basin. **(c)** same as **(a)**

but averaged over mean January and July months. (See black boxes on Fig. 2a for the regions used). The black dashed line represents the expected noise of SWOT

the Northern GoL region. The Symphonie model captures the higher energy over scales <150 km in winter, as shown in in situ studies (Damien 2015). In contrast, the AVISO maps show no significant seasonal variation.

The predicted global error levels for the SWOT mission are also shown on Fig. 3a, b, (SWOT error levels are from the SWOT Requirements Document on the SWOT website: [swot.jpl.nasa.gov](http://swot.jpl.nasa.gov)). If the Symphonie model energy levels are realistic; we can see that SWOT should resolve the dynamics of the energetic southern zone down to 55 km, whereas in the less energetic northern zone, SWOT may resolve out to 45 km. The real SWOT errors will certainly have geographical variability and may differ in the Mediterranean Sea from this global average estimate. However, for our study, this gives us guidelines that we need to focus on the reconstruction of scales from 150 to 40–50 km in

wavelength. This lower limit corresponds to feature scales of 20–25 km in diameter.

In summary, these comparisons highlight that the Symphonie model has reasonable energy levels compared to surface drifter data and realistic patterns of variability (although with more energy along the slope current region of the Northern Current). Secondly, significant energy is present at scales from 30–150 km, which will be important to test the temporal reconstruction in the perspective of future SWOT observations.

### 2.3 Evaluation of the dominant modes

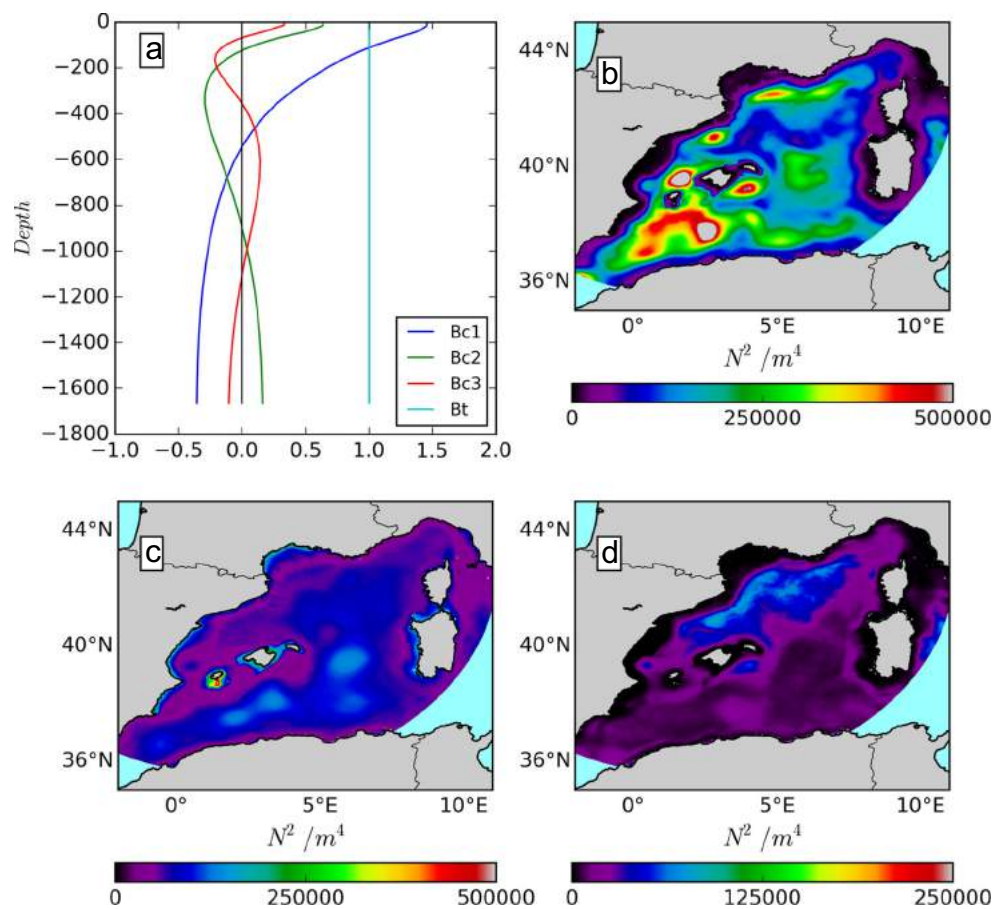
The dynamical interpolation scheme of Ubelmann et al. (2015) is based on a one and a half layer quasi-geostrophic model, so it performs well when the circulation is well

constrained by the first baroclinic mode. In the Mediterranean Sea, Pinaridi et al. (2015) highlight the importance of the barotropic component of the basin scale mean circulation and assume that the surface circulation is strongly connected to the barotropic flow field. Hence, to test whether the half and one layer QG assumption is appropriate for the western Mediterranean Sea, we analyzed the vertical mode structure in our region based on the Symphonie model. The decomposition into vertical modes of the pressure variables is made at each point of the model domain and at each day over the studied period. The classical method to determine the value of these modes is to linearize the quasi-geostrophic PV equations. We apply a method of separation of variables in the horizontal and vertical directions, leading to a Sturm-Liouville problem for the vertical terms (e.g., Gill 1982). Standard normal modes are derived as eigenmodes, with their structure set by the vertical stratification, in our case derived from the model. Solutions of the Sturm-Liouville problem are a set of orthogonal modes representing the barotropic and baroclinic modes. Figure 4a shows an example of the vertical modes obtained for the decomposition of average stratification around 5° E–42.5° N during January 2009 (F. Lyard, personal communication). Lower panels in

the Fig. 4 represent the mean amplitude of the pressure (as a proxy for SSH) for the barotropic and the two first baroclinic modes, calculated at each point over the basin over the 5-year period. We note the dominance of the first baroclinic mode (Fig. 4b) especially in the south eastern region near the Balearic Islands, in the Algerian current and along the Liguro-Provencal current in the North. The barotropic mode is not negligible, with a stronger signature along the coastal shelves and at larger scale in the central part of the basin (Fig. 4c). The second baroclinic mode (Fig. 4d) and thus the other baroclinic modes are much less important.

This analysis suggests that the first baroclinic mode dominates in the western Mediterranean Sea, so the simple dynamical interpolation based on the one and a half layer model can be explored. However, in the shallow coastal regions where the barotropic mode is more active, a lower performance is expected. We note that this vertical mode analysis covers all time scales. In the following analysis, the modes that develop rapidly over the 10-day QG model integration period will have the strongest impact on the reconstruction. The longer time scale and temporal mean modal structure should be well captured every 10 days by the observed SSH field.

**Fig. 4** a Mean vertical modal structures for the four first modes computed from the Symphonie model. Values are averaged over January 2009 around 5° E–42.5° N and normalized with the barotropic mode equal to one; variance of the amplitude of the pressure over the period 2007–2011 for: b the first baroclinic mode; c the barotropic mode; d the second baroclinic mode. Units are in  $N^2/m^4$



### 3 QG interpolation method

#### 3.1 Dynamic approach compare to a linear interpolation

Another approach is to use a QG model. The simple dynamic equations based on PV conservation allow us to reconstruct the temporal evolution of the SSH features. The geostrophic currents determined from the initial SSH field are used to compute the PV which is advected at each time step. Then, we determine an estimate of the new SSH field at each time step using an elliptic inversion of the PV equation. In the absence of diffusion and other irreversible terms of a primitive equation model, this dynamic model can be run forward or backward in time from an observed data field. In our case, we will advect the QG model forward in time starting from the full SSH field set on the first day, and backward in time from the SSH field set on the tenth day. The dynamical interpolation field is then the weighted combination of the forward and the backward estimate. The simple advection from the QG model will generate smoother intermediate fields than for the Symphonie model which includes more complex physical processes, but we expect the smaller mesoscale structures to be well positioned. In the following study, the skill of the DI will be compared to the skill of the LI, in order to reconstruct the SSH and geostrophic velocity fields between the two observed fields.

#### 3.2 Quasi-geostrophic model: analytical equations

The quasi-geostrophic approximation can be used to resolve and predict the large part of the flow evolution that is close to geostrophic balance and is based on small departures from this geostrophic balance. The QG equations approximate the oceanic flow assuming a small Rossby number, small variations in the fluid depth compared to its total depth, small variations in the Coriolis parameter, and with the time scale considered as the advective time scale. Based on the PV conservation, it provides a first-order approximation of the surface oceanic evolution on a time scale of a few days and is not costly to run.

##### Version QG1L2015

We first apply the same model used by Ubelmann et al. (2015) for open ocean conditions. It assumes that the QG dynamics are dominated by the first baroclinic mode and neglects mixing and inputs from the forcing terms due to the short time scales considered (5–10 days). We apply the beta-plan approximation of the Coriolis parameter:  $f = f_0 + \beta y$

The equation for the evolution of the total vorticity governing the quasi-geostrophic dynamics is:

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla q = 0 \quad (1)$$

with the PV defined as

$$q = \nabla^2 \psi + \beta y - \frac{\psi}{L_R^2} \quad (2)$$

This simple model has only one parameter to fix,  $L_R$  the first Rossby radius of deformation. The stream function  $\psi$  is directly obtained from the input SSH field:

$$\psi = \frac{g}{f} SSH \quad (3)$$

##### Version with Reynolds decomposition

Over these short advection times of 5–10 days, the mean current can be critical for the advection and displacement of eddies (Killworth 1997). However, with the future SWOT data and all altimetry data, the mean SSH and geostrophic current are less accurate than the variable component, due to errors in the marine geoid at small scales. So, it is useful to separate their contribution within the model advection. We can decompose the QG PV Eq. 1, using Reynolds decomposition:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{q} + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla q' + \mathbf{u}' \cdot \nabla q' = 0 \quad (4)$$

This allows us to isolate the mean part of the ocean circulation ( $\bar{\mathbf{u}}$ , equivalent to a mean geostrophic current) from the fluctuating part ( $\mathbf{u}'$  derived from SSH' or SLA) which is accurately observed by satellite altimetry. An advantage of this Reynolds decomposition is to implicitly account for any mean forcing contribution during the advection.

As in Arbic and Flierl (2003, 2004), this mean term is taken to be zero although the eddy-mean interactions remain in the equation. Physically, this assumes that the mean SSH does not evolve through large-scale PV conservation, but is permanently maintained by a large-scale forcing that is unresolved in this setup, but is introduced as part of the observations. Thus, the equation we use for this Reynolds decomposition version is the following:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla q' + \mathbf{u}' \cdot \nabla q' = 0 \quad (5)$$

As in the first version used in Ubelmann et al. (2015), these model runs only require the first Rossby radius of deformation as an input parameter.

#### 3.3 Numerical setup

##### Study case

At the mean latitude of the western Mediterranean Sea (~40°N), a SWOT measurement is expected every 10 days. For this first demonstration of the DI, we do not take into account the realistic satellite swath positions giving inhomogeneous sampling in space and time. Instead, we concentrate on the temporal reconstruction, by providing the modeled SSH fields over the entire western Mediterranean Sea every 10 days. The QG model was run forward

and backward over a 10-day observation gap, over the 5-year period from 2007 to 2011. We focus our analyses on the skill of the reconstruction on the fifth day, which is the worst case where the expected error is the highest, being farthest in time from the observations.

**Parameter estimations**

The only parameter we need to specify for the dynamical interpolation is the Rossby radius of deformation. The full Symphonie model allows us to calculate the spatial and temporal variations of this parameter, based on the model's vertical stratification, using the technique described by Chelton et al. (1998). Figure 5 shows the Rossby radius of the first baroclinic mode over the model domain, for winter (January; left) and the end of summer (September; right). In winter, the Rossby radius varies from 6 km on the shelf in the GoL to 14 km in the AC, with a quite complex spatial structure related to the complex vertical stratification, including the deep convection cells in winter. In summer, the Rossby radius varies from 12 km in the offshore GoL to 18 km in the AC. For numerical stability, in our QG model, this parameter cannot vary spatially and has to be set as constant over the domain. We tested the sensitivity of our model reconstruction errors to various  $L_R$  values, in different boxes and for the different seasons. The optimal value we retained was a Rossby radius of deformation of 6.5 km for the entire western Mediterranean basin over all seasons. This  $L_R$  value is smaller than the mean Rossby radius over the western Mediterranean Sea (5–15 km; Fig. 5). Since we are only advecting the flow over short time scales (<10 days), this choice of the smaller Rossby radius is most efficient in constraining the smaller, rapid anomalies.

We also tested three different options for the mean current, one with a mean climatological SSH computed from a 5-year mean (2007–2011), one using a seasonal mean SSH averaged over these 5 years and a third case using a

monthly variable mean SSH value. Once again, sensitivity studies were run to test the reduction in reconstruction error over the entire western Mediterranean Sea, depending on our choice of mean SSH. The value which gave the best results was the seasonal mean SSH, so hereafter, only results from this choice are presented. This version is be called QG1LseasMSSH.

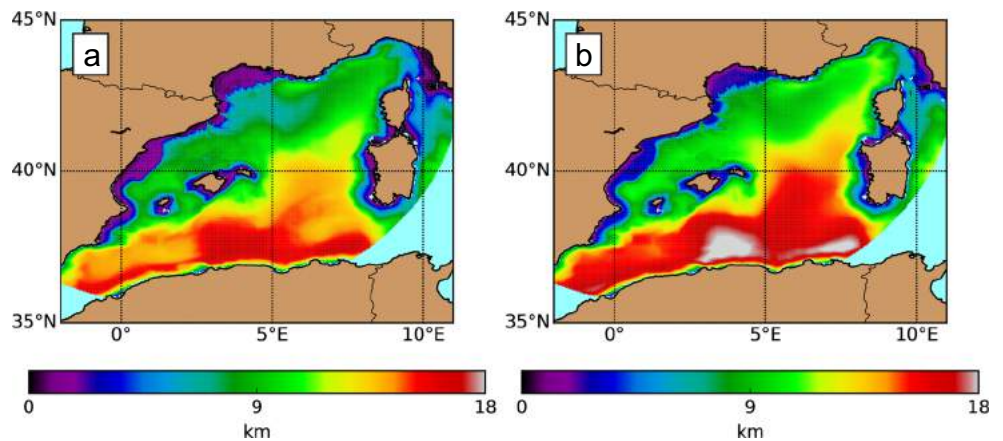
**4 Results**

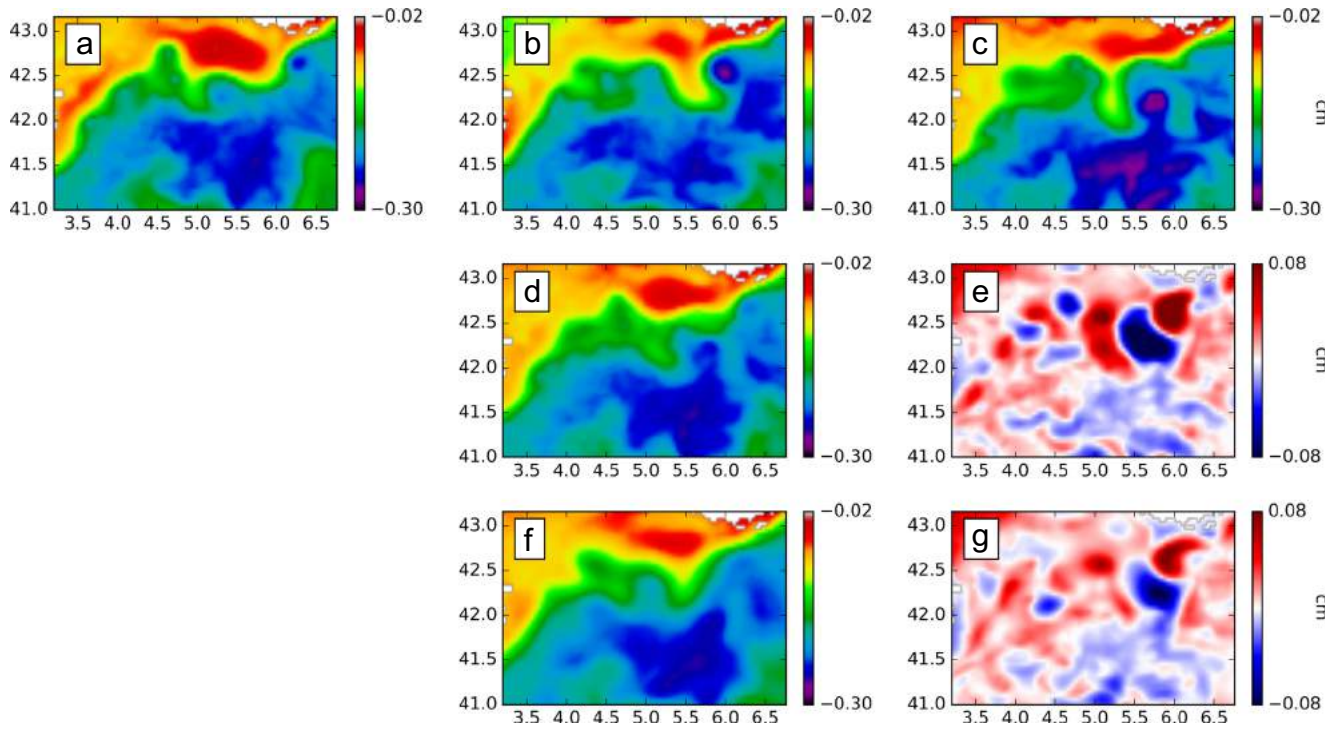
**4.1 Illustrations of the DI method**

We start by presenting one example to demonstrate the improvements of the DI estimate compared to the standard LI estimate over a 10-day period. Figure 6 (upper panel) shows the temporal evolution of the Symphonie model's "true" SSH fields over a 10-day period in the Northern GoL during winter, SSH being the input field for the QG model. The modeled geostrophic EKE over the same 10-day period is also shown in Fig. 7 (upper panel) to highlight the effects on the derived surface current field which we also aim to improve. For both of these parameters, the reconstruction is performed over a 10-day gap, and for the DI method, we illustrate with the QG1LseasMSSH version. This illustration spans the period 8–18th February 2010, during the winter season when the smaller mesoscale activity is energetic.

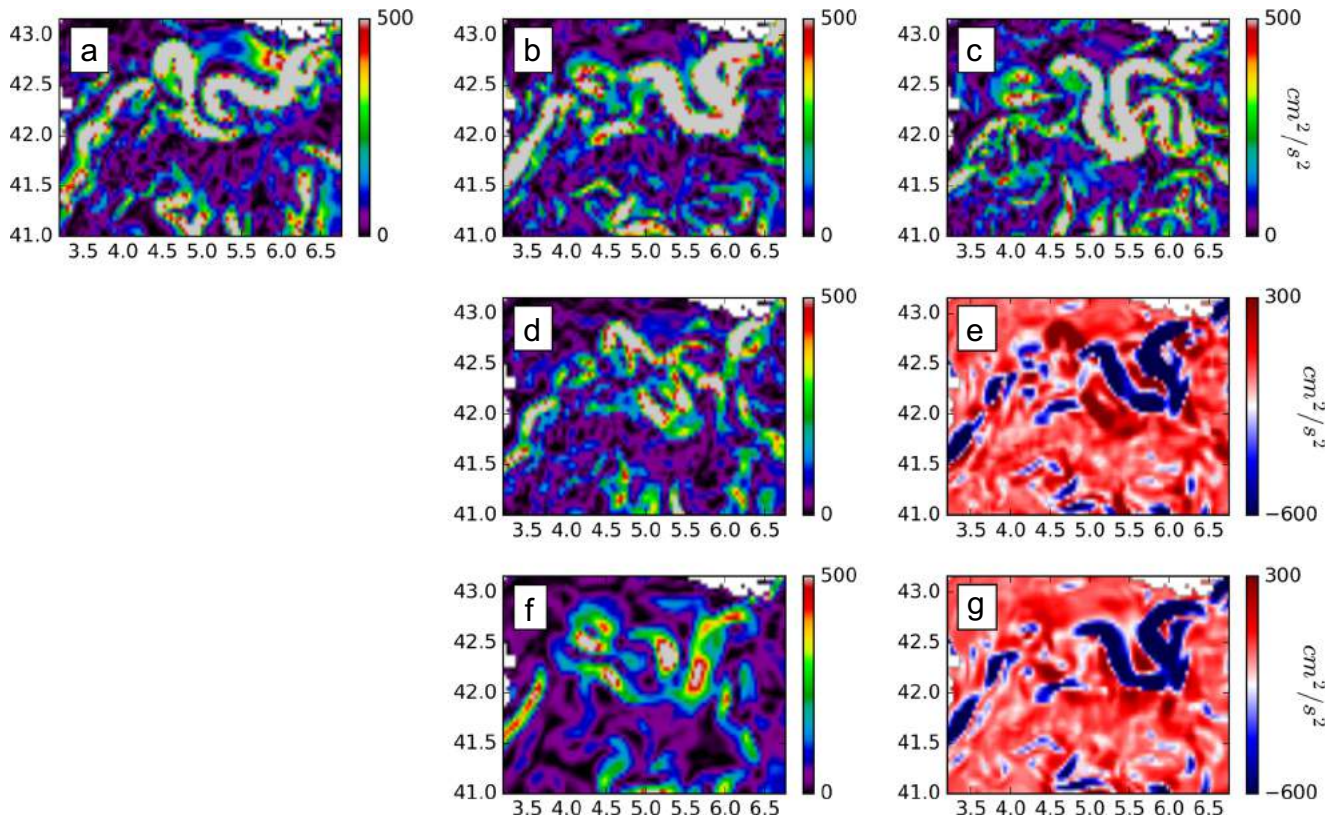
The LI reconstructed fields (middle panels) and the DI reconstruction (lower panels) correspond to the SSH/EKE snapshots at time T5. As explained above, this SSH field at T5 is constructed from the weighted average of a forward QG model run from T0, and a backward QG model run from T10. As such, it represents the maximum time difference away from the observed fields, when the reconstruction error is expected to be the largest. The errors of the LI and DI estimates at T5 are calculated with respect to the

**Fig. 5** Mean Rossby radius calculated from the Symphonie model over 2007–2011 for: **a** January; **b** July





**Fig. 6** a–c SSH from the Symphonie model in the subregion of the Gulf of Lion over 10-days from **a** T0 on February 8th, **b** T5 on February 13th, **c** T10 on February 18th, 2010. **d** Linear estimation at T5 from (a) and (c). **e** Difference between LI (d) and the “truth” (b) at T5. **f** Dynamic estimation at T5 from (a) and (c). **g** Difference between DI (f) and the “truth” (b) at T5. Units are in meters. DI estimate is computed from the QG1LeasMSSH version



**Fig. 7** As in Fig. 6, but for geostrophic EKE variable. Units are in  $m^2/s^2$



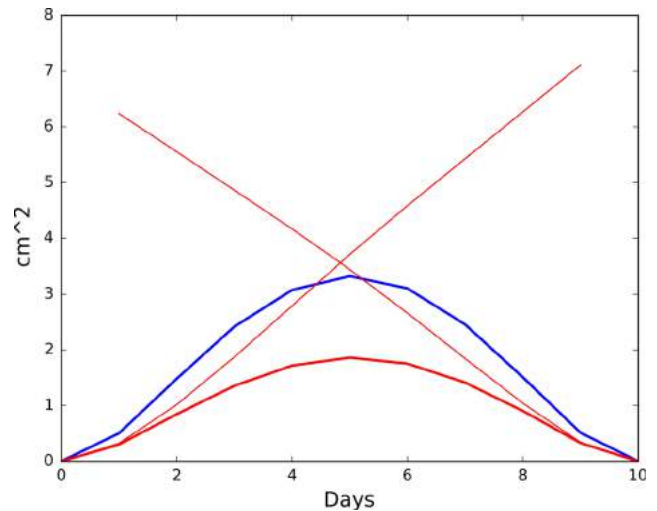
full Symphonie model fields used as the “truth” and are also shown in the figure.

In this region of the GoL, the largest SSH anomalies and EKE values are centered around the meandering Northern Current near 42.5° N. Figure 6 shows that on 8th Feb, a series of cyclonic eddies are apparent along the Northern Current, at 4.7° E, 5.4° E, and 6.3° E. As the system evolves rapidly to the west, the western cyclonic meander extends onto the shelf near 4° E by 18th Feb. The two cyclones to the east move around an elongated anticyclonic meander around 5.6° E on 13th Feb, which pinches off a weaker anticyclone by 18th Feb. The diameter of these modeled SSH features are 30–40 km, and they are advected, rotated, and displaced westward by nearly 50 km over the 10-day period. The modeled EKE field (Fig. 7, upper panel) shows the rapid evolution of these meandering structures over the 10 days; the SSH gradients are generating geostrophic EKE values reaching 400 cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> with a rapid evolution.

As expected, the LI estimate smooths both the amplitude and the gradients of these rapidly evolving structures, as a linear fit between T0 and T10. The eastern cyclone at 4.6° E was strong in the initial conditions and remains present in the LI field at its original position at T5, instead of propagating rapidly westward. The DI allows a better representation of this westward advection. The pinching off of the anticyclone near 5.6° E at T5 is also better represented by the DI and smoothed out in the LI reconstruction. The DI provides a better estimate of the positions of the main eddy features, and the meandering SSH gradients around these features, although due to the simpler QG dynamics, its amplitude is weaker than in the true field at T5. This improvement in the DI is quantified by the error maps, which show lower errors in the DI reconstruction for this case.

If we focus on the EKE fields on Fig. 7, we again note that the two reconstruction estimates have a weaker amplitude than the true field. This is classical for a linear interpolation which tends to average the two fields and reduce the energy. For the DI method, this weaker amplitude is mainly due to the missing physics in our QG model, such as the frontal instabilities that would drive the pinched off meander. The DI reconstructed geostrophic EKE field (Fig. 7f) represents a smoothed version of the “true” field in Fig. 7b, with weaker elongated meanders, which lead to quite large EKE errors (Fig. 7g). In contrast, the LI geostrophic EKE field represents the sum of half the energy at T0 and T10; in this rapidly evolving case study, the LI EKE at T5 is split into a myriad of small anomalies, offset from their “true” laterally advected position, leading to even larger errors (Fig. 7e).

This example shows results from SSH fields separated by a 10 day gap, which is the most challenging case for the typical revisit times for SWOT sampling at these latitudes. Figure 8 illustrates how the variance of the error evolves as



**Fig. 8** Mean variance of the residual error (y axis) of the LI estimate (thick blue) and the DI estimate (thick red, QGILseasMSSH) over 10 day time windows, calculated over the western Mediterranean over 5 years. The red thin curves are the residual errors of the forward and backward estimates of DI

a function of time during this 10-day time window, averaged over the western Mediterranean domain and the 5-year period. The light red curves show the variance of the error of the individual backward and forward advectations compared to the true fields. Around the mean date at T5, the backward and forward error fields have nearly symmetric profiles, so that a simple weighted combination of the two estimates can be used for the DI reconstructed fields. The weighted average of the LI error fields (in blue) is twice as large as the DI error fields (in red), and for both techniques, the error is lower when the reconstructed field is closer to the observed field.

These Figs. 6 and 7 demonstrate the improvement of the DI approach compared to the LI method for this region during a period of energetic sub-mesoscale structures in late winter, when we do not have continuous data sampling in time. In the next sections, we propose a more quantitative analysis of the improvements and statistics of the DI reconstruction method.

#### 4.2 Evaluation of the improvement reconstruction techniques

To evaluate the efficiency of the different reconstruction techniques, we compute a series of metrics. The first metric is the percentage of improvement of the DI reconstructions compared to the LI estimates for the two variables SSH and EKE, using the following formulation:

$$\text{perf} = \frac{\text{variance}(LI_{\text{error}}) - \text{variance}(DI_{\text{error}})}{\text{variance}(LI_{\text{error}})} \quad (6)$$

**Table 1** Five year mean gain in % increase in performance for the two versions of the DI reconstructions compared to the LI estimates, and the 5-year seasonal average of the % increase in performance over the entire region of western Mediterranean Sea

	5 years	Winter	Spring	Summer	Autumn
SSH					
EKE					
QG1L2015	15.7	21.5	12.4	9	11
	14.8	15	12.5	11.6	14.8
QG1LseasMSSH	16.3	22.3	12.6	10.5	11.7
	15	15.2	12.6	12	15.3

SSH statistics on the upper line, EKE on the lower line. Winter: Jan-Feb-Mar; Spring: Apr-May-Jun; Summer: Jul-Aug-Sep; Autumn: Oct-Nov-Dec

with

$$LI_{\text{error}} = LI - \text{Symphonie} \quad (7)$$

and

$$DI_{\text{error}} = DI - \text{Symphonie} \quad (8)$$

Mean statistics of performance are given for the two versions of the DI described in Section 3.2 (Table 1). Analyses of the spatial and temporal variations are given in Section 4.3. Firstly, the QG model version based on the Ubelmann et al. (2015) accomplishes the bulk of the improvement compared to the LI estimate. This model configuration achieves 16% improvement over the 5 years in SSH for the entire region, and 15% improvement in EKE (Table 1). Statistics are also shown for the Northern GoL region (Table 2) in order to highlight the efficiency of the method in this part of the basin with energetic small-scale structures, compared to the global area. For the Northern GoL subregion, the improved performance reaches 36% in SSH and 21% in EKE averaged over the 5 years (Table 2). Still using the 1-layer QG model, but applying the Reynolds decomposition and using the annual MSSH gives us a slight 1–2% improvement in the results. The best performance for the 5-year mean statistics is gained when using the seasonally varying MSSH in the second configuration of the QG, with a Reynolds decomposition, for both the SSH and EKE and over the two regions. The gain in performance is higher in winter than in summer with only a 10% improvement in SSH in summer, compared to more than 22% improvement in winter on the entire region and up to 45% in the subregion of the North.

**Table 2** Five-year mean gain in % increase in performance for the two versions of the DI reconstructions compared to the LI estimates, and the 5-year seasonal average of the % increase in performance over the sub-region of Northern Current in the Gulf of Lion zone

	5 years	Winter	Spring	Summer	Autumn
SSH					
EKE					
QG1L2015	36	45	29.3	17.5	30.9
	20	19	22.7	17.9	25.5
QG1LseasMSSH	37	46.5	29.5	19	32.2
	21.2	19.8	22	19.2	26.9

SSH statistics on the upper line, EKE on the lower line. Winter: Jan-Feb-Mar; Spring: Apr-May-Jun; Summer: Jul-Aug-Sep; Autumn: Oct-Nov-Dec

### 4.3 Variability of the skill and improvement

The second metric estimated is the skill of their reconstructed fields, both spatially and temporally over the entire western Mediterranean Sea, and over two subregions in the GoL area and in the Algerian basin. We are interested in the improvement in the evolution of the field over the 10-day observation gap. The skill (S) of each method is calculated as following:

$$S(LI) = \frac{\text{variance}(LI_{\text{error}})}{\text{variance}(\text{Diff}_{10\text{days}})} \quad (9)$$

$$S(DI) = \frac{\text{variance}(DI_{\text{error}})}{\text{variance}(\text{Diff}_{10\text{days}})} \quad (10)$$

with  $\text{Diff}_{10\text{days}} = \text{Symphonie}(T_{10}) - \text{Symphonie}(T_0)$  being the difference in the true model evolution over 10 days. The LI and DI error fields are calculated as the difference from the “true” Symphonie model fields, as in Eqs. 7 and 8. We then defined the skill improvement (SI) as the difference: Skill improvement:  $SI = S(DI) - S(LI)$ .

For each reconstruction technique, the skill is better when the index S is close to 1. When the skill improvement SI approaches 1, the contribution of the DI reconstruction is better than LI. Figure 9a, b shows maps of the skill of the LI and DI reconstructions, based on the estimates from the QG1LseasMSSH version. These maps show the maximum error at the central 5-day reconstructed estimate, based on average statistics over the 5 years. Over most of the central and southern regions, the skill is high (>0.8) for both the LI and DI techniques; essentially both techniques

are reconstructing the major part of the SSH field, mainly in regions with low EKE (see Fig. 2a). In the Northern Current region, the DI skill is  $>0.8$  whereas LI is around 0.5–0.7. Both reconstruction techniques have poorer skill in the nearshore zones and coastal shelves along the western boundaries, which are strongly impacted by intense, sporadic wind-driven circulation. The worst skill ( $\sim 0.5$ ) occurs along the north-western coast, in the region of shallow shelves and strong Mistral and Tramontane wind forcing.

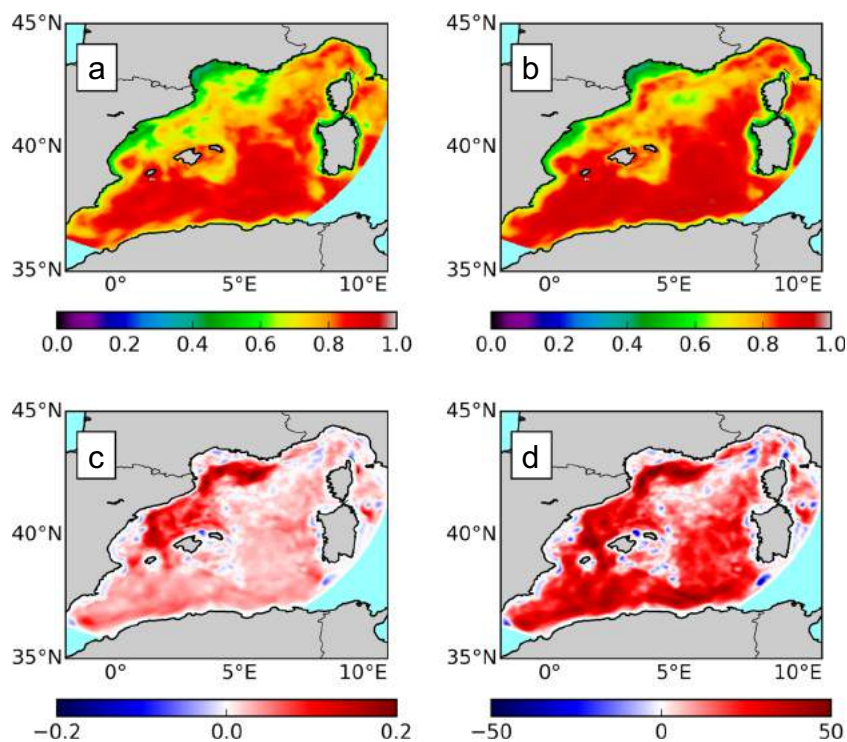
Figure 9c shows the skill improvement of the DI reconstruction compared to LI averaged over the 5-year period. The most improved performance of the DI is in the higher EKE regions of the GoL, along the meandering Northern Current, inshore of the Balearic Islands, and along the AC. Locally, in this 5-year-averaged performance, the DI reconstruction can reach up to 60% improvement over the LI, particularly in the meandering Northern Current near  $6^\circ$  E (Fig. 9d).

This skill improvement index varies over the four seasons (Fig. 10). It is clear that during the energetic winter season, when the smaller-scale dynamics are more energetic, the DI technique improves performance over the main part of the Western Mediterranean basin. The higher skill improvement for the DI compared to LI is mainly in regions of higher EKE (Fig. 2a), where the smaller scales from 20–150 km are also more energetic in winter (Fig. 3a). This season is also the period with some negative skill improvement in the shallow shelf zones in the GoL and on the Spanish coast inshore

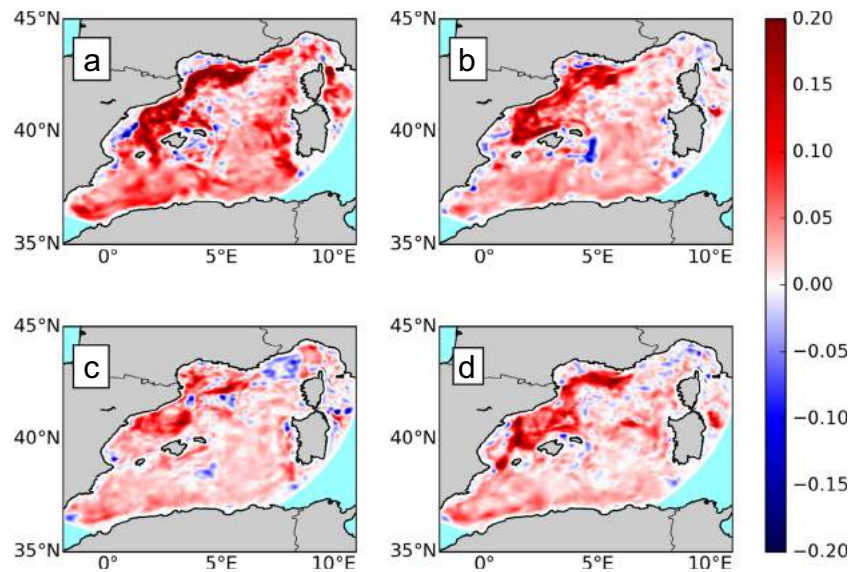
of the Balearic islands. These are regions of energetic turbulent winds that are not included in the QG advection and deteriorate the results of the dynamic reconstructed fields compared to a simple LI. We note that neither the LI nor the DI reconstruction has skill higher than 0.5 in these regions.

Figure 11 shows the 5-year time series of the evolution of the skill of LI and DI techniques (blue and green lines respectively) and the skill improvement (red lines) for SSH and EKE in the Northern GoL region. As previously, the results presented here are for the QG1LseasMSSH configuration. For the entire basin, the mean skill of LI and DI method is greater than 0.65 for SSH over the 5-year period and around 0.4 for EKE. So in terms of mean statistics, the LI estimate is already providing a good estimate of the SSH signal variance but the small modifications in the SSH position or gradients structures have a larger impact on the mean EKE statistics. In terms of the seasonal response, we can see that the skill, both in SSH and EKE (Fig. 11a and c) is better in summer and spring than in winter and autumn, when there is more energy at small scales. There is a larger seasonal variability in the SSH skill improvement (Fig. 11b) than for the skill improvement of EKE (Fig. 11d), and especially notable for the three last years 2009, 2010, and 2011, when intense winter convection events occurred (Bosse 2016). The temporal evolution of the skill improvement is dominated by episodic events but with values reaching 0.4–0.3 in winter in SSH and EKE.

**Fig. 9** Skill of the reconstruction techniques calculated over the five years 2007–2011 for the entire western Mediterranean Sea, for: **a** LI, **b** DI based on the QG1LseasMSSH. **c** Skill improvement of DI compared to LI for this period. No units. **d** Percentage of improvement of DI compared to LI



**Fig. 10** Seasonal patterns in the skill improvement of DI compared to LI, based on the QG1LseasMSSH estimates for the different seasons averaged over the five years. No units. **a** Winter. **b** Spring. **c** Summer. **d** Autumn

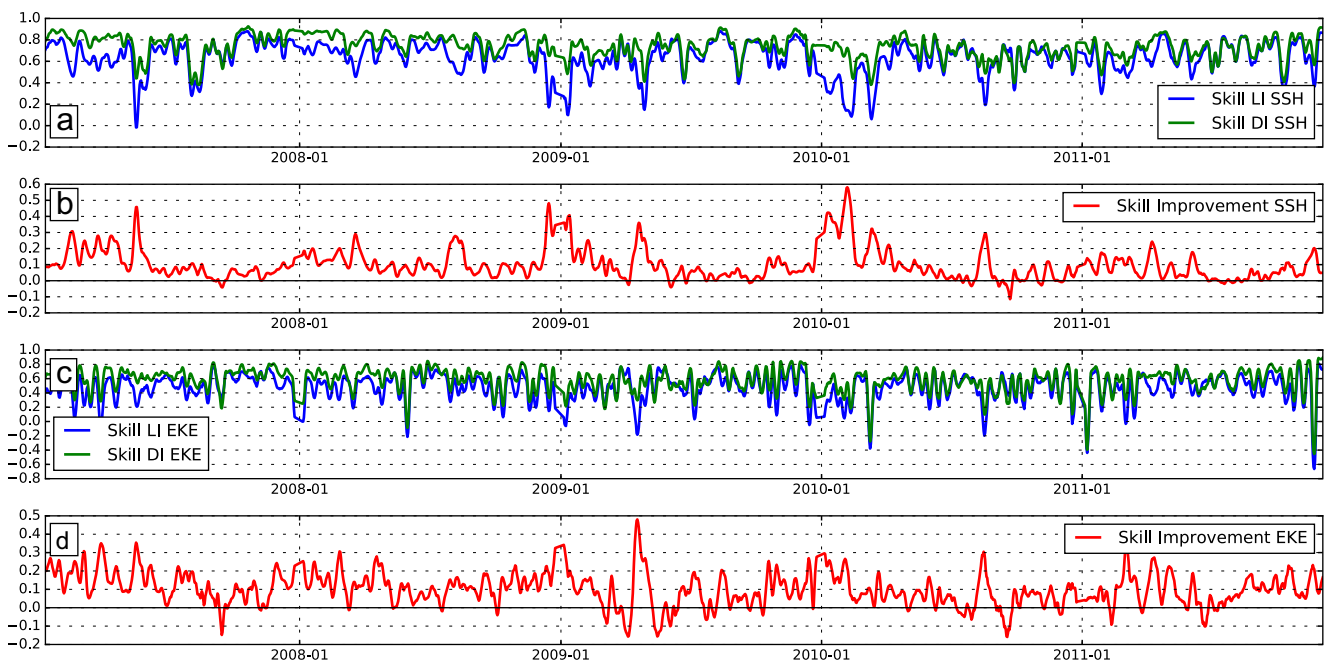


In summary, this analysis allows us to quantify the gain in skill and in the percentage increase in performance of each model configuration. Clearly, for a reconstruction over a 10-day gap, the LI already does a good job with a skill in SSH > 0.75 over the main Mediterranean Sea. However, the DI can bring an average 37% improvement in the reconstruction of the SSH fields and 21% for EKE fields in subregions of the western Mediterranean Sea. There is a slight improvement from using the Reynolds decomposition

with a seasonally averaged MSSH field, and most of the improvement occurs in winter-spring-autumn when the LI or DI errors are largest.

#### 4.4 Spectral analysis

These mean statistics tend to give more weight to the larger scales with higher spectral energy (see Fig. 3). Here, we analyze our results in the spectral domain in order to characterize



**Fig. 11** Temporal evolution of the skill in the subregion of the Gulf of Lion. **a** Evolution of the LI skill (blue line) and DI skill (green line) in SSH reconstruction. **b** Evolution of the skill improvement in SSH of

DI compared to LI. **c** Evolution of the LI skill (blue line) and DI skill (green line) in EKE. **d** Evolution of the skill improvement in EKE of DI compared to LI. No units

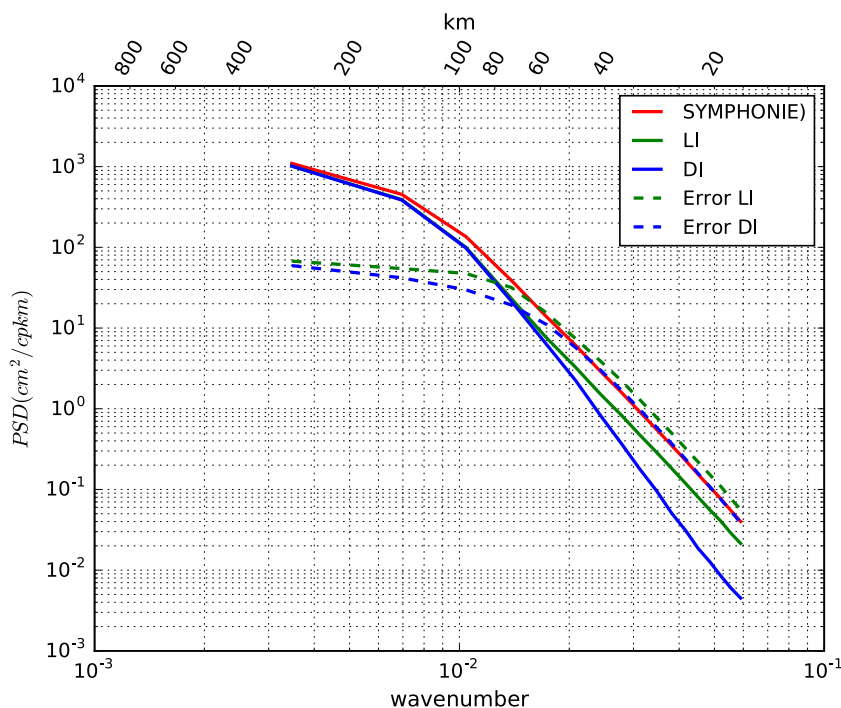
which spatial scales are reconstructed well. The DI technique analyzed here is based on the QG1LSeasMSSH version with the Reynolds decomposition.

The SSH variance density is analyzed in the spectral domain for the two kinds of reconstructed fields, LI and DI and their associated errors. Figure 12 shows these diagnostics for the northern region (the southern region shows similar results). LI and DI techniques are able to reconstruct the spectral energy of the “true” Symphonie spectra at scales larger than 160 km in wavelength then progressively show a slight reduction in energy down to 70 km wavelength, where we note a difference of  $20 \text{ cm}^2/\text{cpkm}$  with the “true” signal. At shorter wavelengths, LI maintains a constant difference in energy compared to the Symphonie model, since it is based on the average of two fields its energy is reduced by a factor of 2. Whereas the simplified QG dynamics in the DI lead to a larger reduction in spectral energy at smaller wavelengths, with an order of magnitude less energy at 20 km wavelength. The associated errors are more than one order of magnitude below the signal for large scales ( $>150 \text{ km}$ ). LI errors are at the same level as the LI signal at 80 km of wavelength and exceed the “true” Symphonie signal at scales  $<60 \text{ km}$ . DI errors are equivalent to the DI signal around 70 km wavelength and have equivalent variance to the Symphonie signal at scales  $<50 \text{ km}$ . As expected from the analysis of skill improvement, the spectrum of LI errors is always higher than the DI errors over all wavelengths. So, when averaged over the western Mediterranean

Sea, the signal to noise is greater than 1 for scales  $>80 \text{ km}$  for LI and  $>65 \text{ km}$  for DI.

Another approach is to compute the spectral coherences between the true state and the two different estimates, LI and DI. As shown by Ubelmann et al. (2015), this metric corresponds to the correlation between the two signals as a function of wavelength. The results are shown in Fig. 13a for the northern region and Fig. 13b for the Algerian basin. In the northern region, the DI shows a higher coherence with the true SSH fields over all scales. If we take a spectral coherence level at 0.5, which is the limit where we can disassociate signal from noise, we see that the LI is efficient in reconstructing signals with wavelengths down to 90 km whereas the DI reconstruction performs well down to 63 km for this area. This confirms statistically that the DI reconstruction can maintain smaller-scale structures in the subregion, as demonstrated in the example given in Figs. 6 and 7. For the southern region with larger eddies in the Algerian Basin, the difference is smaller: LI can reconstruct signals down to 65 km wavelength, whereas the DI performs only marginally better down to 60 km wavelength. Compared to the results from Ubelmann et al. (2015), who was able to extend the restitution of coherent vortices down to 80 km in the region of the Gulf Stream at similar latitude, we obtain a spectral coherence between the true state and LI or DI down to smaller wavelengths. This could be explained by the difference of the spatial scales of the oceanic features. At the same latitude, the Rossby radius of deformation in

**Fig. 12** Mean zonal power spectral density of SLA for the Symphonie model (red), the LI reconstructed fields (green), DI reconstructed fields (blue) and their associated errors in dotted line (Error LI: green; Error DI: blue) over the 5-year period for the subregion of the Gulf of Lion



the Gulf Stream ( $\sim 25$  km) is more than twice as large as in the western Mediterranean Sea.

### 5 Discussion

In the western Mediterranean Sea, the skill of the LI temporal reconstruction is already high, more than 0.75 in the central and southern parts of the basin after 5 days (Fig. 9). The improvement of the DI reconstruction compared to LI is consistent but small (around 16% improvement in SSH over the entire basin, 22% in winter, reaching 46% improvement in winter in the Northern GoL). The small improvement over the wider domain reflects the dominant energy being in the larger, slower-moving eddy field. In our reconstruction experiments, we prescribe the detailed SSH field every 10 days; if the larger eddy field evolves slowly over 10 days, the LI can already perform well. The major improvement we find using the DI reconstruction occurs in the northern region where the circulation is more energetic at the smaller, more rapid scales, and especially in winter.

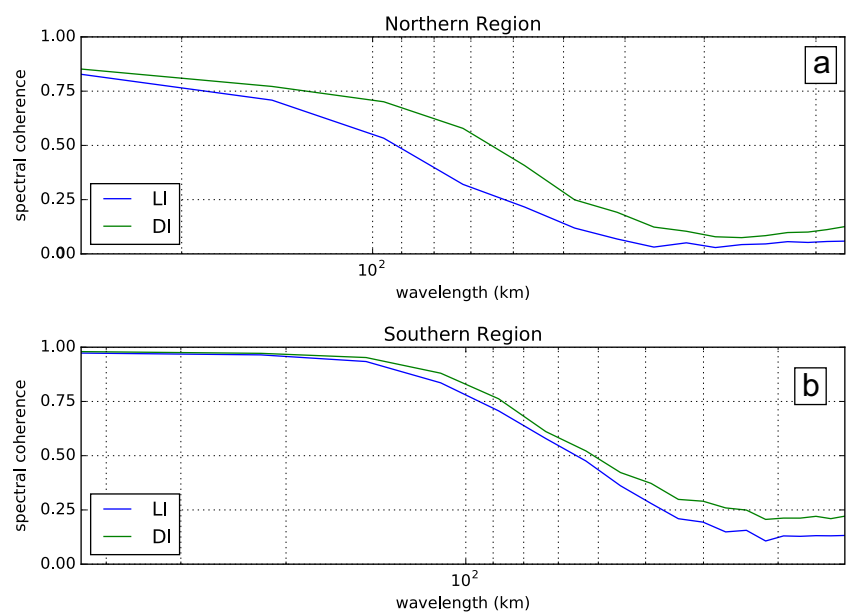
Our spectral analyses show that the DI reconstruction is able to reconstruct coherent features down to 60–65 km wavelength over the western Mediterranean Sea (Figs. 12 and 13). LI can reconstruct similar scales in the more energetic southern region but can only reconstruct coherent scales down to 90 km in the northern zone, missing much of the smaller, rapidly evolving features. The SWOT error levels shown in Fig. 3 indicate that these scales  $>60$  km wavelength will be the limit to be resolved by SWOT, in this Mediterranean region where the SSH spectral levels are only moderate to small. This projection of the SWOT error assumes that the regional SWOT errors are similar to their

global average. So, the DI reconstruction is promising in the western Mediterranean Sea, being capable of reconstructing the scales to be observed by the future SWOT mission.

The two different configurations of QG models tested here and the LI estimates present a seasonal variability, with much larger reconstruction errors in the winter and autumn seasons. Notably, the seasons with larger LI errors have an increased performance in the DI reconstruction. A cause of the increase in both the errors and the DI performance during the autumn and winter seasons is the intense sub-mesoscale activities and energetic processes that occur then. The sub-mesoscale turbulence is strengthened within the deep mixed layers in winter (e.g., Callies et al. 2015), generating strong vertical and horizontal gradients in PV leading to more barotropic and baroclinic instabilities which can impact on the evolving SSH field. The LI method smooths over the “snapshots” of SSH created by the different instability mechanisms. The DI technique cannot recreate the evolving mixed layer instabilities, but it does allow a more physical QG advection of the resulting instabilities, once they have been created. A recent study (F. Birol, personal communication), has quantified the surface geostrophic and ageostrophic currents in the Northwest Mediterranean Sea using the same Symphonie model over 17 years (1994–2007). The ageostrophic component of the currents is strong on the shelf, and can reach 40% of the total current in the Gulf of Lion during winter. These ageostrophic motions, frontal instabilities, etc., may have an indirect effect on the SSH over the 10-day observation gap, and contribute to the error variance between the DI and the “true” model SSH fields.

When we take into account the Reynolds decomposition, the results show a small improvement over the Ubelmann

**Fig. 13** Spectral coherence of the reconstructed estimates (LI in blue, DI in green) with the true state from the Symphonie model at the T5 intermediate time for a 10-day time window for: **a** the subregion of the Gulf of Lion. **b** The subregion of the Algerian Basin. The  $x$  axis is wavelength and the  $y$  axis is coherence (no units)



et al. (2015) method. Indeed, we have removed the problem of the mean forcing and dissipation (friction and small scale dissipation) by assuming a balance between the mean term and, where represents the mean forcing, and the mean current and mean PV respectively. There is only a very small improvement when using a monthly mean MSSH compared to the 5-years climatological mean MSSH in the western Mediterranean Sea. This is encouraging for the realistic case with altimeter data, where we won't necessarily have access to a robust monthly mean MSSH.

In the Gulf Stream region, with a larger Rossby radius and more energetic eddy energy, Ubelmann et al. (2015) noted a 40% increase in performance of their DI technique compared to the simple LI reconstruction for a 20-day time window and near 80% for a 6-day time window. Our DI improvement in performance is not as high as in the Gulf Stream region, and the reconstruction errors in the Mediterranean Sea are higher near the coasts and islands. According to the modal decomposition in Fig. 3, the first baroclinic mode is dominant in the Mediterranean Sea, but the response of the barotropic mode is notable, especially along the northern coastal area. The DI technique based on a one and half layer QG model doesn't take into account bathymetric changes, which can have a substantial impact on the dynamics. Indeed, in some coastal regions, the DI reconstruction does worse than the simple linear interpolation showing isolated negative areas of the skill improvement in Fig. 10.

Clearly, the present 1.5 layer QG model with no external forcing is not capable of well representing the shallower shelf dynamics, in this region of strong atmospheric forcing. Indeed, the circulation on the shelf is characterized as largely barotropic in response to intense atmospheric forcing (Schaeffer 2010). The Northern Current follows the continental slope and is highly baroclinic during winter, but it has a significant barotropic component which forces it to follow the bathymetry (Bosse et al. 2013). Other studies observing anticyclonic eddies in the eastern part of the Gulf of Lion (Allou et al. 2010) or in the Catalan sea (Rubio et al. 2005, 2009) suggest that their formation results from the interaction of the Northern Current with topographic changes, leading to barotropic instabilities. In the southern region, using a linear barotropic model, Testor and Gascard (2005) suggest that the boundary currents following the continental slope of Africa, Sardinia, and the Balearic Islands have a larger impact on the circulation than the wind stress curl and are strongly related to the bottom topography.

Different strategies could be investigated to improve this coastal SSH response. We investigated adding a second active layer to our QG model to include a barotropic mode and particularly for the Gulf of Lion region. However, the results were not conclusive for a model constrained only by the observed SSH field, being highly depending on the

initialization strategy for the lower layer, and the tuning of the relative depth of the two layers over bathymetry. Other strategies may be more appropriate than QG, such as using a barotropic shelf wave model in these coastal zones. Alternatively, since the SWOT altimetry data will be corrected for fast atmospherically forced barotropic signals which are aliased by the poor temporal sampling, we could also remove this "Dynamic Atmospheric Correction" from the model "truth" data and only advect the residual signal. A number of potential strategies exist. For the moment, the DI reconstruction, we use brings improvement in the slope current and deep basin regions of the Mediterranean Sea but should not be relied on for the shelf dynamics.

An additional point is that the actions of strong and local wind events or heat fluxes can impact highly on these results, especially in the northern region. Neither the QG models nor the LI method can recreate SSH variations generated by transient atmospheric forcing which occur during the 10-day advection. Yet, these intense, transient atmospheric events have an evident influence on the circulation especially during the winter (Garcia-Ladona and Djenidi 1991). In the Gulf of Lion region, the wind stress curl forcing from these events can generate baroclinic instabilities and contributes to the evolution of anticyclonic eddies (Hua and Thomasset 1983). The wind stress curl can also generate eddies, as shown by Pascual et al. (2002), who observed the formation and the evolution of an intense anticyclonic feature in the Balearic Sea. In their study using a reduced gravity model in the Catalan Sea, Garcia-Ladona and Djenidi (1991) note that without wind stress forcing, their model failed to generate a major cyclonic gyre during winter. They also noted only minor differences between runs with or without wind stress forcing during other seasons. Our input fields every 10 days can capture certain small-scale eddies and meanders and advect them in the intervening period, or allow a QG cascade of energy, but cannot reconstruct instabilities generated by the intervening wind or heat-flux forcing.

A final point concerns the boundary conditions for the DI reconstruction. Since this study uses an OGCM to provide the "truth" data, we work in idealized conditions where the full SSH field is responding to basin-scale, mesoscale, and sub-mesoscale processes, with regular space-time sampling over the whole domain of interest. In the context of future altimetry with the SWOT mission, we will not have such full data coverage but only 2D "snapshots" over the high resolution swaths, as well as along-track SSH observations from the nadir altimeter satellite constellation, eventually supported by mesoscale-mapped products. We impose a challenging test for the idealized case presented here, since the "true" SSH field contains the full spectra of physics to reconstruct, whereas we know that our 1.5 layer QG model can only provide a simplified evolution of the SSH field. We

also focus here only on the temporal issue, but the sparse “snapshots” of high-resolution SWOT swath data will also present a challenge. Although the dynamical interpolation of the basin-scale SSH fields shows promising results here, we still need to deal with the SWOT measurement errors and spatial sampling.

The next step for this work is to investigate the role of the boundary conditions around each swath, which may have a considerable impact on the reconstructed fields. Indeed, the boundary conditions in the Mediterranean Sea are a critical issue for any model. Garcia-Ladona and Djenidi (1991) highlighted the sensitivity of their local model runs to the open boundary conditions and showed that during winter, the flow was more governed by inflow-outflow than by the wind forcing. An investigation of a reduced gravity model in the Alboran Sea (Preller and Hurlburt 1982) also highlights the influence of the inflow parameters on the accuracy of the size and the location of the Alboran gyre. The statistics in our study are based on the full basin-scale western Mediterranean Sea QG model runs, so have few problems from the inflow-outflow over the open boundaries, which are kept stationary over time from their initial (observed) values. As an approximation of the limited spatial coverage that will be available from the SWOT swath passes, we tested a different setup for the statistics in subregions, with open boundary conditions fixed over the 10-day advection time. Statistics calculated over the year 2008 over the GoL subregion show a 21% increase in DI performance over LI when the QG model is run over the entire region, decreasing to 13% when the QG is run over the subregion with fixed open boundary conditions. For the Algerian basin, the DI improvement in performance is 20% when the QG is run over the entire region, whereas this gain falls to 8% when using a subregion. This gives us some idea of the error induced by keeping the boundary conditions unrealistically fixed over the 10-day integration time. This is a point to address when dealing with the real SWOT swath coverage.

## 6 Conclusion and perspectives

The DI reconstruction method is quite a simple technique to advect dynamically the SSH field. It has been previously tested in open ocean conditions with promising results (Ubelmann et al. 2015). This study provides encouraging results for the 1.5 layer model applied to the western Mediterranean basin. Over 5 years, both the LI and DI techniques have high reconstruction skill, being  $>0.75$  over much of the western basin. In terms of relative percentages, the gain in the performance of the DI method compared to a simple linear interpolation is near 16% over the entire area and reaches 37% in the northern subregion. The gain in performance is up to 47% in the Northern GoL in winter. The

small mesoscale features are better reconstructed with a DI interpolation which could improve scales down to 65 km of wavelength whereas LI technique is limited to 90 km. The seasonality observed in our results indicates that the DI technique has a higher utility in autumn and winter seasons, periods with higher energy at smaller scales. However, the DI technique applied here shows some limitations, mainly due to the missing physics in the QG model. The circulation in coastal areas, impacted by strong winds or topography, is not improved by the DI method, which has similar poor reconstruction results compared to the LI technique.

The next step in this work is to apply the SWOT ocean science simulator to address these questions using a more realistic sampling and errors. However, this study reassures us that even in such a dynamically challenging region as the western Mediterranean Sea, the 1.5 layer QG model brings a substantial improvement to the reconstructed fields compared to linear interpolation, especially in winter in the more energetic slope current regions.

**Acknowledgements** We gratefully acknowledge Claude Estournel for the Symphonie OGCM data used here, Florent Lyard for the modal decomposition and Romain Escudier for his figures. M Rogé was supported through a PhD grant from Centres National des Etudes Spatiales and Collecte Localisation Satellite. This work is a contribution to the French CNES-TOSCA programme.

## References

- Alberola C, Millot C, Font J (1995) On the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern current during the PRIMO-0 experiment in the western Mediterranean-sea. *Oceanol Acta* 18(2):163–192
- Allou A, Forget P, Devenon J-L (2010) Submesoscale vortex structures at the entrance of the Gulf of Lions in the Northwestern Mediterranean sea. *Cont Shelf Res* 30(7):724–732. doi:10.1016/j.csr.2010.01.006
- Arakawa A, Suarez MJ (1983) Vertical differencing of the primitive equations in sigma coordinates. *Mon Weather Rev* 111(1):34–45. doi:10.1175/1520-0493(1983)111<0034:VDOTPE>2.0.CO;2
- Arbic BK, Flierl GR (2003) Coherent vortices and kinetic energy ribbons in asymptotic, quasi two-dimensional f-plane turbulence. *Phys Fluids* 15:2177–2189. doi:10.1063/1.1582183
- Arbic BK, Flierl GR (2004) Effects of mean flow direction on energy, isotropy, and coherence of baroclinically unstable beta-plane geostrophic turbulence. *J Phys Oceanogr* 34(1):77–93
- Ayoub N, Le Traon P-Y, De Mey P (1998) A description of the Mediterranean surface variable circulation from combined ERS-1 and TOPEX/POSEIDON altimetric data. *J Mar Syst* 18(1–3):3–40. doi:10.1016/S0924-7963(98)80004-3
- Birol F, Delebecque C (2014) Using high sampling rate (10/20hz) altimeter data for the observation of coastal surface currents: a case study over the northwestern Mediterranean Sea. *J Mar Syst* 129:318–333
- Bosse A (2016) Circulation générale et couplage physique-biogéochimie à (sous-)mésoséchéelle en Méditerranée Nord-occidentale à partir de données in situ. Paris 6
- Bosse A, Testor P, Mortier L, Béguey L, Bernardet K, Taillandier V, d’Ortenzio F, Prieur L, Coppola L, Bourrin F (2013) New insights



- of the northern current in the western mediterranean sea from gliders data: mean structure, transport, and seasonal variability. EGU General Assembly, Vienna, pp EGU2013–11315–2
- Bouffard J, Nencioli F, Escudier R, Doglioli AM, Petrenko AA, Pascual A, Poulain PM, Elhmaidi D (2014) Lagrangian analysis of satellite-derived currents: application to the North Western Mediterranean coastal dynamics. *Adv Space Res* 53(5):788–801. doi:[10.1016/j.asr.2013.12.020](https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.12.020)
- Callies J, Ferrari R, Klymak JM, Gula J (2015) Seasonality in submeso-scale turbulence. *Nat Commun* 6:6862. doi:[10.1038/ncomms7862](https://doi.org/10.1038/ncomms7862)
- Chelton DB, deSzoeke RA, Schlax MG, El Naggar K, Siwertz N (1998) Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation. *J Phys Oceanogr* 28(3):433–460. doi:[10.1175/1520-0485\(1998\)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1998)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2)
- Chelton DB, Schlax MG, Samelson RM (2011) Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress Oceanogr* 91(2):167–216. doi:[10.1016/j.pocean.2011.01.002](https://doi.org/10.1016/j.pocean.2011.01.002)
- Crepon M, Wald L, Monget JM (1982) Low frequency waves in the Ligurian sea during December 1977. *J Geophys Res Oceans* 87(C1):595–600
- Damien P (2015) Etude de la circulation océanique en Méditerranée Occidentale à l'aide d'un modèle numérique à haute résolution: influence de la submésoséchelle. Toulouse 3
- Dibarboure G, Boy F, Desjonqueres JD, Labroue S, Lasne Y, Picot N, Poisson JC, Thibaut P (2014) Investigating short-wavelength correlated errors on low-resolution mode altimetry. *J Atmos Ocean Technol* 31(6):1337–1362. doi:[10.1175/JTECH-D-13-00081.1](https://doi.org/10.1175/JTECH-D-13-00081.1)
- Durand M, Rodriguez E, Alsdorf DE, Trigg M (2010) Estimating river depth from remote sensing swath interferometry measurements of river height, slope, and width. *IEEE J Sel Top Appl Earth Observ Remote Sens* 3(1):20–31. doi:[10.1109/JSTARS.2009.2033453](https://doi.org/10.1109/JSTARS.2009.2033453)
- Escudier R, Bouffard J, Pascual A, Poulain P-M, Pujol M-I (2013) Improvement of coastal and mesoscale observation from space: application to the northwestern Mediterranean sea. *Geophys Res Lett* 40(10):2148–2153. doi:[10.1002/grl.50324](https://doi.org/10.1002/grl.50324)
- Escudier R, Renault L, Pascual A, Brasseur P, Chelton D, Beuvier J (2016) Eddy properties in the Western Mediterranean sea from satellite altimetry and a numerical simulation. *J Geophys Res Oceans* 121(6):3990–4006. doi:[10.1002/2015JC011371](https://doi.org/10.1002/2015JC011371)
- Estournel C, Kondrachoff V, Marsaleix P, Vehil R (1997) The plume of the Rhone: numerical simulation and remote sensing. *Cont Shelf Res* 17(8):899–924. doi:[10.1016/S0278-4343\(96\)00064-7](https://doi.org/10.1016/S0278-4343(96)00064-7)
- Estournel C, Testor P, Damien P, D'Ortenzio F, Marsaleix P, Conan P, Kessouri F, Durrieu de Madron X, Coppola L, Lellouche JM, Belamari S, Mortier L, Ulses C, Bouin LN, Prieur L (2016) High resolution modeling of dense water formation in the north-western Mediterranean during winter 2012–2013: processes and budget. *J Geophys Res Oceans* 121(7):5367–5392. doi:[10.1002/2016JC011935](https://doi.org/10.1002/2016JC011935)
- Flexas MM, Durrieu de Madron X, Garcia MA, Canals M, Arnau P (2002) Flow variability in the Gulf of Lions during the MATER HFF experiment (March–May 1997). *J Mar Syst* 33–34:197–214. doi:[10.1016/S0924-7963\(02\)00059-3](https://doi.org/10.1016/S0924-7963(02)00059-3)
- Font J, GarciaLadona E, Gorriz E (1995) The seasonality of mesoscale motion in the northern current of the western mediterranean - several years of evidence. *Oceanol Acta* 18(2):207–219
- Fu L-L, Chelton DB (2001) Chapter 2 large-scale ocean circulation. In: Cazenave L-LF, Anny (eds) *International geophysics. Satellite altimetry and earth sciences: a handbook of techniques and applications*, vol 69. Academic Press, pp 133–viii
- Garcia-Ladona E, Djenidi S (1991) A reduced-gravity model of the Catalan sea. *J Mar Syst* 1(4):333–341. doi:[10.1016/0924-7963\(91\)90002-C](https://doi.org/10.1016/0924-7963(91)90002-C)
- Gascard J (1978) Mediterranean deep-water formation baroclinic instability and oceanic Eddies. MyScienceWork
- Gill AE (1982) *Atmosphere-ocean dynamics*. Academic Press. Google-Books-ID: 8kFPh\_SvnAIC
- Grilli F, Pinardi N (1998) The computation of Rossby radii of deformation for the Mediterranean sea. *MTP News* 6(4):4–5
- Guihou K, Marmain J, Ourmières Y, Molcard A, Zakardjian B, Forget P (2013) A case study of the mesoscale dynamics in the north-western Mediterranean sea: a combined data–model approach. *Ocean Dyn* 63(7):793–808. doi:[10.1007/s10236-013-0619-z](https://doi.org/10.1007/s10236-013-0619-z)
- Herrmann M, Somot S, Sevault F, Estournel C, Déqué M (2008) Modeling the deep convection in the northwestern Mediterranean sea using an Eddy-permitting and an Eddy-resolving model: case study of winter 1986–1987. *J Geophys Res Oceans* 113(C4):C04011. doi:[10.1029/2006JC003991](https://doi.org/10.1029/2006JC003991)
- Hu ZY, Petrenko AA, Doglioli AM, Dekeyser I (2011) Numerical study of Eddy generation in the western part of the Gulf of Lion. *J Geophys Res Oceans* 116(C12):C12030. doi:[10.1029/2011JC007074](https://doi.org/10.1029/2011JC007074)
- Hua B-L, Thomasset F (1983) A numerical study of the effects of coastline geometry on wind-induced upwelling in the Gulf of Lions. *J Phys Oceanogr* 13(4):678–694. doi:[10.1175/1520-0485\(1983\)013<0678:ANSOTE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1983)013<0678:ANSOTE>2.0.CO;2)
- Killworth PD (1997) On the parameterization of eddy transfer Part I. Theory. *J Mar Res* 55(6):1171–1197. doi:[10.1357/0022240973224102](https://doi.org/10.1357/0022240973224102)
- Le Traon P-Y, Dibarboure G (1999) Mesoscale mapping capabilities of multiple-satellite altimeter missions. *J Atmos Ocean Technol* 16(9):1208–1223
- Malanotte-Rizzoli P, Artale V, Borzelli-Eusebi GL, Brenner S, Crise A, Gacic M, Kress N, Marullo S, Ribera d'Alcalá M, Sofianos S, Tanhua T, Theocharis A, Alvarez M, Ashkenazy Y, Bergamasco A, Cardin V, Carniel S, Civitarese G, D'Ortenzio F, Font J, Garcia-Ladona E, Garcia-Lafuente JM, Gogou A, Gregoire M, Hainbucher D, Kontoyannis H, Kovacevic V, Kraskapoulou E, Kroskos G, Incarbona A, Mazzocchi MG, Orlic M, Ozsoy E, Pascual A, Poulain PM, Roether W, Rubino A, Schroeder K, Siokou-Frangou J, Souvermezoglou E, Sprovieri M, Tintoré J, Triantafyllou G (2014) Physical forcing and physical/biochemical variability of the Mediterranean sea: a review of unresolved issues and directions for future research. *Ocean Sci* 10(3):281–322. doi:[10.5194/os-10-281-2014](https://doi.org/10.5194/os-10-281-2014)
- Marsaleix P, Auclair F, Floor JW, Herrmann MJ, Estournel C, Pairaud I, Ulses C (2008) Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. *Ocean Model* 20(1):61–89. doi:[10.1016/j.ocemod.2007.07.005](https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2007.07.005)
- Marsaleix P, Auclair F, Estournel C (2009) Low-order pressure gradient schemes in sigma coordinate models: the seamount test revisited. *Ocean Model* 30(2–3):169–177. doi:[10.1016/j.ocemod.2009.06.011](https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2009.06.011)
- Marsaleix P, Auclair F, Duhaut T, Estournel C, Nguyen C, Ulses C (2012) Alternatives to the Robert–Asselin filter. *Ocean Model* 41:53–66. doi:[10.1016/j.ocemod.2011.11.002](https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2011.11.002)
- Millot C (1985) Some features of the Algerian current. *J Geophys Res Oceans* 90(C4):7169–7176. doi:[10.1029/JC090iC04p07169](https://doi.org/10.1029/JC090iC04p07169)
- Millot C (1991) Mesoscale and seasonal variabilities of the circulation in the western Mediterranean. *Dyn Atmos Oceans* 15(3–5):179–214. doi:[10.1016/0377-0265\(91\)90020-G](https://doi.org/10.1016/0377-0265(91)90020-G)
- Morrow R, Le Traon P-Y (2012) Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry. *Adv Space Res* 50(8):1062–1076. doi:[10.1016/j.asr.2011.09.033](https://doi.org/10.1016/j.asr.2011.09.033)
- Oguz T, Macias D, Garcia-Lafuente J, Pascual A, Tintore J (2014) Fueling Plankton production by a meandering frontal jet: a case study for the Alboran sea (western Mediterranean). *PLOS ONE* 9(11):e111482. doi:[10.1371/journal.pone.0111482](https://doi.org/10.1371/journal.pone.0111482)
- Pascual A, Buongiorno Nardelli B, Larnicol G, Emelianov M, Gomis D (2002) A case of an intense anticyclonic eddy in the Balearic sea (western Mediterranean). *J Geophys Res Oceans* 107(C11):3183. doi:[10.1029/2001JC000913](https://doi.org/10.1029/2001JC000913)

- Pascual A, Escudier R, Bouffard J, Sayol J (2011) High resolution altimeter gridded fields for coastal and regional studies: applications in the western Mediterranean. In: 5th coastal altimetry workshop. San-Diego p 59. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00776969>
- Pascual A, Ruiz S, Buongiorno Nardelli B, Guinehut S, Iudicone D, Tintoré J (2015) Net primary production in the Gulf Stream sustained by quasi-geostrophic vertical exchanges. *Geophys Res Lett* 42(2):2014GL062569. doi:10.1002/2014GL062569
- Peliz A, Boutov D, Teles-MaChado A (2013) The Alboran sea meso-scale in a long term high resolution simulation: statistical analysis. *Ocean Model* 72:32–52. doi:10.1016/j.ocemod.2013.07.002
- Petrenko AA (2003) Variability of circulation features in the Gulf of Lion NW Mediterranean sea. Importance of inertial currents. *Oceanol Acta* 26(4):323–338. doi:10.1016/S0399-1784(03)00038-0
- Petrenko A, Leredde Y, Marsaleix P (2005) Circulation in a stratified and wind-forced Gulf of Lions, NW Mediterranean sea: in situ and modeling data. *Cont Shelf Res* 25(1):7–27. doi:10.1016/j.csr.2004.09.004
- Pinardi N, Arneri E, Crise A, Ravaioli M, Zavatarelli M (2006) The physical, sedimentary and ecological structure and variability of shelf areas in the Mediterranean sea, vol 27. Harvard University Press
- Pinardi N, Zavatarelli M, Adani M, Coppini G, Fratianni C, Oddo P, Simoncelli S, Tonani M, Lyubartsev V, Dobricic S, Bonaduce A (2015) Mediterranean sea large-scale low-frequency ocean variability and water mass formation rates from 1987 to 2007: a retrospective analysis. *Prog Oceanogr* 132:318–332. doi:10.1016/j.pocean.2013.11.003
- Poulain PM, Menna M, Mauri E (2012) Surface geostrophic circulation of the Mediterranean sea derived from drifter and satellite altimeter data. *J Phys Oceanogr* 42(6):973–990. doi:10.1175/JPO-D-11-0159.1
- Preller R, Hurlburt HE (1982) A reduced gravity numerical model of circulation in the Alboran sea. In: Nihoul JCJ (ed) Elsevier oceanography series. Hydrodynamics of semi-enclosed seas proceedings of the 13th international liege colloquium on ocean hydrodynamics, vol 34. Elsevier, pp 75–89
- Puillat I, Taupier-Letage I, Millot C (2002) Algerian Eddies lifetime can near 3 years. *J Mar Syst* 31(4):245–259. doi:10.1016/S0924-7963(01)00056-2
- Pujol M-I, Larnicol G (2005) Mediterranean sea eddy kinetic energy variability from 11 years of altimetric data. *J Mar Syst* 58(3–4):121–142. doi:10.1016/j.jmarsys.2005.07.005
- Pujol M-I, Faugère Y, Taburet G, Dupuy S, Pelloquin C, Ablain M, Picot N (2016) DUACS DT2014: the new multi-mission altimeter data set reprocessed over 20 years. *Ocean Sci* 12(5):1067–1090. doi:10.5194/os-12-1067-2016
- Renault L, Oguz T, Pascual A, Vizoso G, Tintore J (2012) Surface circulation in the Alborán Sea (western Mediterranean) inferred from remotely sensed data. *J Geophys Res Oceans* 117(C8):C08009. doi:10.1029/2011JC007659
- Robinson IS (2010) Discovering the Ocean from space: the unique applications of satellite oceanography. Springer Science & Business Media
- Rodriguez E (2010) The Surface Water and Ocean Topography Mission (SWOT): the Ka-band Radar Interferometer (KaRIn) for water level measurements at all scales | Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XIV | ERS10 | SPIE Proceedings | SPIE. <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=725302>
- Rubio A, Arnau PA, Espino M, Flexas MdM, Jordà G, Salat J, Puigdefàbregas J, S-Arcilla A (2005) A field study of the behaviour of an anticyclonic eddy on the Catalan continental shelf (NW Mediterranean). *Prog Oceanogr* 66(2–4):142–156. doi:10.1016/j.pocean.2004.07.012
- Rubio A, Barnier B, Jordà G, Espino M, Marsaleix P (2009) Origin and dynamics of mesoscale eddies in the Catalan sea (NW Mediterranean): insight from a numerical model study. *J Geophys Res Oceans* 114(C6):C06009. doi:10.1029/2007JC004245
- Ruiz S, Font J, Emelianov M, Isern-Fontanet J, Millot C, Salas J, Taupier-Letage I (2002) Deep structure of an open sea eddy in the Algerian basin. *J Mar Syst* 33–34:179–195. doi:10.1016/S0924-7963(02)00058-1
- Sammari C, Millot C, Prieur L (1995) Aspects of the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current in the western Mediterranean Sea inferred from the PROLIG-2 and PROS-6 experiments. *Deep-Sea Res I Oceanogr Res Pap* 42(6):893–917. doi:10.1016/0967-0637(95)00031-Z
- Schaeffer A (2010) Impact du vent sur la circulation hydrodynamique dans le Golfe du Lion: modélisation haute résolution. <http://www.theses.fr/15323301X>
- Taupier-Letage I, Millot C (1986) General hydrodynamical features in the ligurian sea inferred from the dyome experiment. *Oceanol Acta*
- Taupier-Letage I, Millot C (1988) Surface circulation in the Algerian basin during 1984. *Oceanol Acta*, Special issue
- Testor P, Gascard J-C (2005) Large scale flow separation and mesoscale Eddy formation in the Algerian basin. *Prog Oceanogr* 66(2–4):211–230. doi:10.1016/j.pocean.2004.07.018
- Ubelmann C, Klein P, Fu LL (2015) Dynamic interpolation of sea surface height and potential applications for future high-resolution altimetry mapping. *J Atmos Ocean Technol*. doi:10.1175/JTECH-D-14-00152.1
- Wunsch C (1997) The vertical partition of oceanic horizontal kinetic energy. *J Phys Oceanogr* 27(8):1770–1794. doi:10.1175/1520-0485(1997)027<1770:TVPOOH>2.0.CO;2



# Bibliographie

Abraham, J. P., M. Baringer, N. L. Bindoff, T. Boyer, L. J. Cheng, J. A. Church, J. L. Conroy, C. M. Domingues, J. T. Fasullo, J. Gilson, G. Goni, S. A. Good, J. M. Gorman, V. Gouretski, M. Ishii, G. C. Johnson, S. Kizu, J. M. Lyman, A. M. Macdonald, W. J. Minkowycz, S. E. Moffitt, M. D. Palmer, A. R. Piola, F. Reseghetti, K. Schuckmann, K. E. Trenberth, I. Velicogna, and J. K. Willis, 2013 : A review of global ocean temperature observations : Implications for ocean heat content estimates and climate change. *Reviews of Geophysics*, **51**, 450–483, doi :10.1002/rog.20022.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/rog.20022/abstract>

Adloff, F., S. Somot, F. Sevault, G. Jordà, R. Aznar, M. Déqué, M. Herrmann, M. Marcos, C. Dubois, E. Padorno, E. Alvarez-Fanjul, and D. Gomis, 2015 : Mediterranean Sea response to climate change in an ensemble of twenty first century scenarios. *Climate Dynamics*, **45**, 2775–2802, doi :10.1007/s00382-015-2507-3.

URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s00382-015-2507-3>

Alberola, C., C. Millot, and J. Font, 1995 : On the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current during the PRIMO-0 experiment in the western Mediterranean-sea. *Oceanologica Acta*, **18**, 163–192.

URL <http://archimer.ifremer.fr/doc/00096/20770/>

Albérola, C. and C. Millot, 2003 : Circulation in the French mediterranean coastal zone

near Marseilles : the influence of wind and the Northern Current. *Continental Shelf Research*, **23**, 587–610, doi :10.1016/S0278-4343(03)00002-5.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0278434303000025>

Alhammoud, B., K. Béranger, L. Mortier, M. Crépon, and I. Dekeyser, 2005 : Surface circulation of the Levantine Basin : Comparison of model results with observations. *Progress in Oceanography*, **66**, 299–320, doi :10.1016/j.pocean.2004.07.015.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661105000753>

Allou, A., P. Forget, and J.-L. Devenon, 2010 : Submesoscale vortex structures at the entrance of the gulf of lions in the northwestern mediterranean sea. *Continental Shelf Research*, **30**, 724–732.

Alsdorf, D., E. Rodriguez, D. Lettenmaier, and J. Famiglietti, 2005 : Water : The water elevation recovery satellite mission, a response to the national research council decadal survey request for information. *Washington, DC*.

Amores, A., S. Monserrat, and M. Marcos, 2013 : Vertical structure and temporal evolution of an anticyclonic eddy in the Balearic Sea (western Mediterranean). *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **118**, 2097–2106, doi :10.1002/jgrc.20150.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/jgrc.20150/abstract>

Arakawa, A. and M. J. Suarez, 1983 : Vertical differencing of the primitive equations in sigma coordinates. *Monthly Weather Review*, **111**, 34–45.

Arbic, B. K. and G. R. Flierl, 2003 : Coherent vortices and kinetic energy ribbons in asymptotic, quasi two-dimensional f-plane turbulence. *Physics of Fluids*, **15**, 2177–2189,

doi :10.1063/1.1582183.

URL <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1582183>

Arnone, R. A., D. A. Wiesenburg, and K. D. Saunders, 1990 : The origin and characteristics of the Algerian Current. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **95**, 1587–1598, doi :10.1029/JC095iC02p01587.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JC095iC02p01587/abstract>

Asselin, R., 1972 : Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 487–490.

Auclair, F., P. Marsaleix, and P. De Mey, 2003 : Space-time structure and dynamics of the forecast error in a coastal circulation model of the gulf of lions. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **36**, 309–346.

Auclair, F., P. Marsaleix, and C. Estournel, 2001 : The penetration of the northern current over the gulf of lions (mediterranean) as a downscaling problem. *Oceanologica Acta*, **24**, 529–544.

Auger, P., F. Diaz, C. Ulses, C. Estournel, J. Neveux, F. Joux, M. Pujo-Pay, and J. Naudin, 2011 : Functioning of the planktonic ecosystem on the gulf of lions shelf (nw mediterranean) during spring and its impact on the carbon deposition : a field data and 3-d modelling combined approach. *Biogeosciences*, **8**, 3231.

Auger, P., C. Ulses, C. Estournel, L. Stemmann, S. Somot, and F. Diaz, 2014 : Interannual control of plankton communities by deep winter mixing and prey/predator interactions in the nw mediterranean : Results from a 30-year 3d modeling study. *Progress in Oceanography*, **124**, 12–27.

Autret, E., 2014 : *Analysis of sea surface temperature fields from multi-sources satellite*

*observations*. Theses, Télécom Bretagne ; Université de Rennes 1.

URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01206236>

Ayoub, N., 1997 : *Variabilité du niveau de la mer et de la circulation en méditerranée à partir de données altimétriques et de champs de vent : comparaison avec des simulations numériques*. Ph.D. thesis, Toulouse 3.

Ayoub, N., P.-Y. Le Traon, and P. De Mey, 1998 : A description of the mediterranean surface variable circulation from combined ers-1 and topex/poseidon altimetric data. *Journal of Marine Systems*, **18**, 3–40.

Bardey, P., P. Garnesson, G. Moussu, and L. Wald, 1999 : Joint analysis of temperature and ocean colour satellite images for mesoscale activities in the Gulf of Biscay. *International Journal of Remote Sensing*, **20**, 1329–1341, doi :10.1080/014311699212768.

URL <http://dx.doi.org/10.1080/014311699212768>

Barrier, N., A. A. Petrenko, and Y. Ourmières, 2016 : Strong intrusions of the Northern Mediterranean Current on the eastern Gulf of Lion : insights from in-situ observations and high resolution numerical modelling. *Ocean Dynamics*, **66**, 313–327, doi :10.1007/s10236-016-0921-7.

URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s10236-016-0921-7>

Bennis, A.-C., F. Ardhuin, and F. Dumas, 2011 : On the coupling of wave and three-dimensional circulation models : Choice of theoretical framework, practical implementation and adiabatic tests. *Ocean Modelling*, **40**, 260–272.

Benzohra, M. and C. Millot, 1995 : Characteristics and circulation of the surface and intermediate water masses off Algeria. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research*

*Papers*, **42**, 1803–1830, doi :10.1016/0967-0637(95)00043-6.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0967063795000436>

Bessières, L., M. H. Rio, C. Dufau, C. Boone, and M. I. Pujol, 2013 : Ocean state indicators from MyOcean altimeter products. *Ocean Sci.*, **9**, 545–560, doi :10.5194/os-9-545-2013.

URL <https://www.ocean-sci.net/9/545/2013/>

Bethoux, J., 1979 : Budgets of the mediterranean sea-their dependance on the local climate and on the characteristics of the atlantic waters. *Oceanologica acta*, **2**, 157–163.

Bethoux, J. P., X. Durieu de Madron, F. Nyffeler, and D. Tailliez, 2002 : Deep water in the western Mediterranean : peculiar 1999 and 2000 characteristics, shelf formation hypothesis, variability since 1970 and geochemical inferences. *Journal of Marine Systems*, **33–34**, 117–131, doi :10.1016/S0924-7963(02)00055-6.

URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796302000556>

Bethoux, J. P., B. Gentili, P. Morin, E. Nicolas, C. Pierre, and D. Ruiz-Pino, 1999 : The Mediterranean Sea : a miniature ocean for climatic and environmental studies and a key for the climatic functioning of the North Atlantic. *Progress in Oceanography*, **44**, 131–146, doi :10.1016/S0079-6611(99)00023-3.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661199000233>

Biancamaria, S., D. P. Lettenmaier, and T. M. Pavelsky, 2016 : The SWOT Mission and Its Capabilities for Land Hydrology. *Surveys in Geophysics*, **37**, 307–337, doi :10.1007/s10712-015-9346-y.

URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s10712-015-9346-y>

Birol, F., M. Cancet, and C. Estournel, 2010 : Aspects of the seasonal variability of the



Northern Current (NW Mediterranean Sea) observed by altimetry. *Journal of Marine Systems*, **81**, 297–311, doi :10.1016/j.jmarsys.2010.01.005.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796310000175>

Birol, F. and C. Delebecque, 2014 : Using high sampling rate (10/20hz) altimeter data for the observation of coastal surface currents : A case study over the northwestern mediterranean sea. *Journal of Marine Systems*, **129**, 318–333.

Birol, F., N. Fuller, F. Lyard, M. Cancet, F. Niño, C. Delebecque, S. Fleury, F. Toubanc, A. Melet, M. Saraceno, and F. Léger, 2017 : Coastal applications from nadir altimetry : Example of the X-TRACK regional products. *Advances in Space Research*, **59**, 936–953, doi :10.1016/j.asr.2016.11.005.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117716306317>

Blayo, E., T. Mailly, B. Barnier, P. Brasseur, C. Le Provost, J. M. Molines, and J. Verron, 1997 : Complementarity of ERS 1 and TOPEX/POSEIDON altimeter data in estimating the ocean circulation : Assimilation into a model of the North Atlantic. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **102**, 18573–18584, doi :10.1029/97JC01223.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/97JC01223/abstract>

Blumberg, A. F. and G. L. Mellor, 1987 : A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. *Three-dimensional coastal ocean models*, 1–16.

Blumen, W., 1978 : Uniform Potential Vorticity Flow : Part I. Theory of Wave Interactions and Two-Dimensional Turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35**, 774–783, doi :10.1175/1520-0469(1978)035<0774 :UPVFPI>2.0.CO;2.

URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469\(1978\)035%3C0774:UPVFPI%3E2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469(1978)035%3C0774:UPVFPI%3E2.0.CO;2)

- Boccaletti, G., R. Ferrari, and B. Fox-Kemper, 2007 : Mixed Layer Instabilities and Restratification. *Journal of Physical Oceanography*, **37**, 2228–2250, doi :10.1175/JPO3101.1.  
URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO3101.1>
- Bosse, A., 2016 : *Circulation générale et couplage physique-biogéochimie á (sous-) mésoéchelle en Méditerranée Nord-Occidentale á partir de données in situ*. Ph.D. thesis, Paris 6.
- Bosse, A., P. Testor, L. Mortier, L. Beguery, K. Bernardet, V. Taillandier, F. D’Ortenzio, L. Prieur, L. Coppola, and F. Bourrin, 2013 : New insights of the Northern Current in the Western Mediterranean Sea from Gliders data : Mean structure, Transport, and Seasonal Variability.
- Bouffard, J., F. Nencioli, R. Escudier, A. M. Doglioli, A. A. Petrenko, A. Pascual, P.-M. Poulain, and D. Elhmaidi, 2014 : Lagrangian analysis of satellite-derived currents : Application to the North Western Mediterranean coastal dynamics. *Advances in Space Research*, **53**, 788–801, doi :10.1016/j.asr.2013.12.020.  
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S027311771300817X>
- Bouffard, J., A. Pascual, S. Ruiz, Y. Faugère, and J. Tintoré, 2010 : Coastal and mesoscale dynamics characterization using altimetry and gliders : A case study in the Balearic Sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **115**, C10029, doi :10.1029/2009JC006087.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2009JC006087/abstract>
- Bougeault, P. and P. Lacarrere, 1989 : Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Monthly Weather Review*, **117**, 1872–1890.
- 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 Research and Oceanographic Abstracts*, **23**, 559–582, doi :10.1016/0011-7471(76)90001-2.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0011747176900012>

Buckingham, C. E., P. C. Cornillon, F. Schloesser, and K. M. Obenour, 2014 : Global observations of quasi-zonal bands in microwave sea surface temperature. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **119**, 4840–4866, doi :10.1002/2014JC010088.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2014JC010088/abstract>

Béranger, K., L. Mortier, and M. Crépon, 2005 : Seasonal variability of water transport through the Straits of Gibraltar, Sicily and Corsica, derived from a high-resolution model of the Mediterranean circulation. *Progress in Oceanography*, **66**, 341–364, doi :10.1016/j.pocean.2004.07.013.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661105000777>

Béranger, K., L. Mortier, G. P. Gasparini, L. Gervasio, M. Astraldi, and M. Crépon, 2004 : The dynamics of the Sicily Strait : a comprehensive study from observations and models. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **51**, 411–440, doi :10.1016/j.dsr2.2003.08.004.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096706450400027X>

Callies, J., R. Ferrari, J. M. Klymak, and J. Gula, 2015 : Seasonality in submesoscale turbulence. *Nature Communications*, **6**, doi :10.1038/ncomms7862.

URL <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC4410631/>

Candela, J., C. D. Winant, and H. L. Bryden, 1989 : Meteorologically forced subinertial flows through the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **94**,

12667–12679, doi :10.1029/JC094iC09p12667.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JC094iC09p12667/abstract>

Capet, A., E. Mason, V. Rossi, C. Troupin, Y. Faugère, I. Pujol, and A. Pascual, 2014 : Implications of refined altimetry on estimates of mesoscale activity and eddy-driven offshore transport in the Eastern Boundary Upwelling Systems. *Geophysical Research Letters*, **41**, 7602–7610, doi :10.1002/2014GL061770.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2014GL061770/abstract>

Capet, X., E. J. Campos, and A. M. Paiva, 2008a : Submesoscale activity over the Argentinian shelf. *Geophysical Research Letters*, **35**, L15605, doi :10.1029/2008GL034736.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2008GL034736/abstract>

Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, and A. F. Shchepetkin, 2008b : Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System. Part I : Flow Structure, Eddy Flux, and Observational Tests. *Journal of Physical Oceanography*, **38**, 29–43, doi :10.1175/2007JPO3671.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JP03671.1>

— 2008c : Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System. Part II : Frontal Processes. *Journal of Physical Oceanography*, **38**, 44–64, doi :10.1175/2007JPO3672.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JP03672.1>

— 2008d : Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System. Part III : Energy Balance and Flux. *Journal of Physical Oceanography*, **38**, 2256–2269, doi :10.1175/2008JPO3810.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2008JP03810.1>

Carton, X. J. and J. C. McWilliams, 1989 : Barotropic and Baroclinic Instabilities of Axisymmetric Vortices in a Quasigeostrophic Model. *Elsevier Oceanography Series*, J. C. J. Nihoul and B. M. Jamart, eds., Elsevier, volume 50 of *Mesoscale/Synoptic Coherent structures in Geophysical Turbulence*, 225–244, doi : 10.1016/S0422-9894(08)70188-0.  
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0422989408701880>

Chaigneau, A., G. Eldin, and B. Dewitte, 2009 : Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry (1992–2007). *Progress in Oceanography*, **83**, 117–123, doi :10.1016/j.pocean.2009.07.012.  
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661109001013>

Charney, J. G., 1947 : The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *Journal of Meteorology*, **4**, 136–162, doi :10.1175/1520-0469(1947)004<0136 :TDOLWI>2.0.CO;2.  
URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469\(1947\)004%3C0136:TDOLWI%3E2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469(1947)004%3C0136:TDOLWI%3E2.0.CO;2)

— 1971 : Geostrophic Turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28**, 1087–1095, doi :10.1175/1520-0469(1971)028<1087 :GT>2.0.CO;2.  
URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469\(1971\)028%3C1087:GT%3E2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469(1971)028%3C1087:GT%3E2.0.CO;2)

Chavanne, C. P. and P. Klein, 2010 : Can oceanic submesoscale processes be observed with satellite altimetry? *Geophysical Research Letters*, **37**, L22602, doi :10.1029/2010GL045057.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2010GL045057/abstract>

Chelton, D. B., R. A. deSzoeke, M. G. Schlax, K. El Naggar, and N. Siwertz,

- 1998 : Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation. *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 433–460, doi :10.1175/1520-0485(1998)028<0433 :GVOTFB>2.0.CO ;2.
- URL [http://journals.ametsoc.org/doi/full/10.1175/1520-0485\(1998\)028%3C0433:GVOTFB%3E2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/full/10.1175/1520-0485(1998)028%3C0433:GVOTFB%3E2.0.CO;2)
- Chelton, D. B., J. C. Ries, B. J. Haines, L.-L. Fu, and P. S. Callahan, 2001 : Chapter 1 Satellite Altimetry. *International Geophysics*, L.-L. Fu and A. Cazenave, eds., Academic Press, volume 69 of *Satellite Altimetry and Earth Sciences*, 1–ii, dOI : 10.1016/S0074-6142(01)80146-7.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0074614201801467>
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, and R. M. Samelson, 2011a : Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, **91**, 167–216, doi :10.1016/j.pocean.2011.01.002.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661111000036>
- 2011b : Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, **91**, 167–216, doi :10.1016/j.pocean.2011.01.002.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661111000036>
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, R. M. Samelson, and R. A. de Szoeke, 2007 : Global observations of large oceanic eddies. *Geophysical Research Letters*, **34**, L15606, doi :10.1029/2007GL030812.
- URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2007GL030812/abstract>
- Chelton, D. B., Jr., R. P. Matano, V. Combes, and M. Schlax, 2014 : The Effects of Eddy-Induced Ekman Pumping on Mesoscale and Large-Scale Ocean Circulation. *AGU Fall*

*Meeting Abstracts*, **51**.

URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014AGUFMOS51D..07C>

Cipollini, P., P. G. Challenor, and S. Colombo, 2006 : A method for tracking individual planetary waves in remotely sensed data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **44**, 159–166, doi :10.1109/TGRS.2005.859355.

Crepon, M., L. Wald, and J. M. Monget, 1982 : Low-frequency waves in the Ligurian Sea during December 1977. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **87**, 595–600, doi :10.1029/JC087iC01p00595.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JC087iC01p00595/abstract>

Cushman-Roisin, B. and J.-M. Beckers, 2011 : *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics : Physical and Numerical Aspects*. Academic Press.

Damien, P., 2015 : *Etude de la circulation océanique en Méditerranée Nord-Occidentale à l'aide d'un modèle numérique à haute résolution : influence de la submésoéchelle*. Ph.D. thesis, Université Toulouse III Paul Sabatier.

Déqué, M. and J. P. Piedelievre, 1995 : High resolution climate simulation over europe. *Climate dynamics*, **11**, 321–339.

Dibarboure, G., M.-I. Pujol, F. Briol, P. Y. L. Traon, G. Larnicol, N. Picot, F. Mertz, and M. Ablain, 2011 : Jason-2 in DUACS : Updated System Description, First Tandem Results and Impact on Processing and Products. *Marine Geodesy*, **34**, 214–241, doi :10.1080/01490419.2011.584826.

URL <http://dx.doi.org/10.1080/01490419.2011.584826>

Dong, S. and K. A. Kelly, 2004 : Heat Budget in the Gulf Stream Region : The Impor-

- tance of Heat Storage and Advection. *Journal of Physical Oceanography*, **34**, 1214–1231, doi :10.1175/1520-0485(2004)034<1214 :HBITGS>2.0.CO ;2.
- D’Ortenzio, F., D. Iudicone, C. de Boyer Montegut, P. Testor, D. Antoine, S. Marullo, R. Santoleri, and G. Madec, 2005 : Seasonal variability of the mixed layer depth in the Mediterranean Sea as derived from in situ profiles. *Geophysical Research Letters*, **32**, L12605, doi :10.1029/2005GL022463.
- URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2005GL022463/abstract>
- Ducet, N., P. Y. Le Traon, and G. Reverdin, 2000 : Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **105**, 19477–19498, doi :10.1029/2000JC900063.
- URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2000JC900063/abstract>
- Dufau, C., M. Orszynowicz, G. Dibarboue, R. Morrow, and P.-Y. Le Traon, 2016 : Mesoscale resolution capability of altimetry : Present and future. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **121**, 4910–4927, doi :10.1002/2015JC010904.
- URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2015JC010904/abstract>
- Duffau-Julliand, C., P. Marsaleix, A. Petrenko, and I. Dekeyser, 2004 : Three dimensional modeling of the gulf of lion’s hydrodynamic (northwest mediterranean) during january 1999 (moogli3 experiment) and late winter 1999 : Western mediterranean intermediate water’s (wiw’s) formation and its cascading over the shelf break. *J. Geophys. Res.*, **109**.
- Durand, M., L. L. Fu, D. P. Lettenmaier, D. E. Alsdorf, E. Rodriguez, and D. Esteban-Fernandez, 2010 : The Surface Water and Ocean Topography Mission : Observing Terrestrial Surface Water and Oceanic Submesoscale Eddies. *Proceedings of the IEEE*, **98**, 766–779, doi :10.1109/JPROC.2010.2043031.



Dussurget, R., F. Birol, R. Morrow, and P. D. Mey, 2011 : Fine Resolution Altimetry Data for a Regional Application in the Bay of Biscay. *Marine Geodesy*, **34**, 447–476, doi :10.1080/01490419.2011.584835.

URL <http://dx.doi.org/10.1080/01490419.2011.584835>

d'Ovidio, F., J. Isern-Fontanet, C. López, E. Hernández-García, and E. García-Ladona, 2009 : Comparison between Eulerian diagnostics and finite-size Lyapunov exponents computed from altimetry in the Algerian basin. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **56**, 15–31, doi :10.1016/j.dsr.2008.07.014.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0967063708001672>

Ebuchi, N. and K. Hanawa, 2001 : Trajectory of Mesoscale Eddies in the Kuroshio Recirculation Region. *Journal of Oceanography*, **57**, 471–480, doi :10.1023/A :1021293822277.

URL <https://link.springer.com/article/10.1023/A:1021293822277>

Ernesto, D.-E.-F. E. P. C. W. C. J.-W. D. B., Rodriguez and B. Williams, 2017 : Wide-swath altimetry : A review. *Satellite Altimetry Over Oceans and Land Surfaces Series*, D. Stammer and A. Cazenave, eds., CRC Press, Earth Observation of Global Changes.

Escudier, R., 2015 : *Tourbillons mésoéchelle dans la Méditerranée occidentale : caractérisation et compréhension à l'aide d'observations altimétriques et de simulations numériques*. Ph.D. thesis, Grenoble Alpes.

URL <http://www.theses.fr/2015GREAU003>

Escudier, R., J. Bouffard, A. Pascual, P.-M. Poulain, and M.-I. Pujol, 2013 : Improvement of coastal and mesoscale observation from space : Application to the northwestern Mediterranean Sea. *Geophysical Research Letters*, **40**, 2148–2153, doi :10.1002/grl.50324.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/grl.50324/abstract>

- Escudier, R., L. Renault, A. Pascual, P. Brasseur, D. Chelton, and J. Beuvier, 2016 : Eddy properties in the Western Mediterranean Sea from satellite altimetry and a numerical simulation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **121**, 3990–4006, doi :10.1002/2015JC011371.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2015JC011371/abstract>
- Esteban-Fernandez, D., 2014 : Swot project mission performance and error budget. Technical report.
- Estournel, C., E. Bosc, M. Bocquet, C. Ulses, P. Marsaleix, V. Winiarek, I. Osvath, C. Nguyen, T. Duhaut, F. Lyard, et al., 2012 : Assessment of the amount of cesium-137 released into the pacific ocean after the fukushima accident and analysis of its dispersion in japanese coastal waters. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **117**.
- Estournel, C., P. Broche, P. Marsaleix, J.-L. Devenon, F. Auclair, and R. Vehil, 2001 : The rhone river plume in unsteady conditions : numerical and experimental results. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, **53**, 25–38.
- Estournel, C., X. Durrieu de Madron, P. Marsaleix, F. Auclair, C. Julliand, and R. Vehil, 2003 : Observation and modeling of the winter coastal oceanic circulation in the gulf of lion under wind conditions influenced by the continental orography (fetch experiment). *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **108**.
- Estournel, C., V. Kondrachoff, P. Marsaleix, and R. Vehil, 1997 : The plume of the rhone : numerical simulation and remote sensing. *Continental Shelf Research*, **17**, 899–924.
- Estournel, C., P. Testor, P. Damien, F. D’Ortenzio, P. Marsaleix, P. Conan, F. Kessouri, X. Durrieu de Madron, L. Coppola, J.-M. Lellouche, et al., 2016 : High resolution mode-

- ling of dense water formation in the north-western mediterranean during winter 2012–2013 : Processes and budget. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **121**, 5367–5392.
- Estournel, C., V. Zervakis, P. Marsaleix, A. Papadopoulos, F. Auclair, L. Perivoliotis, and E. Tragou, 2005 : Dense water formation and cascading in the gulf of thermaikos (north aegean), from observations and modelling. *Continental Shelf Research*, **25**, 2366–2386.
- Fablet, R., J. Verron, B. Mourre, B. Chapron, and A. Pascual, 2017 : Improving mesoscale altimetric data from a multi-tracer convolutional processing of standard satellite-derived products. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*.
- URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01365761/document>
- Ferrari, R. and C. Wunsch, 2009 : Ocean Circulation Kinetic Energy : Reservoirs, Sources, and Sinks. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **41**, 253–282, doi :10.1146/annurev.fluid.40.111406.102139.
- URL <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.40.111406.102139>
- Flexas, M. M., X. Durrieu de Madron, M. A. Garcia, M. Canals, and P. Arnau, 2002 : Flow variability in the Gulf of Lions during the MATER HFF experiment (March–May 1997). *Journal of Marine Systems*, **33-34**, 197–214, doi :10.1016/S0924-7963(02)00059-3.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796302000593>
- Font, J., E. Garcialadona, and E. Gorriz, 1995 : The seasonality of mesoscale motion in the northern current of the western mediterranean - several years of evidence. *Oceanologica Acta*, **18**, 207–219.
- URL <http://archimer.ifremer.fr/doc/00096/20772/>
- Font, J., C. Millot, J. Salas, A. Juliá, and O. Chic, 1998 : The drift of Modified Atlantic

- Water from the Alboran Sea to the eastern Mediterranean. *Scientia Marina*, **62**, 211–216, doi :10.3989/scimar.1998.62n3211.
- URL <http://scientiamarina.revistas.csic.es/index.php/scientiamarina/article/view/965>
- Frappart, F., L. Bourel, N. Brodu, X. Riofrío Salazar, F. Baup, J. Darrozes, and R. Pombosa, 2017 : Monitoring of the spatio-temporal dynamics of the floods in the guayas watershed (ecuadorian pacific coast) using global monitoring envisat asar images and rainfall data. *Water*, **9**, 12.
- Freilich, M. H. and D. B. Chelton, 1986 : Wavenumber Spectra of Pacific Winds Measured by the Seasat Scatterometer. *Journal of Physical Oceanography*, **16**, 741–757, doi :10.1175/1520-0485(1986)016<0741 :WSOPWM>2.0.CO ;2.
- URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1986\)016%3C0741%3AWSOPWM%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1986)016%3C0741%3AWSOPWM%3E2.0.CO%3B2)
- Fu, L.-L., 1983 : On the wave number spectrum of oceanic mesoscale variability observed by the SEASAT altimeter. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **88**, 4331–4341, doi :10.1029/JC088iC07p04331.
- URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JC088iC07p04331/abstract>
- 2009 : Pattern and velocity of propagation of the global ocean eddy variability. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **114**, C11017, doi :10.1029/2009JC005349.
- URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2009JC005349/abstract>
- Fu, L.-L., D. Alsdorf, E. Rodriguez, R. Morrow, N. Mognard, J. Lambin, P. Vaze, and T. Lafon, 2009 : *The SWOT (Surface Water and Ocean Topography) Mission : Spaceborne Radar Interferometry for Oceanographic and Hydrological Applications*.

Fu, L.-L., D. Alsdorf, E. Rodriguez, R. Morrow, N. Mognard, P. Vaze, and T. Lafon, 2012 :

The Proposed Surface Water and Ocean Topography (SWOT) Mission.

URL <https://trs.jpl.nasa.gov/handle/2014/43314>

Fu, L.-L. and A. Cazenave, 2000 : *Satellite Altimetry and Earth Sciences : A Handbook of*

*Techniques and Applications*. Academic Press, google-Books-ID : vMu29usEgb0C.

Fu, L.-L. and D. B. Chelton, 2001 : Chapter 2 Large-Scale Ocean Circulation. *International*

*Geophysics*, L.-L. Fu and A. Cazenave, eds., Academic Press, volume 69 of *Satellite Altimetry and Earth Sciences*, 133–viii, doi : 10.1016/S0074-6142(01)80147-9.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0074614201801479>

Fu, L.-L., E. J. Christensen, C. A. Yamarone, M. Lefebvre, Y. Ménard, M. Dorrer, and

P. Escudier, 1994 : TOPEX/POSEIDON mission overview. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **99**, 24369–24381, doi :10.1029/94JC01761.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/94JC01761/abstract>

Fu, L.-L. and R. Ferrari, 2008 : Observing Oceanic Submesoscale Processes

From Space. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, **89**, 488–488, doi :10.1029/2008EO480003.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2008EO480003/abstract>

Fu, L.-L. and C. Ubelmann, 2013 : On the Transition from Profile Altimeter to Swath

Altimeter for Observing Global Ocean Surface Topography. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **31**, 560–568, doi :10.1175/JTECH-D-13-00109.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JTECH-D-13-00109.1>

Garcia-Ladona, E. and S. Djenidi, 1991 : A reduced-gravity model of the Catalan Sea.

*Journal of Marine Systems*, **1**, 333–341, doi :10.1016/0924-7963(91)90002-C.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/092479639190002C>

García, M. J. L., C. Millot, J. Font, and E. García-Ladona, 1994 : Surface circulation variability in the Balearic Basin. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **99**, 3285–3296, doi :10.1029/93JC02114.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/93JC02114/abstract>

Gaspar, P., F. Ogor, P.-Y. Le Traon, and O.-Z. Zanife, 1994 : Estimating the sea state bias of the TOPEX and POSEIDON altimeters from crossover differences. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **99**, 24981–24994, doi :10.1029/94JC01430.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/94JC01430/abstract>

Gatti, J., A. Petrenko, J.-L. Devenon, Y. Leredde, and C. Ulses, 2006 : The rhone river dilution zone present in the northeastern shelf of the gulf of lion in december 2003. *Continental Shelf Research*, **26**, 1794–1805.

Gaultier, L., C. Ubelmann, and L.-L. Fu, 2015 : The Challenge of Using Future SWOT Data for Oceanic Field Reconstruction. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **33**, 119–126, doi :10.1175/JTECH-D-15-0160.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JTECH-D-15-0160.1>

Gaultier, L., J. Verron, J.-M. Brankart, O. Titau, and P. Brasseur, 2013 : On the inversion of submesoscale tracer fields to estimate the surface ocean circulation. *Journal of Marine Systems*, **126**, 33–42, doi :10.1016/j.jmarsys.2012.02.014.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796312000693>

Gervasio, L., 1997 : *Instabilités des courants côtiers en présence de topographie. Application au courant algérien*. Ph.D. thesis, Paris 6.

Gill, A., 1982 : *Atmospheric-ocean dynamics*. Academic Press.

Grilli, F. and N. Pinardi, 1998 : The computation of rossby radii of deformation for the mediterranean sea. *MTP news*, **6**, 4–5.

Guihou, K., J. Marmain, Y. Ourmières, A. Molcard, B. Zakardjian, and P. Forget, 2013 : A case study of the mesoscale dynamics in the North-Western Mediterranean Sea : a combined data–model approach. *Ocean Dynamics*, **63**, 793–808, doi :10.1007/s10236-013-0619-z.

URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s10236-013-0619-z>

Gula, J., M. J. Molemaker, and J. C. McWilliams, 2015 : Topographic vorticity generation, submesoscale instability and vortex street formation in the Gulf Stream. *Geophysical Research Letters*, **42**, 2015GL063731, doi :10.1002/2015GL063731.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2015GL063731/abstract>

Guldberg, A., E. Kaas, M. Déqué, S. Yang, and S. V. Thorsen, 2005 : Reduction of systematic errors by empirical model correction : impact on seasonal prediction skill. *Tellus A*, **57**, 575–588.

Haidvogel, D. B. and W. R. Holland, 1978 : The stability of ocean currents in eddy-resolving general circulation models. *Journal of Physical Oceanography*, **8**, 393–413.

Hamad, N., C. Millot, and I. Taupier-Letage, 2005 : A new hypothesis about the surface circulation in the eastern basin of the mediterranean sea. *Progress in Oceanography*, **66**,

287–298, doi :10.1016/j.pocean.2005.04.002.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661105000984>

Held, I. M., R. T. Pierrehumbert, S. T. Garner, and K. L. Swanson, 1995 :  
Surface quasi-geostrophic dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, **282**, 1–20,  
doi :10.1017/S0022112095000012.

URL <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/surface-quasi-geostrophic-dynamics/81CC9FC82F189A1E59E7816F47D3260F>

Herbert, G., N. Ayoub, P. Marsaleix, and F. Lyard, 2011 : Signature of the coastal circulation variability in altimetric data in the southern bay of biscay during winter and fall 2004. *Journal of Marine Systems*, **88**, 139–158.

Hernandez-Carrasco, I., V. Rossi, E. Hernandez-Garcia, V. Garcon, and C. Lopez, 2014 :  
The Reduction Of Plankton Biomass Induced By Mesoscale Stirring : A Modeling Study  
In The Benguela Upwelling. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*,  
**83**, 65–80, doi :10.1016/j.dsr.2013.09.003.

URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00998631>

Herrmann, M., F. Diaz, C. Estournel, P. Marsaleix, and C. Ulses, 2013 : Impact of atmospheric and oceanic interannual variability on the northwestern mediterranean sea pelagic planktonic ecosystem and associated carbon cycle. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **118**, 5792–5813.

Herrmann, M., F. Sevault, J. Beuvier, and S. Somot, 2010 : What induced the exceptional 2005 convection event in the northwestern mediterranean basin? answers from a modeling study. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **115**.



Herrmann, M., S. Somot, F. Sevault, C. Estournel, and M. Déqué, 2008 : Modeling the deep convection in the northwestern Mediterranean Sea using an eddy-permitting and an eddy-resolving model : Case study of winter 1986–1987. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **113**, C04011, doi :10.1029/2006JC003991.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2006JC003991/abstract>

Herrmann, M. J., 2008 : *Formation and fate of water masses in the Northwestern Mediterranean sea - Impact on planktonic pelagic ecosystems - Interannual variability and climate change*. Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III.

URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00329937>

Hogg, A. M. C., W. K. Dewar, P. Berloff, S. Kravtsov, and D. K. Hutchinson, 2009 : The Effects of Mesoscale Ocean–Atmosphere Coupling on the Large-Scale Ocean Circulation. *Journal of Climate*, **22**, 4066–4082, doi :10.1175/2009JCLI2629.1.

Houpert, L., P. Testor, X. Durrieu de Madron, S. Somot, F. D’Ortenzio, C. Estournel, and H. Lavigne, 2015 : Seasonal cycle of the mixed layer, the seasonal thermocline and the upper-ocean heat storage rate in the Mediterranean Sea derived from observations. *Progress in Oceanography*, **132**, 333–352, doi :10.1016/j.pocean.2014.11.004.

URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661114001797>

Hu, Z. Y., A. A. Petrenko, A. M. Doglioli, and I. Dekeyser, 2011 : Numerical study of eddy generation in the western part of the Gulf of Lion. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **116**, C12030, doi :10.1029/2011JC007074.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2011JC007074/abstract>

Hua, B.-L. and F. Thomasset, 1983 : A numerical study of the effects of coastline geometry

- on wind-induced upwelling in the gulf of lions. *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 678–694.
- Isern-Fontanet, J., B. Chapron, G. Lapeyre, and P. Klein, 2006 : Potential use of microwave sea surface temperatures for the estimation of ocean currents. *Geophysical Research Letters*, **33**, L24608, doi :10.1029/2006GL027801.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2006GL027801/abstract>
- Isern-Fontanet, J., E. García-Ladona, and J. Font, 2003 : Identification of Marine Eddies from Altimetric Maps. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **20**, 772–778, doi :10.1175/1520-0426(2003)20<772 :IOMEFA>2.0.CO ;2.  
URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0426\(2003\)20%3C772:IOMEFA%3E2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0426(2003)20%3C772:IOMEFA%3E2.0.CO;2)
- Johnson, E. S., F. Bonjean, G. S. E. Lagerloef, J. T. Gunn, and G. T. Mitchum, 2007 : Validation and Error Analysis of OSCAR Sea Surface Currents. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **24**, 688–701, doi :10.1175/JTECH1971.1.  
URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JTECH1971.1>
- Juza, M., R. Escudier, A. Pascual, M.-I. Pujol, G. Taburet, C. Troupin, B. Mourre, and J. Tintoré, 2016 : Impacts of reprocessed altimetry on the surface circulation and variability of the Western Alboran Gyre. *Advances in Space Research*, **58**, 277–288, doi :10.1016/j.asr.2016.05.026.  
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117716302125>
- Killworth, P. D., D. B. Chelton, and R. A. de Szoeke, 1997 : The speed of observed and theoretical long extratropical planetary waves. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1946–1966.

Klein, P., B. L. Hua, G. Lapeyre, X. Capet, S. Le Gentil, and H. Sasaki, 2008 : Upper Ocean Turbulence from High-Resolution 3d Simulations. *Journal of Physical Oceanography*, **38**, 1748–1763, doi :10.1175/2007JPO3773.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JP03773.1>

Klein, P. and G. Lapeyre, 2009 : The Oceanic Vertical Pump Induced by Mesoscale and Submesoscale Turbulence. *Annual Review of Marine Science*, **1**, 351–375, doi :10.1146/annurev.marine.010908.163704.

URL <https://doi.org/10.1146/annurev.marine.010908.163704>

Kolmogorov, A. N., 1941 : Dissipation of Energy in Locally Isotropic Turbulence. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, **32**, 16.

Kraichnan, R. H., 1967 : Inertial Ranges in Two Dimensional Turbulence. *Physics of Fluids*, **10**, 1417–1423, doi :10.1063/1.1762301.

— 1971 : Inertial-range transfer in two- and three-dimensional turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, **47**, 525–535, doi :10.1017/S0022112071001216.

La Violette, P. E., J. Tintoré, and J. Font, 1990 : The surface circulation of the Balearic Sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **95**, 1559–1568, doi :10.1029/JC095iC02p01559.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JC095iC02p01559/abstract>

Lacombe, H. and P. Tchernia, 1972 : Caractères hydrologiques et circulation des eaux en méditerranée. *The Mediterranean Sea*, 26–36.

Lapeyre, G., 2010 : *A propos de processus nonlinéaires associés à la sous-mésoéchelle*

dans l'océan et à l'échelle synoptique dans l'atmosphère (HDR). Ph.D. thesis, UPMC-Université Paris 6 Pierre et Marie Curie.

Lapeyre, G. and P. Klein, 2006a : Dynamics of the Upper Oceanic Layers in Terms of Surface Quasigeostrophy Theory. *Journal of Physical Oceanography*, **36**, 165–176, doi :10.1175/JPO2840.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO2840.1>

— 2006b : Impact of the small-scale elongated filaments on the oceanic vertical pump. *Journal of Marine Research*, **64**, 835–851, doi :10.1357/002224006779698369.

Larnicol, G., N. Ayoub, and P. Y. Le Traon, 2002 : Major changes in Mediterranean Sea level variability from 7 years of TOPEX/Poseidon and ERS-1/2 data. *Journal of Marine Systems*, **33-34**, 63–89, doi :10.1016/S0924-7963(02)00053-2.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796302000532>

Lazure, P. and F. Dumas, 2008 : An external–internal mode coupling for a 3d hydrodynamical model for applications at regional scale (MARS). *Advances in Water Resources*, **31**, 233–250, doi :10.1016/j.advwatres.2007.06.010.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0309170807001121>

Le Traon, P. and F. Hernandez, 1992 : Mapping the oceanic mesoscale circulation : validation of satellite altimetry using surface drifters. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **9**, 687–698.

Le Traon, P. Y., G. Dibarboure, and N. Ducet, 2001 : Use of a High-Resolution Model to Analyze the Mapping Capabilities of Multiple-Altimeter Missions. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **18**, 1277–1288, doi :10.1175/1520-

0426(2001)018<1277 :UOAHRM>2.0.CO ;2.

URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0426\(2001\)018%3C1277:UOAHRM%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0426(2001)018%3C1277:UOAHRM%3E2.0.CO%3B2)

Le Traon, P. Y., P. Klein, B. L. Hua, and G. Dibarboure, 2008 : Do Altimeter Wavenumber Spectra Agree with the Interior or Surface Quasigeostrophic Theory? *Journal of Physical Oceanography*, **38**, 1137–1142, doi :10.1175/2007JPO3806.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JPO3806.1>

Le Traon, P.-Y., G. LARNICOL, S. GUINEHUT, S. POULIQUEN, A. BENTAMY, D. ROEMMICH, C. DONLON, H. ROQUET, G. JACOBS, D. GRIFFIN, F. BONJEAN, N. HOEPPFNER, and L.-A. BREIVIK, 2009 : DATA ASSEMBLY AND PROCESSING FOR Operational Oceanography : 10 YEARS OF ACHIEVEMENTS. *Oceanography*, **22**, 56–69.

URL <http://www.jstor.org/stable/24860990>

Le Traon, P. Y., F. Nadal, and N. Ducet, 1998 : An Improved Mapping Method of Multisatellite Altimeter Data. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **15**, 522–534, doi :10.1175/1520-0426(1998)015<0522 :AIMMOM>2.0.CO ;2.

URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0426\(1998\)015%3C0522%3AAIMMOM%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0426(1998)015%3C0522%3AAIMMOM%3E2.0.CO%3B2)

Le Traon, P.-Y. and F. Ogor, 1998 : Ers-1/2 orbit improvement using topex/poseidon : The 2 cm challenge. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **103**, 8045–8057.

Le Traon, P. Y., M. C. Rouquet, and C. Boissier, 1990 : Spatial scales of mesoscale variability in the North Atlantic as deduced from Geosat data. *Journal of Geophysical*

*Research : Oceans*, **95**, 20267–20285, doi :10.1029/JC095iC11p20267.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JC095iC11p20267/abstract>

Lebeaupin Brossier, C., K. Béranger, C. Deltel, and P. Drobinski, 2011 :

The Mediterranean response to different space–time resolution atmospheric forcings using perpetual mode sensitivity simulations. *Ocean Modelling*, **36**, 1–25, doi :10.1016/j.ocemod.2010.10.008.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500310001642>

Lebeaupin Brossier, C., P. Drobinski, K. Béranger, S. Bastin, and F. Orain, 2013 : Ocean

memory effect on the dynamics of coastal heavy precipitation preceded by a mistral event in the northwestern Mediterranean. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **139**, 1583–1597, doi :10.1002/qj.2049.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/qj.2049/abstract>

Lenton, T. M., 2008 : Tipping elements in the Earth’s climate system. *Proceedings of*

*the National Academy of Sciences of the United States of America*, **105**, 1786–1793, doi :10.1073/pnas.0705414105.

URL <http://www.pnas.org/content/105/6/1786.short>

Lesieur, M., 1997 : *Turbulence in Fluids third revised and enlarged edition*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Lévy, M., 2003 : Mesoscale variability of phytoplankton and of new production : Impact

of the large-scale nutrient distribution. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **108**.

Levy, M. and A. P. Martin, 2013 : The influence of mesoscale and submesoscale heteroge-

neity on ocean biogeochemical reactions. *Global Biogeochemical Cycles*, **27**, 1139–1150,

doi :10.1002/2012GB004518.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2012GB004518/abstract>

Lin, I., C.-C. Wu, K. A. Emanuel, I.-H. Lee, C.-R. Wu, and I.-F. Pun, 2005 : The interaction of supertyphoon maemi (2003) with a warm ocean eddy. *Monthly Weather Review*, **133**, 2635–2649.

Loth, L. and M. Crepon, 1984 : A Quasi Geostrophic Model of the Circulation of the Mediterranean Sea. *Elsevier Oceanography Series*, J. C. J. Nihoul, ed., Elsevier, volume 38 of *Remote Sensing of Shelf Sea Hydrodynamics*, 277–285, doi : 10.1016/S0422-9894(08)70616-0.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0422989408706160>

Lévy, M., A. Estublier, and G. Madec, 2001 : Choice of an advection scheme for biogeochemical models. *Geophysical Research Letters*, **28**, 3725–3728, doi :10.1029/2001GL012947.

Lévy, M., D. Iovino, L. Resplandy, P. Klein, G. Madec, A. M. Tréguier, S. Masson, and K. Takahashi, 2012 : Large-scale impacts of submesoscale dynamics on phytoplankton : Local and remote effects. *Ocean Modelling*, **43-44**, 77–93, doi :10.1016/j.ocemod.2011.12.003.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500311002009>

Malanotte-Rizzoli, P., 2001 : Currents systems in the mediterranean sea. *Encyclopedia of Ocean Sciences*. Elsevier, Oxford, UK, 605–612.

Malanotte-Rizzoli, P., V. Artale, G. L. Borzelli-Eusebi, S. Brenner, A. Crise, M. Gacic, N. Kress, S. Marullo, M. Ribera d'Alcalà, S. Sofianos, T. Tanhua, A. Theocharis, M. Alvarez, Y. Ashkenazy, A. Bergamasco, V. Cardin, S. Carniel, G. Civitarese, F. D'Ortenzio,

- J. Font, E. Garcia-Ladona, J. M. Garcia-Lafuente, A. Gogou, M. Gregoire, D. Hainbucher, H. Kontoyannis, V. Kovacevic, E. Kraskapoulou, G. Kroskos, A. Incarbona, M. G. Mazzocchi, M. Orlic, E. Ozsoy, A. Pascual, P.-M. Poulain, W. Roether, A. Rubino, K. Schroeder, J. Siokou-Frangou, E. Souvermezoglou, M. Sprovieri, J. Tintoré, and G. Triantafyllou, 2014 : Physical forcing and physical/biochemical variability of the Mediterranean Sea : a review of unresolved issues and directions for future research. *Copernicus Publications*.
- URL <http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/88033>
- Marchesiello, P., L. Debreu, and X. Couvelard, 2009 : Spurious diapycnal mixing in terrain-following coordinate models : The problem and a solution. *Ocean Modelling*, **26**, 156–169.
- Marcos, M., A. Pascual, and I. Pujol, 2015 : Improved satellite altimeter mapped sea level anomalies in the Mediterranean Sea : A comparison with tide gauges. *Advances in Space Research*, **56**, 596–604, doi :10.1016/j.asr.2015.04.027.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117715003208>
- Marsaleix, P., F. Auclair, and C. Estournel, 2006 : Considerations on open boundary conditions for regional and coastal ocean models. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **23**, 1604–1613.
- 2009a : Low-order pressure gradient schemes in sigma coordinate models : The seamount test revisited. *Ocean Modelling*, **30**, 169–177.
- Marsaleix, P., F. Auclair, J. W. Floor, M. J. Herrmann, C. Estournel, I. Pairaud, and C. Ulses, 2008 : Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. *Ocean Modelling*, **20**, 61–89.



- Marsaleix, P., C. Estournel, V. Kondrachoff, and R. Vehil, 1998 : A numerical study of the formation of the rhône river plume. *Journal of Marine Systems*, **14**, 99–115.
- Marsaleix, P., C. Ulses, I. Pairaud, M. J. Herrmann, J. W. Floor, C. Estournel, and F. Auclair, 2009b : Open boundary conditions for internal gravity wave modelling using polarization relations. *Ocean Modelling*, **29**, 27–42.
- Marshall, J. and F. Schott, 1999 : Open-ocean convection : Observations, theory, and models. *Reviews of Geophysics*, **37**, 1–64, doi :10.1029/98RG02739.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/98RG02739/abstract>
- Masuda, S., 2014 : An observing system simulation experiment for the western north pacific region. *The Scientific World Journal*, **2014**.
- McWilliams, J. C., 2003 : Diagnostic Force Balance and its Limits. *Nonlinear Processes in Geophysical Fluid Dynamics*, Springer, Dordrecht, 287–303, dOI : 10.1007/978-94-010-0074-1\_17.  
URL [https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-94-010-0074-1\\_17](https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-94-010-0074-1_17)
- MEDOC group, W. H. O. I., 1970 : *Observation of formation of deep water in the Mediterranean Sea, 1969*.
- Mensa, J. A., Z. Garraffo, A. Griffa, T. M. Özgökmen, A. Haza, and M. Veneziani, 2013 : Seasonality of the submesoscale dynamics in the gulf stream region. *Ocean Dynamics*, **63**, 923–941.
- Mertens, C. and F. Schott, 1998 : Interannual Variability of Deep-Water Formation in the Northwestern Mediterranean. *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 1410–1424, doi :10.1175/1520-0485(1998)028<1410 :IVODWF>2.0.CO ;2.

- URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1998\)028%3C1410:IVODWF%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1998)028%3C1410:IVODWF%3E2.0.CO%3B2)
- Millot, C., 1991 : Mesoscale and seasonal variabilities of the circulation in the western Mediterranean. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **15**, 179–214, doi :10.1016/0377-0265(91)90020-G.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037702659190020G>
- 1999 : Circulation in the Western Mediterranean Sea. *Journal of Marine Systems*, **20**, 423–442, doi :10.1016/S0924-7963(98)00078-5.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796398000785>
- Millot, C., M. Benzohra, and I. Taupier-Letage, 1997 : Circulation off Algeria inferred from the Médiprod-5 current meters. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **44**, 1467–1495, doi :10.1016/S0967-0637(97)00016-2.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0967063797000162>
- Millot, C. and I. Taupier-Letage, 2005 : Circulation in the Mediterranean Sea. *The Mediterranean Sea*, Springer, Berlin, Heidelberg, Handbook of Environmental Chemistry, 29–66, doi : 10.1007/b107143.
- URL <https://link.springer.com/chapter/10.1007/b107143>
- Millot, C. and L. Wald, 1980 : The effect of Mistral wind on the Ligurian current near Provence. *Oceanologica Acta*, **3**, 399–402.
- URL <https://hal-mines-paristech.archives-ouvertes.fr/hal-00463850>
- Molcard, A., N. Pinardi, M. Iskandarani, and D. B. Haidvogel, 2002a : Wind driven general circulation of the Mediterranean Sea simulated with a Spectral Element Ocean Model.

*Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **35**, 97–130, doi :10.1016/S0377-0265(01)00080-X.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037702650100080X>

— 2002b : Wind driven general circulation of the Mediterranean Sea simulated with a Spectral Element Ocean Model. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **35**, 97–130, doi :10.1016/S0377-0265(01)00080-X.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037702650100080X>

Morel, Y., 1995 : *Etude des déplacements et de la dynamique des tourbillons géophysiques application aux médies*. Ph.D. thesis, Grenoble 1.

Morrow, R., F. Birol, D. Griffin, and J. Sudre, 2004 : Divergent pathways of cyclonic and anti-cyclonic ocean eddies. *Geophysical Research Letters*, **31**, L24311, doi :10.1029/2004GL020974.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2004GL020974/abstract>

Morrow, R., A. Carret, F. Birol, F. Nino, G. Valladeau, F. Boy, C. Bachelier, and B. Zakardjian, 2017a : Observability of fine-scale ocean dynamics in the northwestern Mediterranean Sea. *Ocean Science*, **13**, 13 – 29, doi :10.5194/os-13-13-2017.

URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01436002/document>

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. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **100**, 25007–25025, doi :10.1029/95JC02315.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/95JC02315/abstract>

Morrow, R., L.-L. Fu, S.-H. Farrar, T., and P.-Y. Le Traon, 2017b : Ocean eddies and me-

- mesoscale variability. *Satellite Altimetry Over Oceans and Land Surfaces Series*, D. Stammer and A. Cazenave, eds., CRC Press, Earth Observation of Global Changes.
- Morrow, R. and P.-Y. Le Traon, 2012 : Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry. *Advances in Space Research*, **50**, 1062–1076, doi :10.1016/j.asr.2011.09.033.  
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117711007150>
- Morrow, R., M. L. Ward, A. M. Hogg, and S. Pasquet, 2010 : Eddy response to Southern Ocean climate modes. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **115**, C10030, doi :10.1029/2009JC005894.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2009JC005894/abstract>
- Mourre, B., P. De Mey, Y. Ménard, F. Lyard, and C. Le Provost, 2006 : Relative performance of future altimeter systems and tide gauges in constraining a model of north sea high-frequency barotropic dynamics. *Ocean Dynamics*, **56**, 473–486.
- Mulet, S., M.-H. Rio, and S. Bruinsma, 2012 : Accuracy of the Preliminary GOCE Geoid Models from an Oceanographic Perspective. *Marine Geodesy*, **35**, 314–336, doi :10.1080/01490419.2012.718230.  
URL <http://dx.doi.org/10.1080/01490419.2012.718230>
- Myers, P. G., K. Haines, and S. Josey, 1998 : On the importance of the choice of wind stress forcing to the modeling of the Mediterranean Sea circulation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **103**, 15729–15749, doi :10.1029/98JC00784.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/98JC00784/abstract>
- Nencioli, F., F. d'Ovidio, A. M. Doglioli, and A. A. Petrenko, 2011 : Surface coastal

circulation patterns by in-situ detection of Lagrangian coherent structures. *Geophysical Research Letters*, **38**, L17604, doi :10.1029/2011GL048815.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2011GL048815/abstract>

Oguz, T., D. Macias, J. Garcia-Lafuente, A. Pascual, and J. Tintore, 2014 : Fueling Plankton Production by a Meandering Frontal Jet : A Case Study for the Alboran Sea (Western Mediterranean). *PLOS ONE*, **9**, e111482, doi :10.1371/journal.pone.0111482.

URL <http://journals.plos.org/plosone/article?id=10.1371/journal.pone.0111482>

Pairaud, I. L., F. Lyard, F. Auclair, T. Letellier, and P. Marsaleix, 2008 : Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the bay of biscay. part 1 : Barotropic tides. *Continental Shelf Research*, **28**, 1294–1315.

Pascual, A., B. Buongiorno Nardelli, G. Larnicol, M. Emelianov, and D. Gomis, 2002 : A case of an intense anticyclonic eddy in the Balearic Sea (western Mediterranean). *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **107**, 3183, doi :10.1029/2001JC000913.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2001JC000913/abstract>

Pascual, A., Y. Faugère, G. Larnicol, and P.-Y. Le Traon, 2006 : Improved description of the ocean mesoscale variability by combining four satellite altimeters. *Geophysical Research Letters*, **33**, L02611, doi :10.1029/2005GL024633.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2005GL024633/abstract>

Pascual, A., D. Gomis, R. L. Haney, and S. Ruiz, 2004 : A Quasigeostrophic Analysis of a Meander in the Palamós Canyon : Vertical Velocity, Geopotential Tendency, and a Relocation Technique. *Journal of Physical Oceanography*, **34**, 2274–2287, doi :10.1175/1520-0485(2004)034<2274 :AQAOAM>2.0.CO ;2.

- URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(2004\)034%3C2274:AQA0AM%3E2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(2004)034%3C2274:AQA0AM%3E2.0.CO;2)
- Pascual, A., A. Lana, C. Troupin, S. Ruiz, Y. Faugère, R. Escudier, and J. Tintoré, 2015a : Assessing saral/altika data in the coastal zone : comparisons with hf radar observations. *Marine Geodesy*, **38**, 260–276.
- Pascual, A., A. Lana, C. Troupin, S. Ruiz, Y. Faugère, R. Escudier, and J. Tintoré, 2015b : Assessing SARAL/AltiKa Data in the Coastal Zone : Comparisons with HF Radar Observations. *Marine Geodesy*, **38**, 260–276, doi :10.1080/01490419.2015.1019656.  
URL <http://dx.doi.org/10.1080/01490419.2015.1019656>
- Pascual, A., S. Ruiz, and J. Tintoré, 2010 : *Combining New and Conventional Sensors To Study the Balearic Current*, volume 51.
- Pedlosky, J., 1987 : *Geophysical fluid mechanics*. Springer-Verlag.
- Pegliasco, C., A. Chaigneau, and R. Morrow, 2015 : Main eddy vertical structures observed in the four major eastern boundary upwelling systems. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **120**, 6008–6033.
- Peliz, A., 2012 : Alboran jets, gyres and eddies in a 20-year high resolution simulation. volume 14, 4692.  
URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012EGUGA..14.4692P>
- Peliz, A., D. Boutov, and A. Teles-Machado, 2013 : The Alboran Sea mesoscale in a long term high resolution simulation : Statistical analysis. *Ocean Modelling*, **72**, 32–52, doi :10.1016/j.ocemod.2013.07.002.  
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500313001182>

Penduff, T., M. Juza, and P. Sura, 2010 : Global ocean model resolution impacts on the first 4 moments of surface variability. volume 12, 5445.

URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010EGUGA...12.5445P>

Peral, E., E. Rodríguez, and D. Esteban-Fernández, 2015 : Impact of surface waves on swot's projected ocean accuracy. *Remote Sensing*, **7**, 14509–14529.

Petrenko, A., Y. Leredde, and P. Marsaleix, 2005 : Circulation in a stratified and wind-forced Gulf of Lions, NW Mediterranean Sea : in situ and modeling data. *Continental Shelf Research*, **25**, 7–27, doi :10.1016/j.csr.2004.09.004.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0278434304002146>

Petrenko, A. A., 2003 : Variability of circulation features in the Gulf of Lion NW Mediterranean Sea. Importance of inertial currents. *Oceanologica Acta*, **26**, 323–338, doi :10.1016/S0399-1784(03)00038-0.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0399178403000380>

Pinardi, N., 2004 : The physical, sedimentary and ecological structure and variability of shelf areas in the Mediterranean Sea.

URL <http://wedocs.unep.org/handle/20.500.11822/809>

Pinardi, N., I. Allen, E. Demirov, P. de Mey, G. Korres, A. Lascaratos, P.-Y. Le Traon, C. Maillard, G. Manzella, and C. Tziavos, 2003 : The Mediterranean ocean forecasting system : first phase of implementation (1998-2001). *Annales Geophysicae*, **21**, 3–20, doi :10.5194/angeo-21-3-2003.

URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2003AnGeo...21....3P>

Pinardi, N. and E. Masetti, 2000 : Variability of the large scale general circulation of

- the Mediterranean Sea from observations and modelling : a review. *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*, **158**, 153–173, doi :10.1016/S0031-0182(00)00048-1.  
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031018200000481>
- Pinardi, N., M. Zavatarelli, M. Adani, G. Coppini, C. Fratianni, P. Oddo, S. Simoncelli, M. Tonani, V. Lyubartsev, S. Dobricic, and A. Bonaduce, 2015 : Mediterranean Sea large-scale low-frequency ocean variability and water mass formation rates from 1987 to 2007 : A retrospective analysis. *Progress in Oceanography*, **132**, 318–332, doi :10.1016/j.pocean.2013.11.003.  
URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S007966111300222X>
- Pinot, J.-M., J. Tintoré, and D. Gomis, 1995 : Multivariate analysis of the surface circulation in the Balearic Sea. *Progress in Oceanography*, **36**, 343–376, doi :10.1016/0079-6611(96)00003-1.  
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0079661196000031>
- Poulain, P.-M., M. Menna, and E. Mauri, 2012 : Surface Geostrophic Circulation of the Mediterranean Sea Derived from Drifter and Satellite Altimeter Data. *Journal of Physical Oceanography*, **42**, 973–990, doi :10.1175/JPO-D-11-0159.1.  
URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/jpo-d-11-0159.1>
- Prandi, P., A. Cazenave, and M. Becker, 2009 : Is coastal mean sea level rising faster than the global mean? A comparison between tide gauges and satellite altimetry over 1993–2007. *Geophysical Research Letters*, **36**, L05602, doi :10.1029/2008GL036564.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2008GL036564/abstract>
- Preller, R. and H. E. Hurlburt, 1982 : A Reduced Gravity Numerical Model of Circulation in the Alboran Sea. *Elsevier Oceanography Series*, J. C. J. Nihoul, ed., Else-



vier, volume 34 of *Hydrodynamics of Semi-Enclosed Seas*, 75–89, doi : 10.1016/S0422-9894(08)71238-8.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0422989408712388>

Puillat, I., I. Taupier-Letage, and C. Millot, 2002 : Algerian Eddies lifetime can near 3 years. *Journal of Marine Systems*, **31**, 245–259, doi :10.1016/S0924-7963(01)00056-2.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796301000562>

Pujol, M., 2017 : Sea level tac-duacs products.

Pujol, M.-I., 2006 : *Analyse de la variabilité de surface en Méditerranée à partir de données altimétriques et comparaison aux simulations MERCATOR et MOG2D*. Ph.D. thesis, Toulouse 3.

Pujol, M.-I., G. Dibarboure, P.-Y. Le Traon, and P. Klein, 2012 : Using High-Resolution Altimetry to Observe Mesoscale Signals. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **29**, 1409–1416, doi :10.1175/JTECH-D-12-00032.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JTECH-D-12-00032.1>

Pujol, M.-I., Y. Faugère, G. Taburet, S. Dupuy, C. Pelloquin, M. Ablain, and N. Picot, 2016 : DUACS DT2014 : the new multi-mission altimeter data set reprocessed over 20 years. *Ocean Science*, **12**, 1067–1090, doi :10.5194/os-12-1067-2016.

URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2016OcSci..12.1067P>

Pujol, M. I. and G. Larnicol, 2005 : Mediterranean sea eddy kinetic energy variability from 11 years of altimetric data. *Journal of Marine Systems*, **58**, 121–142, doi :10.1016/j.jmarsys.2005.07.005.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796305001442>

- Qiu, B. and S. Chen, 2010 : Interannual Variability of the North Pacific Subtropical Countercurrent and Its Associated Mesoscale Eddy Field. *Journal of Physical Oceanography*, **40**, 213–225, doi :10.1175/2009JPO4285.1.  
URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2009JP04285.1>
- Qiu, B., S. Chen, P. Klein, H. Sasaki, and Y. Sasai, 2014 : Seasonal Mesoscale and Submesoscale Eddy Variability along the North Pacific Subtropical Countercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, **44**, 3079–3098, doi :10.1175/JPO-D-14-0071.1.  
URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO-D-14-0071.1>
- Qiu, B., T. Nakano, S. Chen, and P. Klein, 2017 : Submesoscale transition from geostrophic flows to internal waves in the northwestern Pacific upper ocean. *Nature Communications*, **8**, doi :10.1038/ncomms14055.  
URL <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC5228030/>
- R. Robinson, A., A. Hecht, P. Nadia, J. Bishop, W. Leslie, Z. Rosentroub, A. Mariano, and S. Brenner, 1987 : *Small synoptic/mesoscale eddies and energetic variability of the eastern Levantine basin*, volume 327. DOI : 10.1038/327131a0.
- Renault, L., T. Oguz, A. Pascual, G. Vizoso, and J. Tintore, 2012 : Surface circulation in the Alborán Sea (western Mediterranean) inferred from remotely sensed data. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **117**, C08009, doi :10.1029/2011JC007659.  
URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2011JC007659/abstract>
- Richman, J. G., B. K. Arbic, J. F. Shriver, E. J. Metzger, and A. J. Wallcraft, 2012 : Inferring dynamics from the wavenumber spectra of an eddying global ocean model with embedded tides. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **117**, C12012,

doi :10.1029/2012JC008364.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2012JC008364/abstract>

Richman, J. G., C. Wunsch, and N. G. Hogg, 1977 : Space and time scales of mesoscale motion in the western North Atlantic. *Reviews of Geophysics*, **15**, 385–420, doi :10.1029/RG015i004p00385.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/RG015i004p00385/abstract>

Rio, M. H., S. Guinehut, and G. Larnicol, 2011 : New CNES-CLS09 global mean dynamic topography computed from the combination of GRACE data, altimetry, and in situ measurements. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **116**, C07018, doi :10.1029/2010JC006505.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2010JC006505/abstract>

Rio, M.-H., S. Mulet, and N. Picot, 2014 : Beyond GOCE for the ocean circulation estimate : Synergetic use of altimetry, gravimetry, and in situ data provides new insight into geostrophic and Ekman currents. *Geophysical Research Letters*, **41**, 2014GL061773, doi :10.1002/2014GL061773.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2014GL061773/abstract>

Rixen, M., J.-M. Beckers, S. Levitus, J. Antonov, T. Boyer, C. Maillard, M. Fichaut, E. Balopoulos, S. Iona, H. Dooley, M.-J. Garcia, B. Manca, A. Giorgetti, G. Manzella, N. Mikhailov, N. Pinardi, and M. Zavatarelli, 2005 : The Western Mediterranean Deep Water : A proxy for climate change. *Geophysical Research Letters*, **32**, L12608, doi :10.1029/2005GL022702.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2005GL022702/abstract>

Robinson, A. R., W. G. Leslie, A. Theocharis, and A. Lascaratos, 2001 : Mediterranean

- sea circulation. *Ocean currents : a derivative of the Encyclopedia of Ocean Sciences*, 1689–1705.
- Robinson, I. S., 2010 : *Discovering the Ocean from Space : The unique applications of satellite oceanography*. Springer Science & Business Media.
- Rocha, C. B., T. K. Chereskin, S. T. Gille, and D. Menemenlis, 2015 : Mesoscale to Sub-mesoscale Wavenumber Spectra in Drake Passage. *Journal of Physical Oceanography*, **46**, 601–620, doi :10.1175/JPO-D-15-0087.1.
- URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO-D-15-0087.1>
- Rodriguez, E., 2016 : Surface water and ocean topography mission (swot) science requirements document. Technical report.
- Rodriguez, E. and D. Esteban-Fernandez, 2010 : The Surface Water and Ocean Topography Mission (SWOT) : the Ka-band Radar Interferometer (KaRIn) for water level measurements at all scales. International Society for Optics and Photonics, volume 7826, 782614.
- URL <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/7826/782614/The-Surface-Water-and-Ocean-Topography-Mission-SWOT--the/>  
10.1117/12.868525.short
- Rogé, M., R. Morrow, C. Ubelmann, and G. Dibarboure, 2017 : Using a dynamical advection to reconstruct a part of the ssh evolution in the context of swot, application to the mediterranean sea. *Ocean Dynamics*, **67**, 1047–1066.
- Rogé, M., R. A. Morrow, and G. Dencausse, 2015 : Altimetric lagrangian advection to

reconstruct pacific ocean fine-scale surface tracer fields. *Ocean Dynamics*, **65**, 1249–1268.

Rubio, A., B. Barnier, G. Jorda, M. Espino, and P. Marsaleix, 2005 : Origin and dynamics of mesoscale anticyclonic eddies in the Catalan sea, xx.

URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00183604>

Rubio, A., B. Barnier, G. Jordà, M. Espino, and P. Marsaleix, 2009 : Origin and dynamics of mesoscale eddies in the Catalan Sea (NW Mediterranean) : Insight from a numerical model study. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **114**, C06009, doi :10.1029/2007JC004245.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2007JC004245/abstract>

Ruiz, S., J. Font, M. Emelianov, J. Isern-Fontanet, C. Millot, J. Salas, and I. Taupier-Letage, 2002 : Deep structure of an open sea eddy in the Algerian Basin. *Journal of Marine Systems*, **33-34**, 179–195, doi :10.1016/S0924-7963(02)00058-1.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796302000581>

Salas, J., E. Garcia-Ladona, and J. Font, 2001 : Statistical analysis of the surface circulation in the Algerian Current using Lagrangian buoys. *Journal of Marine Systems*, **29**, 69–85, doi :10.1016/S0924-7963(01)00010-0.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796301000100>

Sammari, C., C. Millot, and L. Prieur, 1995 : Aspects of the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current in the western Mediterranean Sea inferred from the PROLIG-2 and PROS-6 experiments. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **42**, 893–917, doi :10.1016/0967-0637(95)00031-Z.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/096706379500031Z>

Sasaki, H. and P. Klein, 2012 : SSH Wavenumber Spectra in the North Pacific from a High-Resolution Realistic Simulation. *Journal of Physical Oceanography*, **42**, 1233–1241, doi :10.1175/JPO-D-11-0180.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO-D-11-0180.1>

Sasaki, H., P. Klein, B. Qiu, and Y. Sasai, 2014 : Impact of oceanic-scale interactions on the seasonal modulation of ocean dynamics by the atmosphere. *Nature Communications*, **5**, ncomms6636, doi :10.1038/ncomms6636.

URL [https://www.nature.com/articles/ncomms6636/fig\\_tab](https://www.nature.com/articles/ncomms6636/fig_tab)

Savage, A. C., B. K. Arbic, J. G. Richman, J. F. Shriver, M. H. Alford, M. C. Buijsman, J. Thomas Farrar, H. Sharma, G. Voet, A. J. Wallcraft, and L. Zamudio, 2017 : Frequency content of sea surface height variability from internal gravity waves to mesoscale eddies. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **122**, 2519–2538, doi :10.1002/2016JC012331.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2016JC012331/abstract>

Schaeffer, A., 2010 : *Impact du vent sur la circulation hydrodynamique dans le Golfe du Lion : modélisation haute résolution*. phdthesis, Université du Sud Toulon Var.

URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00603720/document>

Schröter, J., U. Seiler, and M. Wenzel, 1993 : Variational Assimilation of Geosat Data into an Eddy-resolving Model of the Gulf Stream Extension Area. *Journal of Physical Oceanography*, **23**, 925–953, doi :10.1175/1520-0485(1993)023<0925 :VAOGDI>2.0.CO ;2.

URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1993\)023%3C0925:VAOGDI%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1993)023%3C0925:VAOGDI%3E2.0.CO%3B2)

Skyllingstad, E. D. and R. M. Samelson, 2012 : Baroclinic Frontal Instabilities and Tur-

bulent Mixing in the Surface Boundary Layer. Part I : Unforced Simulations. *Journal of Physical Oceanography*, **42**, 1701–1716, doi :10.1175/JPO-D-10-05016.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO-D-10-05016.1>

Somot, S., 2005 : *Modélisation climatique du Bassin méditerranéen : variabilité et scénarios de changement climatique*. Toulouse 3.

URL <http://www.theses.fr/2005TOU30243>

Soto-Navarro, J., S. Somot, F. Sevault, J. Beuvier, F. Criado-Aldeanueva, J. García-Lafuente, and K. Béranger, 2015 : Evaluation of regional ocean circulation models for the Mediterranean Sea at the Strait of Gibraltar : volume transport and thermohaline properties of the outflow. *Climate Dynamics*, **44**, 1277–1292, doi :10.1007/s00382-014-2179-4.

URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s00382-014-2179-4>

Souza, J. M. A. C. D., C. De Boyer Montegut, and P.-Y. Le Traon, 2011 : Comparison between three implementations of automatic identification algorithms for the quantification and characterization of mesoscale eddies in the South Atlantic Ocean. *Ocean Science*, **7**, 317–334, doi :10.5194/os-7-317-2011.

URL <http://archimer.ifremer.fr/doc/00039/15051/>

Speich, S., 1992 : *Etude du forçage de la circulation océanique par les détroits : cas de la mer d'Alboran*. Ph.D. thesis, Paris 6.

Stammer, D., 1997 : Global Characteristics of Ocean Variability Estimated from Regional TOPEX/POSEIDON Altimeter Measurements. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1743–1769, doi :10.1175/1520-0485(1997)027<1743 :GCOOVE>2.0.CO ;2.

- URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1997\)027%3C1743%3AGC00VE%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1997)027%3C1743%3AGC00VE%3E2.0.CO%3B2)
- Stammer, D. and A. Cazenave, 2017 : *Satellite Altimetry Over Oceans and Land Surfaces*. CRC Press, google-Books-ID : EDU8DwAAQBAJ.
- Sánchez-Garrido, J. C., J. García Lafuente, E. Álvarez Fanjul, M. G. Sotillo, and F. J. de los Santos, 2013 : What does cause the collapse of the Western Alboran Gyre? Results of an operational ocean model. *Progress in Oceanography*, **116**, 142–153, doi :10.1016/j.pocean.2013.07.002.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661113001080>
- Taupier-Letage, I., 2008 : On the Use of Thermal Images for Circulation Studies : Applications to the Eastern Mediterranean Basin. *Remote Sensing of the European Seas*, Springer, Dordrecht, 153–164, dOI : 10.1007/978-1-4020-6772-3\_12.
- URL [https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-1-4020-6772-3\\_12](https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-1-4020-6772-3_12)
- Taupier-letage, I. and C. Millot, 1986 : General hydrodynamical features in the ligurian sea inferred from the dyome experiment.
- URL <https://www.mysciencework.com/publication/show/1c8e20ea6206e2938ec19bf08eb384b4>
- Taupier-Letage, I., C. Millot, S. Dech, R. Meisner, J.-L. Fuda, I. Puillat, C. Begue, B. Rey, and C. Alberola, 1998 : Suivi des structures dynamiques de mesoechelle dans le bassin algerien pendant l'operation elisa (1997-1998) par l'imagerie satellitale thermique noaa/avhrr : les obstacles potentiels a une reconnaissance automatique. *Oceanis*, **24**, 153–174.



Testor, P., U. Send, J.-C. Gascard, C. Millot, I. Taupier-Letage, and K. Béranger, 2005 :

The mean circulation of the southwestern Mediterranean Sea : Algerian Gyres. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **110**, C11017, doi :10.1029/2004JC002861.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2004JC002861/abstract>

Thomas, L. N., A. Tandon, and A. Mahadevan, 2008 : Submesoscale Processes and Dynamics.

*Ocean Modeling in an Eddying Regime*, t. W. Hecht and H. Hasumi, eds., American Geophysical Union, 17–38, dOI : 10.1029/177GM04.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/177GM04/summary>

Tintore, J., P. E. La Violette, I. Blade, and A. Cruzado, 1988 : A Study of

an Intense Density Front in the Eastern Alboran Sea : The Almeria–Oran Front. *Journal of Physical Oceanography*, **18**, 1384–1397, doi :10.1175/1520-0485(1988)018<1384 :ASOAID>2.0.CO ;2.

URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1988\)018%3C1384:ASOAID%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1988)018%3C1384:ASOAID%3E2.0.CO%3B2)

Tourbillons, L. G., 1983 : The Tourbillon experiment : a study of a mesoscale eddy in the

eastern North Atlantic. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, **30**, 475–511, doi :10.1016/0198-0149(83)90086-9.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0198014983900869>

Traon, L. P., 1991 : Time scales of mesoscale variability and their relationship with space

scales in the north atlantic. *Journal of Marine Research*, **49**, 467–492.

Traon, P. Y. L. and G. Dibarboure, 1999 : Mesoscale Mapping Capabilities of Multiple-

Satellite Altimeter Missions. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **16**, 1208–1223, doi :10.1175/1520-0426(1999)016<1208 :MMCOMS>2.0.CO ;2.

- URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0426\(1999\)016%3C1208:MMCOMS%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0426(1999)016%3C1208:MMCOMS%3E2.0.CO%3B2)
- Treguier, A. M., J. Deshayes, J. Le Sommer, C. Lique, G. Madec, T. Penduff, J.-M. Molines, B. Barnier, R. Bourdalle-Badie, and C. Talandier, 2014 : Ocean eddies drive the export of salt out of the subtropical gyres : insights from the drakkar 1/12 degree global model. *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 16.
- Tulloch, R., J. Marshall, C. Hill, and K. S. Smith, 2011 : Scales, Growth Rates, and Spectral Fluxes of Baroclinic Instability in the Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **41**, 1057–1076, doi :10.1175/2011JPO4404.1.
- URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2011JP04404.1>
- Turley, C. M., 1999 : The changing Mediterranean Sea — a sensitive ecosystem? *Progress in Oceanography*, **44**, 387–400, doi :10.1016/S0079-6611(99)00033-6.
- URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079661199000336>
- Ubelmann, C., 2009 : *Etude de scénarios d'altimétrie satellitaire pour le contrôle de la circulation océanique dans l'océan Atlantique tropical par assimilation de données*. Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.
- Ubelmann, C., B. Cornuelle, and L.-L. Fu, 2016 : Dynamic Mapping of Along-Track Ocean Altimetry : Method and Performance from Observing System Simulation Experiments. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **33**, 1691–1699, doi :10.1175/JTECH-D-15-0163.1.
- URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JTECH-D-15-0163.1>
- Ubelmann, C., P. Klein, and L.-L. Fu, 2015 : Dynamic Interpolation of Sea Surface Height

and Potential Applications for Future High-Resolution Altimetry Mapping. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **32**, 177–184, doi :10.1175/JTECH-D-14-00152.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JTECH-D-14-00152.1>

Ulses, C., C. Estournel, P. Puig, X. Durrieu de Madron, and P. Marsaleix, 2008 : Dense shelf water cascading in the northwestern mediterranean during the cold winter 2005 : Quantification of the export through the gulf of lion and the catalan margin. *Geophysical Research Letters*, **35**.

Vallis, G. K., 2006 : *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. Cambridge University Press.

— 2015 : The Mechanisms of Natural Variability and Its Interaction with Anthropogenic Climate Change Final Report. Technical Report Final Report : DOE-Princeton-SC0005189, Princeton Univ., NJ (United States), doi : 10.2172/1168985.

URL <https://www.osti.gov/scitech/biblio/1168985>

Vargas-Yáñez, M., F. Plaza, J. Garcia-Lafuente, T. Sarhan, J. M. Vargas, and P. Vélez-Belchi, 2002 : About the seasonal variability of the Alboran Sea circulation. *Journal of Marine Systems*, **35**, 229–248, doi :10.1016/S0924-7963(02)00128-8.

URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924796302001288>

Verron, J., 1990a : Altimeter data assimilation into an ocean circulation model : Sensitivity to orbital parameters. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **95**, 11443–11459, doi :10.1029/JC095iC07p11443.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JC095iC07p11443/abstract>

— 1990b : Altimeter data assimilation into an ocean circulation model : sensitivity to orbital parameters. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **95**, 11443–11459.

Vigan, X., C. Provost, R. Bleck, and P. Courtier, 2000 : Sea surface velocities from sea surface temperature image sequences : 1. Method and validation using primitive equation model output. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **105**, 19499–19514, doi :10.1029/2000JC900027.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2000JC900027/abstract>

Vignudelli, S., P. Cipollini, M. Astraldi, G. P. Gasparini, and G. Manzella, 2000a : Integrated use of altimeter and in situ data for understanding the water exchanges between the Tyrrhenian and Ligurian Seas. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **105**, 19649–19663, doi :10.1029/2000JC900083.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2000JC900083/abstract>

— 2000b : Water exchanges through the Corsica Channel from altimetry and hydrography. *IGARSS 2000. IEEE 2000 International Geoscience and Remote Sensing Symposium. Taking the Pulse of the Planet : The Role of Remote Sensing in Managing the Environment. Proceedings (Cat. No.00CH37120)*, volume 2, 500–502 vol.2.

Vignudelli, S., G. P. Gasparini, M. Astraldi, and M. E. Schiano, 1999 : A possible influence of the North Atlantic Oscillation on the circulation of the western Mediterranean Sea. *Geophysical Research Letters*, **26**, 623–626, doi :10.1029/1999GL900038.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/1999GL900038/abstract>

Viúdez, , J. Tintoré, and R. L. Haney, 1996 : Circulation in the Alboran Sea as Determined by Quasi-Synoptic Hydrographic Observations. Part I : Three-Dimensional Structure of the Two Anticyclonic Gyres. *Journal of Physical Oceanography*, **26**, 684–705,

doi :10.1175/1520-0485(1996)026<0684 :CITASA>2.0.CO ;2.

URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1996\)026%3C0684:CITASA%3E2.0.CO%3B2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1996)026%3C0684:CITASA%3E2.0.CO%3B2)

Willis, J. K., 2010 : Can in situ floats and satellite altimeters detect long-term changes in Atlantic Ocean overturning? *Geophysical Research Letters*, **37**, L06602, doi :10.1029/2010GL042372.

URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2010GL042372/abstract>

Wunsch, C., 1997 : The Vertical Partition of Oceanic Horizontal Kinetic Energy. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1770–1794, doi :10.1175/1520-0485(1997)027<1770 :TV-POOH>2.0.CO ;2.

URL [http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(1997\)027%3C1770:TVPOOH%3E2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(1997)027%3C1770:TVPOOH%3E2.0.CO;2)

— 2016 : Global Ocean Integrals and Means, with Trend Implications. *Annual Review of Marine Science*, **8**, 1–33, doi :10.1146/annurev-marine-122414-034040.

URL <https://doi.org/10.1146/annurev-marine-122414-034040>

Wunsch, C. and a. R. Ferrari, 2004 : Vertical Mixing, Energy, and the General Circulation of the Oceans. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **36**, 281–314, doi :10.1146/annurev.fluid.36.050802.122121.

URL <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.36.050802.122121>

Wunsch, C. and D. Stammer, 1998 : SATELLITE ALTIMETRY, THE MARINE GEOID, AND THE OCEANIC GENERAL CIRCULATION. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*.

URL <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.earth.26.1.219>

Xoplaki, E., J. González-Rouco, D. Gyalistras, J. Luterbacher, R. Rickli, and H. Wanner, 2003 : Interannual summer air temperature variability over Greece and its connection to the large-scale atmospheric circulation and Mediterranean SSTs 1950–1999. *Climate Dynamics*, **20**, 537–554, doi :10.1007/s00382-002-0291-3.

URL <https://link.springer.com/article/10.1007/s00382-002-0291-3>

Xu, Y. and L.-L. Fu, 2011 : Global Variability of the Wavenumber Spectrum of Oceanic Mesoscale Turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, **41**, 802–809, doi :10.1175/2010JPO4558.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2010JP04558.1>

— 2012 : The Effects of Altimeter Instrument Noise on the Estimation of the Wavenumber Spectrum of Sea Surface Height. *Journal of Physical Oceanography*, **42**, 2229–2233, doi :10.1175/JPO-D-12-0106.1.

URL <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO-D-12-0106.1>

Zhang, Z., W. Wang, and B. Qiu, 2014 : Oceanic mass transport by mesoscale eddies. *Science*, **345**, 322–324.

Zhang, Z., Y. Zhang, W. Wang, and R. X. Huang, 2013 : Universal structure of mesoscale eddies in the ocean. *Geophysical Research Letters*, **40**, 3677–3681.







---

## Résumé

---

L'objectif principal de cette thèse est d'évaluer la contribution d'une méthode d'interpolation dynamique pour améliorer la représentation des processus océaniques à petite échelle dans les cartes altimétriques. La résolution actuelle de ces cartes construites par interpolation statistique optimale, est bien adaptée à l'étude de la variabilité mésoéchelle mais ne permet pas d'observer des structures de taille inférieures à 150-200 km, en grande partie à cause de l'échantillonnage spatio-temporel des données. La méthode d'interpolation dynamique est basée sur un modèle de propagation quasi-géostrophique (QG) à une couche et demie, dont le but est de recréer une partie de l'évolution temporelle des petites structures océaniques en utilisant la dynamique locale. Dans cette étude, nous appliquons cette méthode à la Méditerranée occidentale. En premier lieu nous avons évalué la capacité du propagateur QG à représenter la dynamique dans cette région. Nous avons ensuite utilisé ce propagateur pour réaliser l'interpolation dynamique dans un cas idéalisé spatialement, en comparant les champs reconstruits avec un modèle numérique à haute résolution. Les résultats ont montré une amélioration générale par rapport à une interpolation linéaire sur une période de 5-10 jours. La performance de la méthode a montré une disparité spatiale et temporelle, avec une amélioration plus importante pour les régions de forte variabilité et en période hivernale. Nous avons exploité deux pistes de complexification du propagateur afin de mieux modéliser la dynamique de la région, fortement influencée par les forçages atmosphériques locaux intenses, la géométrie du bassin et sa bathymétrie. Dans une seconde étude, nous avons évalué la contribution de cette méthode d'interpolation dynamique pour cartographier les données altimétriques réelles le long des traces. Pour cette étude, les structures de covariance dérivées de l'évolution du modèle QG ont été intégrées dans un schéma d'interpolation optimal. Les cartes dynamiques interpolées résultantes ont été comparées aux cartes altimétriques actuelles. Cette étude, qui participe à la préparation de l'exploitation des futures données haute résolution de la mission SWOT, a démontré l'efficacité d'un modèle relativement simple pour améliorer la résolution des cartes altimétriques. Néanmoins, tous ces résultats ont révélé la difficulté de paramétrer de façon optimale cette méthode de cartographie pour caractériser la dynamique dans une région qui présente une forte variabilité spatiale et temporelle. Ce travail souligne aussi le besoin de mieux exploiter les différents jeux de mesures indépendantes pour évaluer rigoureusement l'amélioration des petites échelles, qui ont un impact non négligeable sur la dynamique de mésoéchelle, notamment sur les transferts énergétiques au sein de l'océan et sur les interactions physico-biologiques.

**Mots clés :** océanographie physique, altimétrie, cartographie, modélisation, quasi-géostrophie, SWOT, Mer Méditerranée.

---

## Abstract

---

The main objective of this thesis is to evaluate the contribution of a dynamic interpolation method to improve the representation of small scale ocean processes in altimetric maps. The current resolution of these maps constructed by a statistical optimal interpolation technique, is well adapted to the study of the mesoscale variability but does not allow us to observe structures of sizes smaller than 150-200km, largely due to the spatio-temporal sampling of the data. The dynamic interpolation method is based on a one-and-a-half layer quasi-geostrophic (QG) propagation model, aims to recreate part of the temporal evolution of small oceanic structures using the local dynamics. In this study, we apply this method to the western Mediterranean Sea. First we evaluate the QG propagator's capacity to represent the dynamics in this region. We then use this propagator to perform the dynamic interpolation in a spatially idealized case, comparing the reconstructed fields with a fine-resolution numerical model. The results show a general improvement compared to a linear interpolation over a period of 5-10 days. There is spatial and temporal disparity in the performance of the method, with a greater improvement for the regions of high variability and during the winter period. We explored ways of complexifying the QG propagator to better represent the dynamics of the region, influenced by the strong local atmospheric forcing, the geometry of the basin and its bathymetry. In a second study, we evaluated the contribution of this dynamical interpolation method for mapping real along-track altimetric data. For this study, covariance structures derived from the QG model's evolution are integrated into an optimal interpolation scheme. The resulting dynamical interpolated maps are compared to the current altimetric maps. This study, which participates in the preparation of the exploitation of the future high resolution data of the SWOT mission, demonstrates the effectiveness of a relatively simple model to improve the resolution of the altimetric maps. Nevertheless, all of these results reveal the difficulty to optimally parameterize this mapping method to characterize the dynamics in a region which presents a strong spatial and temporal variability. This work also highlights the need to better exploit the independent data to rigorously evaluate the improvement at small scales, which have significant impacts on the dynamics of the mesoscale, particularly on energy transfers within the ocean and on physico-biological interactions.

**Keywords :** physical oceanography, altimetry, mapping, modelisation, quasi-geostrophy, SWOT, Mediterranean Sea.