HAL
open science

Modélisation des flux et du transport de polluants en rade de Toulon

Camille Mazoyer

To cite this version:

Camille Mazoyer. Modélisation des flux et du transport de polluants en rade de Toulon. Autre [q-bio.OT]. Université de Toulon, 2019. Français. NNT : 2019TOUL0005 . tel-02494519

HAL Id: tel-02494519

https://theses.hal.science/tel-02494519

Submitted on 28 Feb 2020

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.

ÉCOLE DOCTORALE 548 - Mer & Sciences
Institut Méditerranéen d'Océanologie (MIO)
Institut de Mathématiques de Toulon (IMATH)

Thèse
présentée par :
Camille Mazoyer

soutenue le : 4 février 2019
pour obtenir le grade de Docteur en Sciences de l'Univers
Spécialité : Océanographie

Modélisation des flux et du transport de polluants dans la rade de Toulon

THÈSE dirigée par :

Mme Anne MOLCARD	Pr. des Universités, UTLN	Directrice
M. Cédric GALUSINSKI	Pr. des Universités, UTLN	Co-directeur
M. Yann OURMIERES	MCF-HDR, UTLN	Co-encadrant
M. Sofiane MERADJI	IR, UTLN	Co-encadrant

JURY :

M. Christophe MAES	CR, IRD	Rapporteur
M. Christophe LETT	DR, IRD	Rapporteur
M. Marcello MAGALDI	Chercheur, ISMAR-CNR, Italy	Examinateur
Mme Anne MOLCARD	Pr. des Universités, UTLN	Directrice
M. Cédric GALUSINSKI	Pr. des Universités, UTLN	Co-directeur
M. Yann OURMIERES	MCF-HDR, UTLN	Co-encadrant

Table des matières

1 Introduction générale **13**

1.1 Zone d'étude . . . 15

1.1.1 Situation géographique . . . 15

1.1.2 Régimes dominants de vents et orographie . . . 15

1.1.3 Hydrodynamique de la Rade de Toulon . . . 16

1.1.4 Sources de pollution . . . 18

1.1.5 Le Courant Nord au large de la Rade de Toulon . . . 19

1.2 Projets de gestion durable des ports et des écosystèmes . . . 23

1.3 Projet scientifique PREVENT . . . 24

1.4 Objectifs et plan de thèse . . . 25

2 Outils numériques et données d'observations **29**

2.1 Introduction . . . 29

2.2 Modèle numérique MITgcm . . . 31

2.2.1 Equations primitives . . . 31

2.2.2 Résolution sous algorithmes hydrostatiques ou non hydrostatiques . . . 34

2.2.3 Élévation de la surface libre . . . 36

2.2.4 Discrétisation spatio-temporelle des équations . . . 36

2.2.5 Paramétrisation des phénomènes « sous-mailles » . . . 38

2.2.6 Conditions aux limites . . . 38

2.2.7 Intérêt d'une modélisation non hydrostatique . . . 39

2.2.8 Simulation de traceurs passifs . . . 43

2.3 Configuration TBAY100 . . . 44

2.3.1 Grille, domaine et paramétrisations . . . 44

2.3.2 Forçages extérieurs . . . 47

2.4 Mesures et observations . . . 49

2.4.1 Observations ADCP de courants . . . 50

2.4.2 Étude des courants de surface avec des bouées dérivantes . . . 50

3 Energétique de la zone d'étude **53**

3.1 Cas d'un système simplifié . . . 53

3.1.1 Introduction . . . 53

3.1.2 Proceeding 1 : inlet and outlet open boudary conditions for incompressible navier-stokes equations . . . 54

3.1.3 Conclusions de l'étude menée . . . 65

3.2 Cas de la Rade de Toulon . . . 65
3.2.1 Cas simplifié toit rigide à ρ constant . . . 65
3.2.2 Cas avec surface libre et à ρ non constant . . . 66
3.2.3 Conclusion partielle . . . 67
3.3 Quantification de l'apport du large et du vent . . . 68
3.4 Apport énergétique du vent sur la zone . . . 71
3.4.1 Apports énergétiques du vent et du CN en vent d'Est . . . 71
3.4.2 Signature du vent sur la colonne d'eau . . . 74
3.4.3 Introduction d'un ratio pour mieux définir l'apport du vent . . . 75
3.5 Conclusions partielles . . . 77

4 Circulation hydrodynamique dans la Rade de Toulon 79
4.1 Introduction . . . 79
4.2 Validité de l'hypothèse hydrostatique dans la Rade de Toulon . . . 80
4.2.1 Réponse du modèle TBAY100 hydrostatique en situation d'upwelling . . . 80
4.2.2 Comparaisons des modèles H et NH . . . 85
4.3 Courantométrie de surface à partir de flotteurs géolocalisables . . . 93
4.4 Stratégies de simulations et d'analyses . . . 96
4.4.1 Jeux de données d'observations et modèles . . . 96
4.4.2 Stratégie d'analyse par *images composites* . . . 97
4.5 Schémas de circulations induites par le vent . . . 98
4.5.1 Vitesses moyennes en surface . . . 98
4.5.2 Courants moyens sur des coupes verticales . . . 100
4.5.3 Schémas principaux de circulation . . . 102
4.6 Conclusions partielles . . . 108

5 Dispersion de polluants 109
5.1 Introduction . . . 109
5.2 Stratégie de modélisation . . . 111
5.3 Stratégies de simulations . . . 112
5.4 Simulations en conditions réelles . . . 115
5.5 Influence de la direction du vent sur le panache de dispersions de contaminant . . . 119
5.6 Schémas de distribution des contaminants dépendant du vent et du CN . . . 122
5.7 Variabilité saisonnière de la dispersion de contaminant . . . 124
5.8 Apport du NH pour la dispersion des traceurs . . . 125
5.9 Conclusions partielles . . . 129

6 Conclusions et perspectives 131

Bibliographie **135**

Table des figures **140**

Liste des tableaux **146**

A Impact of wind-driven circulation on contaminant dispersion in a semi-enclosed bay **149**

Principaux sigles et notations utilisées

ADCP	*Acoustic Doppler Current Profiler*
ACP	*Anticyclonic Pattern*
AMP	Aire Marine Protégée
AROME	Modèle atmosphérique AROME de METEOfrance
ARPEGE	Modèle atmosphérique ARPEGE de METEOfrance
BLP	*Bi-Layer Pattern*
CFD	Computational Fluid Dynamics
Cu	Cuivre
ECC	Eastern Corsica Current
GFS	Global Forecast System
GLAZUR64	Golfe du Lion Côte d'Azur, configuration 1/64° du Golfe du Lion et de la Côte d'Azur
H	Hydrostatique
HPE	*Hydrostatic Primitive Equation*
IGN	Institut national de l'information géographique et forestière, appelé avant 2012 Institut Géographique National
KE	*Kinetic Energy*, énergie cinétique
LB	*Large Bay*
LES	*Large Eddy Simulations*
MITgcm	*Massachusetts Institute of Technology General Circulation Model*
MOD	Matière Organique Dissoute
NC	*Northern current*
NH	Non Hydrostatique
NIDOR	*Nested Îles d'Or*, configuration NEMO à 1/192° de la baie de Hyères et des Îles d'Or
nM	nanoMolaire (nmol.l^{-1})
OBC	*Open Boundary Conditions*
Ro	Nombre de Rossby
Ri_g	Nombre de Richardson de gradient

SB	*Small Bay*
SST	*Sea Surface Temperature*
TBAY100	*Toulon Bay*, configuration MITgcm de 100 m de résolution spatiale de la Rade de Toulon
TBAY-TRAC	*Toulon Bay Tracers*, configuration MITgcm avec traceurs passifs de la Rade de Toulon
TPM	Toulon Provence Méditerrannée
WCC	Western Corsica Current

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les différents membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mon travail. Je remercie mes rapporteurs, Christophe Maes et Christophe Lett pour leurs remarques pertinentes.

Je remercie mes 4 directeurs et encadrants de thèse, Anne Molcard, Cédric Galusinski, Yann Ourmières et Sofiane Meradji pour leurs conseils avisés et leurs critiques constructives durant ces 3 dernières années. Leurs réflexions ont été très complémentaires et c'était un plaisir de travailler et d'apprendre auprès d'eux. Leur exigence et leur soif de précision m'ont beaucoup fait progresser. Merci Anne d'avoir cru en moi et de m'avoir orientée vers cette thèse. Yann, merci pour m'avoir fait partager en plus de nos discussions théoriques les nombreuses sorties en mer dans la rade de Toulon. Un grand merci aussi à Cédric et Sofiane qui tous deux ont su partager leurs connaissances en mécanique des fluides, toujours avec bienveillance et patience. Je souhaite aussi remercier les directeurs successifs du LSEET puis du MIO pour avoir rendu ce travail possible depuis mon accueil au LSEET : Philippe Fraunié, Charles-Antoine Guérin, Marc Saillard et Richard Sempéré.

Merci aussi à notre fine équipe *drift-team* du mercredi, Heleen, Anthony, Yann et Anne. Travailler en équipe a été riche scientifiquement et humainement, entre réunions (avec cookies !) et sorties flotteurs studieuses mais décontractées en rade de Toulon. Merci Heleen pour nos discussions autour de notre publication et nos cessions de travail toujours agréables. Merci aussi à Christiane pour avoir contribué à la rédaction de notre publication : malgré la distance, nos discussions ont été très intéressantes et agréables. Je souhaite aussi remercier Vincent Rey pour nos longues discussions lors de mes comités annuels.

Merci à Marcello Magaldi et les membres de son laboratoire qui m'ont accueillie chez eux à La Spezia pour quelques jours. Je remercie Marcello d'avoir accepté d'être examinateur dans mon jury et d'avoir suivi mon travail pendant ces 3 années pendant les comités annuels. Marcello, Grazie mille per le nostre discussioni sempre molto interessanti e grazie per il tuo buon umore !

Je souhaiterais aussi remercier toutes les équipes avec qui j'ai travaillé à l'IUEM précédemment : les thésards que j'ai cotoyés et qui m'ont donné envie de me lancer à mon tour (Abel, Fanny, Vincent et Elise, Yassine, Houssam, Coralie, Mathilde ... et tous les autres). Merci à Pascal Rivière, Laurent Memery, Claude Guennou, Pascal Tarits et au directeur de l'IUEM de l'époque Yves-Marie Paulet d'avoir accepté que je me lance dans cette aventure de travail à

distance dans un premier temps, qui a débouché ensuite sur ce travail de thèse. Merci à Sandy, Manu, Jo, Eric, Christophe avec qui j'ai commencé à pratiquer l'informatique scientifique et à compiler !

Je souhaite remercier au LSEET puis au MIO mes compagnons de galère Elodie, Stéphane, Quentin, Floriane, et ceux avant vous qui sont passés par là et avec qui j'ai passé de très bons moments Gwen, Karen, Julien, Jérémy, Weili, Zainab ... Et puis ceux qui sont en train de prendre la relève : Baptiste, William et Caroline. Merci à Céline, Didier, Fabienne, Zak toujours présents pour m'aider au MIO. Je remercie aussi Gloria, Lyudmyla, Mehmet, Fred qui ont toujours eu une pensée bienveillante pour moi. Enfin, je souhaite remercier l'ensemble des membres des laboratoires MIO et IMATH avec qui j'ai partagé 3 ans voire plus longtemps et tous ceux que je ne peux mentionner par manque de place mais qui comptent dans mon esprit.

Commencer une thèse après presque 10 ans en poste était un projet qui me semblait assez ambitieux. Je suis ravie de m'être lancée, même si ce n'était pas le chemin le plus reposant. L'ensemble de ma famille m'a énormément soutenue et je les remercie pour toutes leurs pensées bienveillantes. Merci à mon petit frère Guillaume, à Jean, et à ma famille bretonne et toulousaine sur qui je peux toujours compter. Merci à ma maman qui a fait de nombreux aller-retours Brest-Toulon pour m'aider au quotidien. Je pense aussi à mon papa, éternel étudiant lui aussi, parti beaucoup trop tôt et qui aurait beaucoup aimé discuter de ces nouvelles connaissances.

Merci aussi à ma Justine qui a participé à sa façon à cette thèse. Mon oiseau de nuit du haut de ses 7 ans écoutait mes répétitions de présentation à 23h, discutait upwelling très sérieusement et s'est endormie pendant 3 ans au son de la frappe d'ordinateur avec pour veilleuse la faible lumière de l'écran ... Son plaisir de découverte m'a beaucoup soutenue pendant ces 3 ans.

Et enfin surtout merci à mon mari, mon âme soeur, qui m'a toujours soutenue et comprise, qui a toujours pris le temps d'écouter mes problèmes de bugs informatiques, même après ses vols de nuits ou pendant ses missions en mer.

La page de la thèse se tourne et je commence maintenant un nouveau chapitre au sein de l'IRD, qui sera tout aussi passionnant voire plus !

FIGURE 1 – La rade de Toulon, au fil de nos discussions... par Justine (7 ans).

Chapitre 1

Introduction générale

Sommaire

1.1 Zone d'étude **15**
1.1.1 Situation géographique 15
1.1.2 Régimes dominants de vents et orographie 15
1.1.3 Hydrodynamique de la Rade de Toulon 16
1.1.3.1 Circulation générale dans la rade 16
1.1.3.2 Échanges SB/LB 18
1.1.3.3 Temps de résidence 18
1.1.4 Sources de pollution 18
1.1.5 Le Courant Nord au large de la Rade de Toulon 19
1.1.5.1 Variabilité saisonnière 20
1.1.5.2 Activité méso et subméso-échelle génératrice de méandres et d'intrusion 20
1.2 Projets de gestion durable des ports et des écosystèmes **23**
1.3 Projet scientifique PREVENT **24**
1.4 Objectifs et plan de thèse **25**

Actuellement, plus de 60% de la population mondiale vit à moins de 100 km des côtes. Cette estimation passera à 75% en 2030 selon l'UICN (Union Internationale pour la Conservation de la Nature). Ces zones à forte pression anthropique sont le théâtre d'une multiplicité d'activités : tourisme, activités nautiques, pêche, aquaculture, activités portuaires, éolien. Les acteurs sont donc nombreux et leurs intérêts sont multiples, voire même opposés pour certains d'entre eux.

Pour pouvoir continuer à bénéficier des avantages de ce littoral tout en le préservant, une utilisation durable des ressources est un enjeu majeur. Cette zone a besoin de disposer d'outils pour concilier la protection des écosystèmes et environnements côtiers avec une exploitation optimale des ressources énergétiques et halieutiques.

Sur la façade méditerranéenne française, la Rade de Toulon est un exemple représentatif de cette problématique : Toulon Provence Méditerranée (TPM) est une métropole de 12 communes et 430 000 habitants [1] dont l'économie est axée sur la mer (base navale, ports civils, port de

1. Sources INSEE, population légale en vigueur à compter du 1er janvier 2018.

commerce, activités d'aquaculture, ...). En quelques chiffres, il est intéressant de se rendre compte de l'importance économique de ses activités maritimes [2] :

- Toulon est le 1er port militaire de France et le seul présent en France sur la façade méditerranéenne. Environ 20 000 personnes, soit 12% de la population de Toulon, travaillent dans la base navale abritée par la Petite Rade ;
- En 2017, 470 000 croisiéristes ont visité Toulon ;
- Toulon a été le 1er port de desserte vers la Corse avec 1.5 millions de passagers en 2017 ;
- Les 6 ports civils de la Petite Rade (localisés à Toulon, La Seyne sur Mer, le Lazaret et Saint-Mandrier sur Mer) accueillent un peu plus de 3300 places à quai de bateaux en 2017 [3] ;
- Les ports de commerce de Toulon et La Seyne Brégaillon, quant à eux, génèrent environ 2150 emplois en 2017 avec un chiffre d'affaire global dépassant les 500 millions d'euros .
- Des activités d'aquaculture (activités conchylicoles, cultures d'oursins, ...) sont présentes dans la baie du Lazaret qui se trouve dans la Petite Rade de Toulon. Sept professionnels exploitent une quinzaine de concessions réparties sur 10 hectares. La production annuelle est d'environ 100 à 150 tonnes [4].

Mais ces activités navales, industrielles et commerciales ont d'importantes répercussions environnementales pour la rade sur le long terme. De fortes concentrations de traces métalliques (plomb, cuivre, zinc, ...) ont été mesurées dans les sédiments (Tessier et al., 2011; Pougnet et al., 2014) et dans la couche d'eau en surface (Dang et al., 2015; Jean et al., 2012; Coclet et al., 2018). Ces éléments métalliques se retrouvent alors ensuite dans la chaîne trophique, pouvant alors affecter non seulement l'écosystème mais aussi la santé humaine.

Ce premier chapitre présente les informations nécessaires à la compréhension de la problématique de cette thèse qui concerne la dispersion de polluants dans la Rade de Toulon, zone côtière soumise à de nombreuses activités économiques et touristiques. La circulation hydrodynamique de la zone est déterminante pour la dispersion de polluants dans la Rade de Toulon. Pour cette raison, cette partie va donc d'abord décrire la zone d'étude, l'état de l'art de la circulation hydrodynamique dans cette baie semi-fermée ainsi que l'état de l'art de la circulation du Courant Nord, courant côtier au large de Toulon. Nous continuerons ce chapitre en montrant l'intérêt de concilier l'économie maritime de Toulon avec la préservation de l'écosystème et de la qualité des eaux de cette zone. Enfin, un résumé des projets actuels sur ces problématiques y sera développé (projets universitaires ou projets gérés par les collectivités locales). Nous terminerons

2. Pour l'ensemble de ces informations, se référer au communiqué de Philippe Garo, président de l'Union Maritime de la Rade de Toulon (UMRT) à l'occasion des traditionnels voeux, janvier 2018, ainsi que le site web de TPM

3. Selon le Guide des plaisanciers, édition 2017, édité par Toulon Provence Métropole.

4. Rapport environnemental du Schéma Régional de développement de l'Aquaculture Marine en région PACA, 2015

ce chapitre en présentant les objectifs et le plan de cette thèse.

1.1 Zone d'étude

1.1.1 Situation géographique

La Rade de Toulon est constituée de deux baies semi-fermées séparées par une digue poreuse longue de 1.4 km (Fig 1.1). La Petite Rade (que l'on appellera par la suite SB pour *Small Bay*) qui est le bassin le plus enclavé est située à l'ouest. Elle est reliée à la Grande Rade (LB pour *Large Bay*) par deux passes : une grande passe au sud, profonde de 30 m au maximum et large de 1 km, servant de chenal de navigation et une petite passe au nord, profonde de 10 m et large de 30 m. Nous considérons que la limite entre la LB et le large se situe entre Cap Cépet et Cap Carqueiranne. La superficie de l'ensemble de la rade est d'environ 9.5 km^2 pour un volume de 92 millions de mètres cubes.

À l'est de la Rade de Toulon, à quelques dizaines de km, se trouvent la baie de Hyères et l'archipel des Îles d'Or (Porquerolles, Port-Cros, île de Baugaud et l'île du Levant) dont une partie constitue le coeur du Parc National de Port-Cros, qui est une Aire Marine Protégée (AMP).

1.1.2 Régimes dominants de vents et orographie

Toulon est une ville encastrée entre la côte au sud et plusieurs monts, dont les plus importants d'Ouest en Est sont le mont Caume (804 m), le mont Faron (584 m) et le mont Coudon (700 m) (Fig. 1.2). Les conditions atmosphériques de la zone dépendent de cette orographie qui dévie les vents.

La région de Toulon est soumise à deux régimes de vents principaux : le Mistral (un tiers du temps) et le vent d'Est (un tiers du temps) (Millot, 1990). Le dernier tiers regroupe les périodes de temps calme.

Le Mistral est un vent sec et froid venant du Nord qui descend la vallée du Rhone, guidé par les reliefs des Alpes et le Massif Central. Il apparaît ensuite comme un vent de Ouest Nord-Ouest dans la région du Var, dû à la présence du relief dans la zone. Millot (1990) indique qu'en été, le Mistral souffle en moyenne à 10-15 m.s^{-1} pendant quelques jours. En hiver, son intensité est beaucoup plus forte qu'en été où il peut souffler sur des épisodes plus longs.

Le vent d'Est (orienté Est à Sud-Est), souvent orageux, chaud et humide, souffle très fort de l'automne au printemps. Moins fréquent que le Mistral, ses rafales peuvent par contre atteindre jusqu'à 50 noeuds soit environ 26 m.s^{-1} (Millot, 1990). Il génère aussi souvent de la houle jusque dans la LB.

Ces vents ont une influence importante sur l'hydrodynamique dans la LB, ce qui sera l'objet du chapitre 4.

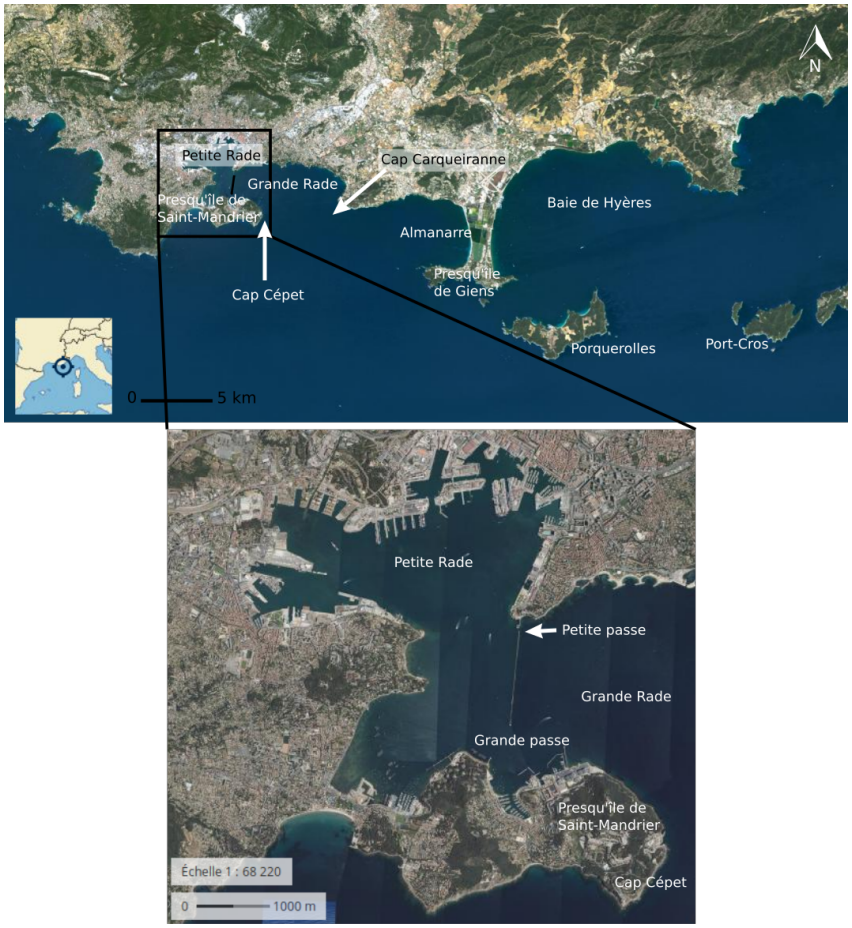

FIGURE 1.1 – Situation de la Rade de Toulon, sur la façade méditerranéenne française. Figure à partir du site Geoportail de l'IGN.

1.1.3 Hydrodynamique de la Rade de Toulon

1.1.3.1 Circulation générale dans la rade

De manière simplifiée, l'hydrodynamique d'une baie semi-fermée ou d'un estuaire est principalement liée aux régimes de vent locaux comme dans le cas du Golfe de Fos en France (Ulses et al., 2005), de la baie d'Alfacs en Espagne (Llebot et al., 2014) ou de la Baie de Hanalei, à Hawaï (Hoeke et al., 2013). Dans ces baies, certains forçages, en plus du vent, peuvent avoir une forte influence sur la circulation : la houle générée au large (Hoeke et al., 2013), les apports fluviaux d'eau douce comme dans le Golfe de Fos (Ulses et al., 2005) ou la circulation plus globale en forçage de la zone comme le Courant Nord en vent d'Est fort (Estournel et al., 1997).

Très peu d'études se sont concentrées sur les processus hydrodynamiques dans la Rade de Toulon, qui est peu soumise aux marées (Alberola and Millot, 2003). Tine, J et al. (1981) et Millot et al. (1981) sont les premiers à avoir publié sur le sujet. Millot et al. (1981) ont démontré

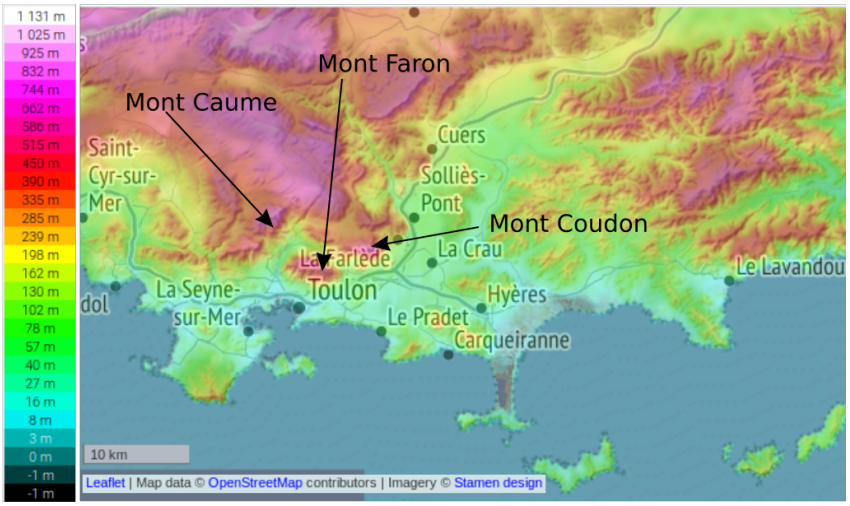

FIGURE 1.2 – Relief (m) de la zone de Toulon.
Figure à partir de http://fr-fr.topographic-map.com, données OpenStreetMap.

l'existence de 4 modes propres d'oscillation de la Rade de Toulon à l'aide de marégrammes, par une analyse spectrale. Tine, J et al. (1981) s'est intéressé aux échanges entre la SB et la LB, en analysant des données de profileur de courants.

Récemment, un modèle numérique hydro-sédimentaire 3D de la Rade de Toulon a été mis en place par Duffa et al. (2011) et Dufresne et al. (2014, 2018). Ce travail avait pour but de créer un outil de prévision post-accidentiel qui permettrait d'estimer la gravité de la situation en cas de rejets de nucléides dans l'environnement. Les études menées ont permis de montrer que la circulation au niveau du chenal entre SB et LB est principalement contrôlée par le vent, ce qui provoque de nombreuses renverses temporelles de courants sur la colonne d'eau, notamment quand le vent change de sens (Dufresne et al., 2014). Tine, J et al. (1981) Millot et al. (1981) et Duffa et al. (2011) proposent des régimes hydrodynamiques dans la rade en fonction des vents dominants et considèrent trois situations :

- Temps calme pour un vent d'intensité inférieure à 5 m.s^{-1} ;
- Mistral fort pour un vent d'ouest/nord-ouest supérieur à 5 m.s^{-1} ;
- Vent d'Est fort supérieur à 5 m.s^{-1}.

Lors de Mistral fort, la couche de surface est chassée vers le large tandis qu'un apport d'eau froide s'opère par le fond (*upwelling*), avec une remontée des eaux sur la côte au nord de la LB. Inversement, par vent d'Est, un phénomène de *downwelling* se met en place : le vent venant du large apporte des eaux en surface, celles-ci plongent à la rencontre de la côte. Un vent d'Est établi engendre aussi une houle qui s'associe à une hauteur de vagues potentiellement importante (Tine, J et al., 1981).

1.1.3.2 Échanges SB/LB

Si l'on se concentre sur les échanges SB/LB, ces études ont montré que les courants dans la SB ont une intensité plus faible que ceux de la LB. Ils s'écoulent avec une forte composante zonale dans le chenal entre la SB et la LB (Tine, J et al., 1981; Millot et al., 1981). Dans ce chenal, nous observons deux flux. La couche de surface est entraînée par le vent et un flux opposé circule au niveau du fond (Dufresne et al., 2014). La veine de courant du fond y est plus intense que dans le reste de la colonne d'eau : au fond, le flux est probablement guidé par la bathymétrie, ce qui provoque son accélération au niveau du chenal, le flux s'intensifiant également quand le vent augmente.

Ces études ont aussi mis en évidence le réchauffement des eaux de surface en été grâce au flux solaire (*short wave*) tandis que les eaux du fond restent plus froides. Ce gradient de température crée une stratification dans la colonne d'eau que l'on ne retrouve pas en hiver, où les vents amplifient le mélange des eaux.

1.1.3.3 Temps de résidence

Dans le cadre d'une analyse de la circulation dans une baie, les temps de résidence qui correspondent aux temps de renouvellement de toute l'eau d'une zone sont également des critères intéressants à prendre en compte. Ceci est d'autant plus vrai dans des zones semi-fermées sujettes à des incidents de pollution : connaître les temps de renouvellement et d'évacuation de l'eau permet de mieux analyser l'impact d'une éventuelle pollution. Des études sur les temps d'échanges et de renouvellement dans des zones à forte pression anthropique ont permis de proposer diverses analyses : que ce soit pour des ports dans des mers micro-tidales avec la mise en place d'indices de risque (Grifoll et al., 2010), dans des zones sensibles à la marée (Cucco et al., 2009), dans des marinas artificielles (Benfer et al., 2010) ou pour gérer des risques environnementaux (Shen and Haas, 2004). Dans notre cas, Dufresne et al. (2014) proposent d'évaluer à partir de résultats de modèle ce temps de résidence dans la SB en se basant sur le flux à la sortie de celle-ci : 3.4 jours en moyenne, au plus bas 1.5 jours en conditions de vent fort et jusqu'à 7.5 jours par temps calme.

1.1.4 Sources de pollution

De fortes concentrations de traces métalliques (plomb, cuivre, zinc, ...) ont été mesurées dans les sédiments (Tessier et al., 2011; Pougnet et al., 2014) et dans la couche d'eau en surface (Dang et al., 2015; Jean et al., 2012; Coclet et al., 2018) (voir Fig. 1.3). Au vu de ces deux localisations de pollution, il a été montré que la contamination est plus importante dans la SB. Dans la SB, localisée au nord-ouest de la rade, les sédiments de surface contiennent 1000 fois plus de mercure que les valeurs moyennes dans la mer Méditerranée : respectivement 80, 40 et 31 fois plus de cuivre, de zinc et de plomb (Tessier et al., 2011). De plus, les eaux de surface

ont une concentration 40 et 70 fois plus forte en plomb et cuivre dissous (Coclet et al., 2018) que ce qui a pu être observé dans les eaux de la Méditerranée au large (Tovar-Sanchez et al., 2014). Au vu des valeurs citées plus haut, la Rade de Toulon fait partie des sites maritimes très pollués connus et étudiés du Nord de la Méditerranée (Tessier et al., 2011).

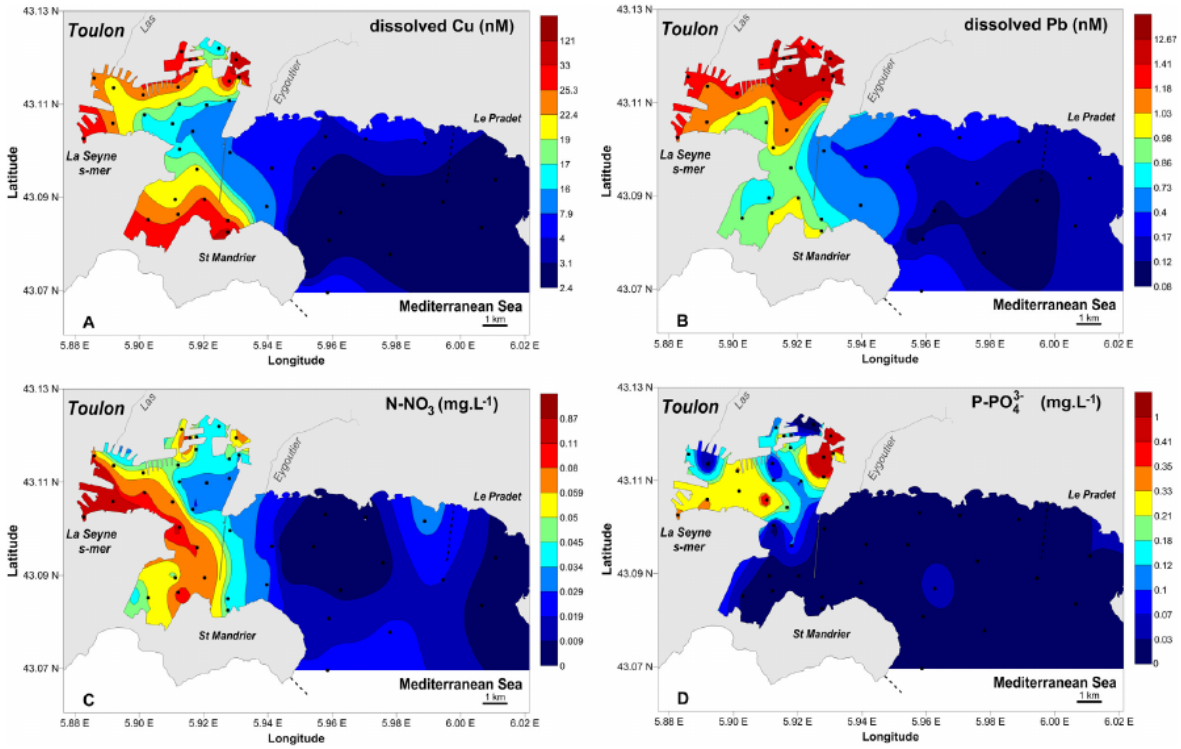

FIGURE 1.3 – Variation spatiale des contaminants dans les eaux de surface de la Rade de Toulon. A : Cu, B :Pb, C :N-NO^3, D : P-PO_4^{3-}. Figure issue de (Coclet et al., 2018).

1.1.5 Le Courant Nord au large de la Rade de Toulon

Localisée dans la région Sud-Est de la France, la Rade de Toulon est une rade ouverte sur le bassin occidental méditerranéen dont la formation et l'écoulement des masses d'eau ont été décrites par (Millot, 1999) (Fig. 1.4).

Au large de la Rade de Toulon circule un courant côtier contribuant à la circulation cyclonique méditerranéenne. Ce courant peut avoir des interactions avec notre zone d'étude. Nous présentons donc ici ses particularités pour mieux comprendre le rôle qu'il peut jouer dans la circulation de la rade et la dispersion d'éventuels polluants. Ce courant nommé le Courant Nord (CN) ou Courant Liguro-Provencal s'écoule d'Est en Ouest, longeant la Côte d'Azur, pour ensuite suivre le talus du Golfe du Lion (Fig. 1.5). Le CN correspond à la branche nord de la circulation générale de surface méditerranéenne et provient de la fusion des deux branches de

courant Est (ECC) et Ouest (WCC) corses dans le bassin Liguro-Provençal, d'où le nom de Courant Liguro-Provençal. Dans cette étude, nous utiliserons plutôt le nom de Courant Nord Méditerranéen en référence à l'appellation que Millot (1991) a proposé puisqu'il a toutes les caractéristiques des courants nord des mers semi-fermées.

Le Courant Nord est un courant géostrophique (Conan and Millot, 1995), c'est à dire qu'il est le résultat d'un ajustement entre les forces de pression et la force de Coriolis. Ses caractéristiques ont été étudiées depuis les années 1980 dans différentes zones de la Côte d'Azur au Golfe du Lion. Pour définir cette veine de courant, différents auteurs ont choisi de se concentrer sur des caractéristiques et des valeurs dépendant de la zone sur laquelle ils réalisaient leur étude. Petrenko (2003) définit le CN comme la veine de courant d'intensité supérieure à 0.05 m.s^{-1} sur le talus du Golfe du Lion, tandis qu'au large de Nice, Alberola et al. (1995b) proposent un seuil de 0.1 m.s^{-1}. On peut aussi le définir comme toute la couche d'eau puisque l'on n'observe pas de cisaillement de vitesse vertical entre les masses d'eau qui le constituent (Conan and Millot, 1995). Enfin, il peut aussi être caractérisé par sa signature thermique car ses eaux en surface sont plus chaudes que celles du plateau ou du large. Elles proviennent en effet en partie des eaux du courant Est corse ECC, plus chaudes car protégées des vents intenses continentaux présents dans le bassin Liguro-Provençal (Millot and Wald, 1980; Crepon et al., 1982).

1.1.5.1 Variabilité saisonnière

Le Courant Nord présente une grande variabilité saisonnière, due à la variabilité en amont des courants Est (ECC) et Ouest (WCC) corses qui le composent. Cette variabilité va jouer sur sa position, sa largeur, sa profondeur ainsi que sur son intensité.

En été et en automne, le CN est large (environ 40 km) et peu profond (250 m) avec des vitesses de l'ordre de 0.2 m.s^{-1} (eg. Alberola et al., 1995a; Conan and Millot, 1995; Millot, 1999; Petrenko, 2003). En hiver, généralement plus étroit (environ 25 km) et profond (450 m de profondeur) qu'en été, il s'accélère et se rapproche des côtes, avec des vitesses jusqu'à 1 m.s^{-1} (Sammari et al., 1995; Petrenko, 2003).

1.1.5.2 Activité méso et subméso-échelle génératrice de méandres et d'intrusion

Aux variabilités saisonnières indiquées précédemment, se rajoutent aussi les variations dues à des phénomènes méso-échelle, provenant de conditions atmosphériques, d'apports fluviaux, de formation d'eau profonde, de propagation de méandres ou de formation de tourbillons. Le CN se trouve au niveau du talus entre les isobathes 1000 et 2000 m (Millot, 1990; Conan and Millot, 1995) (Fig.1.6) et il suit cette bathymétrie. Cependant, selon les conditions atmosphériques et selon sa position par rapport aux canyons du talus, la veine de courant peut se décrocher et il apparaît des instabilités, d'autant plus présentes en hiver lorsque le CN est intense et proche des côtes.

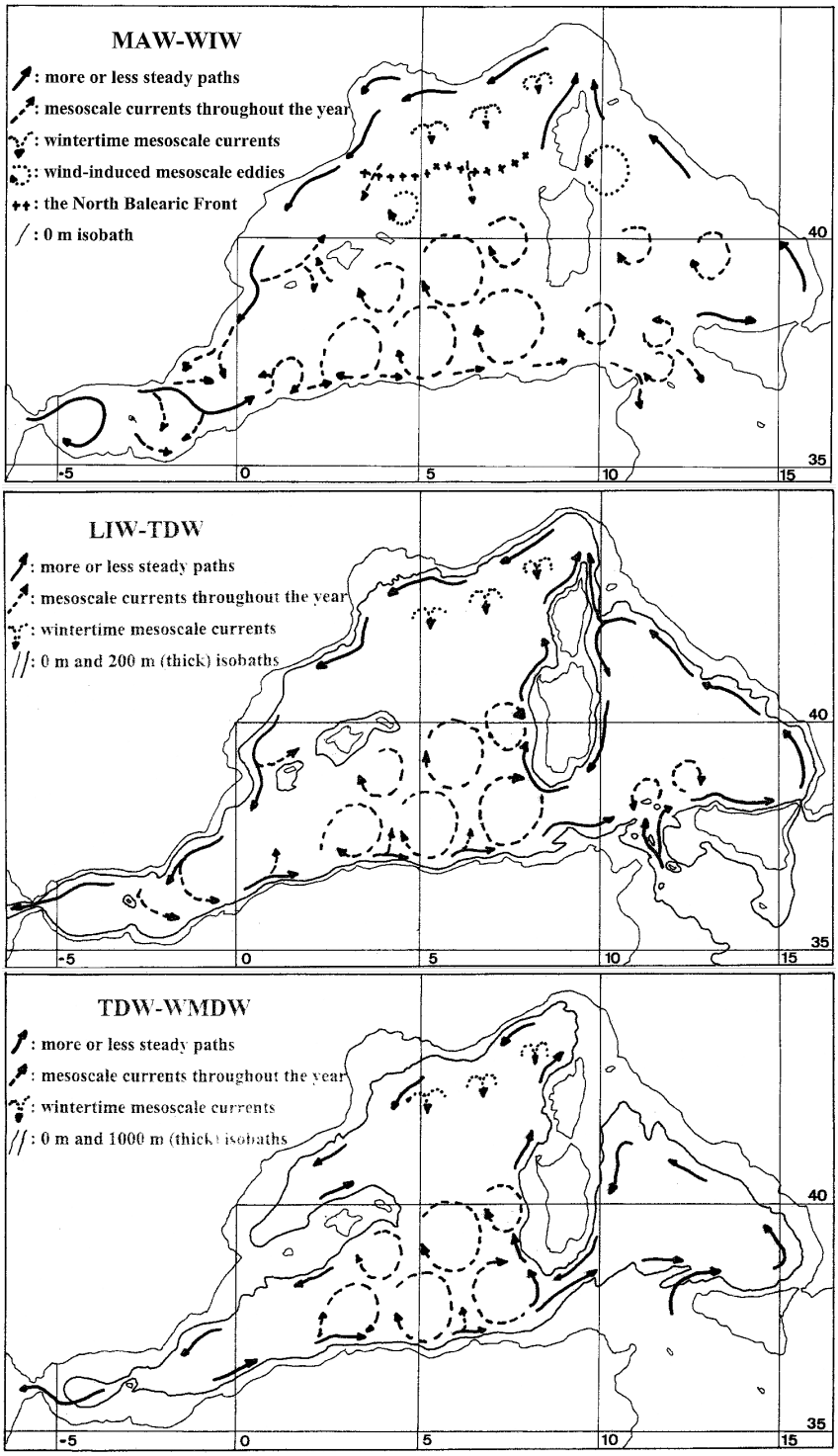

FIGURE 1.4 – Circulation des masses d'eau dans le bassin occidental Méditerranéen. De haut en bas : circulation des eaux atlantiques modifiées (MAW), circulation des eaux intermédiaires Levantines (LIW), et circulation des eaux profondes (WMDW) (figure issue de Millot (1999))

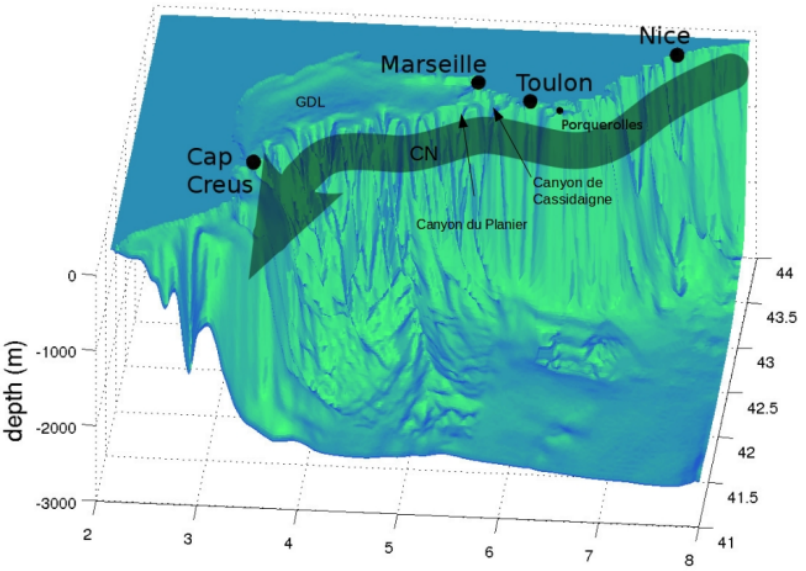

FIGURE 1.5 – Bathymétrie de la Méditerranée nord-occidentale (m). Représentation schématique de la circulation du CN le long de la côte nord-occidentale. Figure issue de Ourmières, Yann (2016).

Suite à ces instabilités, une partie du flux du CN se sépare parfois de la veine principale, à travers des méandres. Ces méandres ont été observés lors de différentes campagnes. On peut par exemple citer Crepon et al. (1982) qui ont observé en région Ligure la propagation d'ondes basses-fréquences à l'aide d'images satellites thermiques. Ils ont pu mettre en évidence la présence de méandres du CN d'une quarantaine de km de longueur d'onde avec des vitesses de phases d'environ 15.5 km/jour (18 cm.s^{-1}). Alberola et al. (1995a) et Sammari et al. (1995) ont pu observer au large de Nice des méandres de période de 10 à 20 jours, avec des fluctuations transverses à plus courte période de 3 à 6 jours et une vitesse de propagation de l'ordre de 10 km/jour.

Cette activité grande-échelle et méso-échelle a fait l'objet de nombreuses études en amont et en aval de notre zone d'étude : au large de Nice (Taupier-Letage and Millot, 1986; Alberola et al., 1995a; Sammari et al., 1995; Bethoux et al., 1982, 1988), à l'entrée du Golfe du Lion au large de Marseille (Alberola and Millot, 2003; Conan and Millot, 1995; Forget et al., 2008; Flexas et al., 2002) et le long du talus du Golfe du Lion (André et al., 2009; Petrenko, 2003; Lapouyade and Durrieu de Madron, 2001; Rubio et al., 2009).

Au large de Toulon, il existe peu de références à notre connaissance dans la littérature scientifique traitant des instabilités du CN et de l'activité méso-échelle associée à celles-ci. Les quelques études menées indiquent qu'au large de Toulon, le CN est sujet à de nombreuses instabilités dues à la bathymétrie abrupte du talus, aux nombreux canyons ainsi qu'à la présence

d'îles (Guihou et al., 2013). Ces instabilités peuvent induire des intrusions du CN dans la baie de Hyères (Declerck et al., 2016) (Fig. 1.6) : celles-ci s'engouffrent à travers la passe Est de la baie de Hyères et vont ressortir par les deux autres passes (Sud et Ouest). Ces intrusions sont des phénomènes importants à prendre en compte car elles vont induire des échanges d'eau entre les zones côtières et les eaux du large : les caractéristiques physiques des eaux côtières sont alors complètement modifiées (apport d'eau de salinité, températures différentes, induction d'un courant dans cette zone côtière, ...).

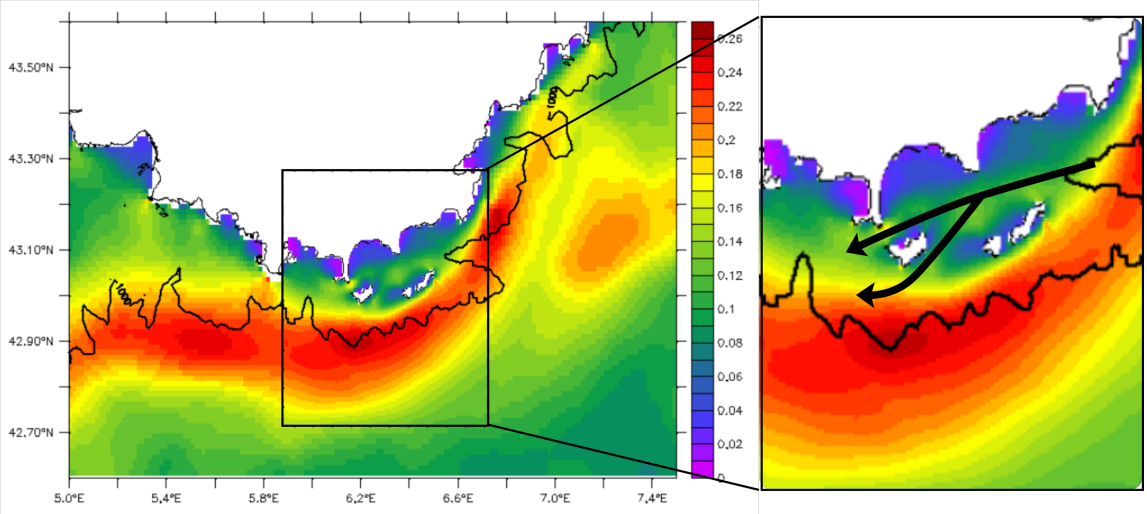

FIGURE 1.6 – Intensité du courant de surface (m.s^{-1}) moyennée de Septembre 2013 à Janvier 2014, simulée par des configurations emboitées mises en place au MIO (Guihou et al., 2013; Declerck et al., 2016) ; l'emboitement est indiqué par l'encadré en pointillés noirs. L'isobathe 1000 m a été superposée en noir. Les intrusions dans la baie de Hyères sont indiquées par des flèches noires sur la figure de droite. Figure de gauche tirée de Declerck (2016).

Nous verrons dans le chapitre 3 qu'il peut apparaître des intrusions du CN dans la Rade de Toulon. Cette thèse s'intéressera aussi à leur influence sur la circulation dans cette rade.

1.2 Projets de gestion durable des ports et des écosystèmes

Il apparaît nécessaire de préserver, voire d'améliorer la qualité des eaux de la rade tout en soutenant l'activité économique de l'agglomération de Toulon. Pour cela, plusieurs actions ont été entreprises par les collectivités locales. En 2002, la métropole Toulon Provence Méditerranée [5] (TPM, communauté d'agglomération autour de la ville de Toulon) a animé le premier volet d'un contrat de baie qui s'est étendu sur 7 ans. Ce contrat avait pour but de gérer les ressources en eau et la préservation des écosystèmes. Les efforts se sont concentrés sur l'assainissement

5. Site internet de TPM : https ://metropoletpm.fr/

des eaux et la réduction de la pollution. Cette prise de conscience d'une gestion globale s'est poursuivie avec un deuxième Contrat de Baie de 2013 à 2018 [6], parallèlement à celui mis en place sur Hyères et son bassin versant nommé *Contrat de Baie des Îles d'Or* qui s'étend de 2015 à 2020.

A l'est de la Rade de Toulon, les îles de Port-Cros et Porquerolles dans la baie de Hyères constituent le coeur du Parc Marin National de Port-Cros. Ce parc existe depuis 1963 et a été réformé en profondeur en 2012. Depuis cette date, les eaux d'une partie de la Rade de Toulon sont parties intégrantes du parc. Abritant un écosystème marin particulièrement riche, les eaux environnantes de Port-Cros et Porquerolles sont très surveillées : l'objectif est de maintenir leur qualité, de protéger cette biodiversité, tout en promouvant un tourisme durable et une sensibilisation des populations locales. Ainsi la proximité du parc avec la Rade de Toulon nous amène à vouloir mieux comprendre la distribution d'éventuels contaminants dans la rade elle-même ainsi qu'aux alentours. Cela nous permettrait d'évaluer l'impact possible qu'auraient ces polluants sur la qualité des eaux du parc national.

1.3 Projet scientifique PREVENT

En 2015, l'université de Toulon (UTLN) a monté un projet multidisciplinaire entre plusieurs de ses laboratoires, nommé PREVENT pour "*PRotection du littoral méditerranéen : ÉValuation, surveillancE, conséqueNces, impacT économique et sociétal – Application à la Rade de Toulon*" [7], voir Fig. 1.7. Le projet a pour but de mieux évaluer l'impact de l'anthropisation des zones côtières de la Mer Méditerranée, en prenant pour site atelier la Rade de Toulon. Son intérêt est d'appréhender cette problématique à travers un grand nombre de disciplines scientifiques et ainsi d'apporter un regard le plus exhaustif possible sur le sujet.

L'étude menée dans ma thèse fait partie d'un des axes de ce projet (axe Évaluation, voir Fig. 1.7) et s'insère ainsi dans une réflexion globale de prévention des risques de pollution tout en prenant en compte le développement durable des ports.

Ce projet a tout naturellement abouti en 2017 à un projet, nommé IMPACT [8], de plus grande envergure puisque financé à hauteur d'environ 2 millions d'euros en fonds FEDER (Fonds Européen de Développement Régional). Après le site atelier de la Rade de Toulon, ce nouveau projet est centré sur plusieurs zones de la Méditerranée (Toscane, Ligure, Corse et PACA). L'objectif de cette étude est de concilier le développement économique des ports avec la protection des aires marines protégées. Ainsi, en parallèle de cette thèse, nous nous posons aussi la question de la connectivité entre la zone de la Rade de Toulon et le Parc National de Port-Cros, c'est-à-dire les échanges possibles entre ces sites : échanges de masses d'eau et bien sûr de pollutions.

6. http ://radetoulon.contratdebaie.org/
7. http ://www.univ-tln.fr/Restitution-scientifique-du-projet-PREVENT.html
8. http ://interreg-maritime.eu/fr/web/impact/projet

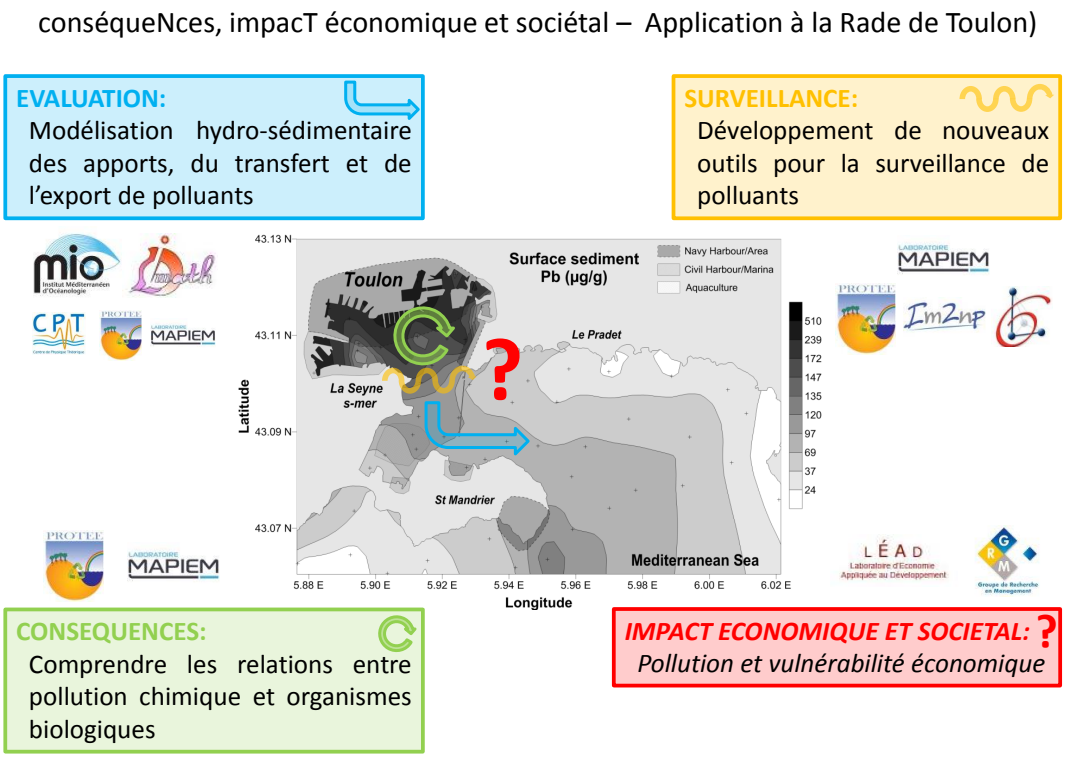

FIGURE 1.7 – Présentation des quatre axes du projet universitaire PREVENT (Évaluation, Surveillance, Conséquences et Impact économique et sociétal).

Ces recherches peuvent être des appuis très concrets en terme de gestion de pollution. Par exemple, à l'heure où j'écris cette thèse, une importante pollution aux hydrocarbures est transportée par le CN sur nos côtes. Ayant pour origine une collision à quelques kilomètres au nord de la Corse le 7 octobre 2018, la pollution vient d'atteindre les plages de l'Almanarre le 21 octobre, après avoir aussi précédemment atteint les îles d'Or. Le fort vent d'Est qui a soufflé ces derniers jours a très probablement créé des intrusions non seulement dans la baie de Hyères, mais peut-être aussi, nous le verrons dans le chapitre 4, dans la LB de Toulon. La plage de l'Almanarre a pu alors être touchée car une partie de la veine de courant entrant dans la Rade de Toulon est déviée au niveau de Cap Carqueiranne (côte est de la LB) : cette déviation suit un tourbillon cyclonique qui aurait alors déposé les galettes d'hydrocarbures sur la plage de l'Almanarre.

1.4 Objectifs et plan de thèse

Cette thèse a pour objectif de comprendre les circulations hydrodynamiques dans la zone de la rade pour se donner les moyens d'appréhender ensuite la dispersion d'éventuels polluants :

- Le premier objectif consiste à étudier les échanges d'énergie de la Rade de Toulon avec le large et de quantifier ces forçages. Nous nous posons les questions suivantes : (1) quel est le rôle des forçages aux frontières comparé aux forces propres à la rade, comme le vent ? (2) A-t-on un système indépendant énergétiquement ou fortement dépendant des apports extérieurs ?
- Le deuxième objectif vise à étudier la dynamique de courant petite échelle dans une baie semi-fermée. En utilisant un modèle de circulation océanique (MITgcm) et des observations (ADCP, ...) dans la Rade de Toulon, nous nous posons les questions suivantes : (1) Est-il possible d'établir des schémas de circulation dans la rade ? Si tel est le cas, quels sont les mécanismes en jeu ? (2) Est-il possible de lier la circulation dans la rade avec certaines conditions de vent ou des forçages aux frontières ?
- Le troisième objectif consiste à analyser le transport de contaminant en établissant des schémas de dispersion puis de valider l'impact potentiel des contaminants dans des espaces clefs dans la rade et au delà, comme dans le Parc Marin de Port-Cros par exemple. Les questions qui nous intéressent sont : (1) Quels sont les processus qui peuvent redistribuer des polluants dans la Rade ? (2) Est-il possible de reproduire les observations de terrain (cartographie sédimentaire, variations spatiales et temporelles dans la colonne d'eau) (3) Quel serait l'impact des polluants provenant de la rade sur la zone des Îles d'Or ? (4) Est-il possible de prévoir l'évolution de la distribution et de la densité des polluants ?
- Nous gardons aussi en tête que ces études portent sur une zone côtière à très petite échelle, pour laquelle des verrous numériques existent. La taille de la zone implique que les structures présentes visibles soient plus petites que le premier rayon interne de déformation de Rossby (Rd), la gamme de ces structures dites subméso-échelle étant de l'ordre de 1 à 10 km en côtier. Une réflexion sur la nature des processus (hydrostatique ou non hydrostatique) sera proposée de manière à savoir si l'hypothèse d'approximation hydrostatique reste valable dans cette zone.

Pour répondre à ces questions, ce manuscrit est organisé en 4 parties :

- La première partie (chapitre 2) présente les outils de notre travail : les outils numériques (code d'océan MITgcm, configuration mise en place) et les jeux d'observations ;
- La deuxième partie (chapitre 3) présente d'abord un travail théorique sur les forçages aux frontières et leurs implications dans l'apport d'énergie au domaine. Nous réalisons ensuite une étude sur l'énergétique dans la zone de la rade, en quantifiant l'apport du CN et des vents ;
- La troisième partie (chapitre 4) présente la circulation hydrodynamique de la Rade de Toulon suivant les forçages mis en jeu. Des schémas généraux de circulation sont ainsi proposés ;

- Enfin, la quatrième partie traite de la dispersion de polluants en fonction des schémas de circulation proposés au chapitre 5) .

Chapitre 2

Outils numériques et données d'observations de l'étude

Sommaire

2.1 Introduction **29**
2.2 Modèle numérique MITgcm **31**
2.2.1 Equations primitives 31
2.2.2 Résolution sous algorithmes hydrostatiques ou non hydrostatiques 34
2.2.3 Élévation de la surface libre 36
2.2.4 Discrétisation spatio-temporelle des équations 36
2.2.5 Paramétrisation des phénomènes « sous-mailles » 38
2.2.5.1 Paramétrisation des processus sous-mailles selon l'horizontale . . . 38
2.2.5.2 Paramétrisation des processus sous-mailles selon la verticale . . . 38
2.2.6 Conditions aux limites 38
2.2.7 Intérêt d'une modélisation non hydrostatique 39
2.2.8 Simulation de traceurs passifs 43
2.3 Configuration TBAY100 . . . . . **44**
2.3.1 Grille, domaine et paramétrisations 44
2.3.2 Forçages extérieurs 47
2.3.2.1 Forçages océaniques par emboîtement de modèles 47
2.3.2.2 Forçages atmosphériques 49
2.4 Mesures et observations **49**
2.4.1 Observations ADCP de courants 50
2.4.2 Étude des courants de surface avec des bouées dérivantes 50

2.1 Introduction

Les modèles numériques et les observations sont deux outils complémentaires et indispensables, que l'on doit confronter et corréler. Dans notre cas, la Rade de Toulon est un domaine très restreint nécessitant une approche à très haute résolution comparé aux domaines habituellement étudiés grâce aux codes d'océan, qui cherchent à modéliser une grande zone marine,

voire leur globalité. Les échelles spatiales et temporelles des phénomènes observables dans une rade de 10 km seront donc très différentes (voir Fig. 2.1a (Dickey, 2003) représentant l'ensemble des échelles de processus physiques et biologiques dans l'océan).

Ce chapitre présentera le code numérique MITgcm choisi pour modéliser la rade, les choix de paramétrisation de cet outil, ainsi que la mise en place de la configuration de la Rade de Toulon TBAY100. Enfin, les diverses observations utilisées sur la zone de Toulon feront l'objet de la troisième partie de ce chapitre : nous disposons de peu d'observations, mais nous avons tenté de les utiliser avec pertinence pour valider la configuration numérique mise en place.

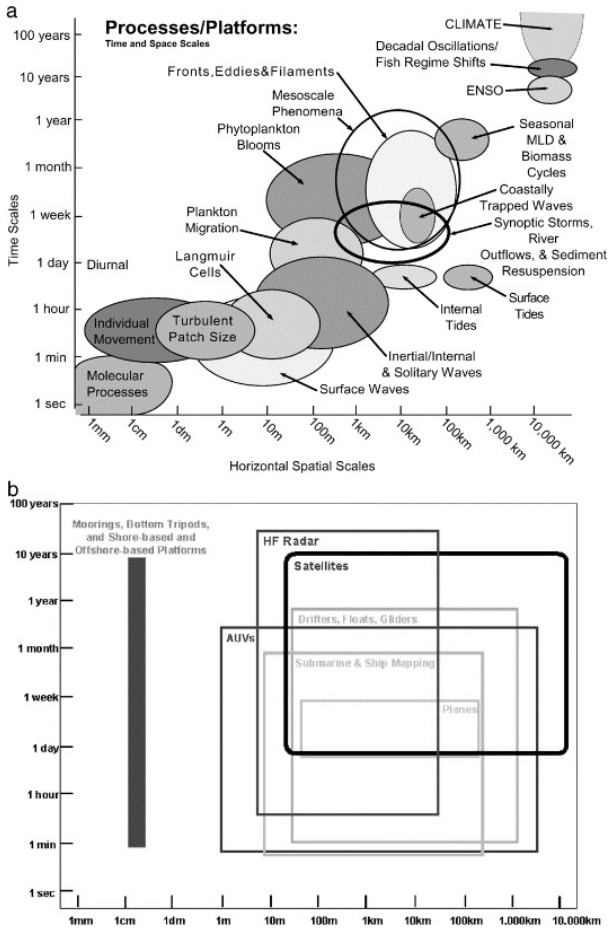

FIGURE 2.1 – a) Diagramme temps (vertical) – espace (horizontal) illustrant les échelles de processus océaniques physiques et biologiques par des ovales ; b) Rectangles indiquant approximativement les échelles temporelles et spatiales des capacités des plates-formes d'observation actuelles, selon Dickey (2003).

2.2 Modèle numérique MITgcm

Le modèle d'océan MITgcm (pour Massachusetts Institute of Technology general circulation model) est un modèle de circulation générale océanique résolvant les équations primitives (Marshall et al., 1997a). Ce code, initialement utilisé par les atmosphériciens, a ensuite été adapté pour répondre aux besoins des océanographes. Avec un noyau d'équations communes, il utilise des isomorphismes pour pouvoir être utilisé aussi bien dans l'atmosphère que dans l'océan : c'est à dire que les variables du modèle sont interprétées différemment selon que nous travaillions sur l'atmosphère ou sur l'océan.

Le modèle du MITgcm reprend des idées développées initialement par la communauté de CFD (Computational Fluid Dynamics) comme les volumes finis ou les méthodes de gradient conjugué. L'utilisation de la méthode des volumes finis le différencie d'ailleurs des autres modèles d'océan 3D (NEMO, MARS 3D, CROCO entre autres) utilisés par la communauté française, qui sont codés en différences finies. Une autre spécificité de ce modèle réside dans sa capacité à utiliser l'approximation hydrostatique ou à résoudre les équations en non hydrostatique ou encore en quasi-hydrostatique : jusqu'à cette année, il était d'ailleurs l'unique code 3D d'océan à disposer de cette option. Le code d'océan CROCO possède depuis peu cette option mais il reste en phase de validation.

C'est ce modèle MITgcm qui sera utilisé dans cette thèse, pour mettre en place la configuration TBAY100 de la Rade de Toulon. La possibilité de réaliser des tests en mode non-hydrostatique nous a orienté sur le choix de ce modèle.

2.2.1 Equations primitives

Sept équations décrivent l'état de l'océan : les équations du mouvement (ou équations de Navier-Stokes) sur l'horizontal, l'équation du mouvement sur la verticale (avec approximation hydrostatique éventuellement), l'équation de continuité (ou incompressibilité), les équations de conservation de température et de salinité et l'équation d'état. A travers ces équations, plusieurs variables nous permettent de décrire l'état de l'océan : la vitesse $\vec{\mathbf{v}}$ (selon trois axes), les traceurs actifs de température θ et de salinité S, la pression P et la densité ρ. Ce système est composé d'équations non linéaires. Par conséquent, il est nécessaire de poser des hypothèses simplificatrices pour pouvoir le résoudre. Celles-ci seront choisies suivant les échelles de temps et d'espace qui correspondent aux besoins.

Les **hypothèses simplificatrices** utilisées sont les suivantes :

1. **Approximation d'une Terre sphérique :** On fait alors l'hypothèse que les surfaces géopotentielles sont sphériques. Cela induit que la gravité est parallèle au rayon de la Terre.

2. **Approximation de couche fine :** l'épaisseur des océans est négligeable comparée au rayon de la Terre. On négligera ainsi les effets de courbure.
3. **Hypothèse de Boussinesq :** les variations horizontales de densité sont négligées. Par contre, la variation verticale est prise en compte dans les forces de flottabilité dans l'équation du mouvement vertical. La densité est alors la somme d'une valeur d'une densité constante de référence ρ_0 et d'une perturbation ρ'

$$\rho(p, T, S) = \rho_0 + \rho'(x, y, z, t) \quad \text{avec} \quad \rho' << \rho_0 \quad 0(10^{-3}) \tag{2.1}$$

4. **Hypothèse d'incompressibilité :** L'équation de conservation de la masse pour un fluide compressible aboutit à l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \vec{\mathbf{v}}) = 0 \tag{2.2}$$

Dans notre cas, le fluide est par hypothèse incompressible, ce qui implique que la densité est constante. L'équation de continuité 2.2 est alors appelée équation d'incompressibilité :

$$\nabla.\mathbf{v} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{2.3}$$

5. **Hypothèse de fermeture turbulente :** L'effet des petites échelles sur les grandes est représenté par les flux turbulents. Ceux-ci sont exprimés en terme de processus à grande échelle.
6. **Hypothèse hydrostatique :** le MITgcm n'utilise pas forcément cette hypothèse. L'expression de la pression avec et sans cette hypothèse est détaillée ensuite dans la section 2.2.2.

Le MITgcm utilise les isomorphismes et un noyau d'équations communes pour gérer aussi bien l'atmosphère que l'océan. De ce fait, les noms des variables diffèrent de ceux qu'on utilise traditionnellement, comme dans les documentations des codes NEMO, MARS3D, CROCO, ...). Par exemple, dans les équations communes océan ou atmosphère, la même variable correspond à la profondeur z dans l'océan et à la pression p dans l'atmosphère. Il est possible de retrouver une description de ces isomorphismes dans Marshall et al. (2004). Les équations ci-après décrivent l'état du fluide selon Marshall et al. (1997a), c'est à dire dans un cas déjà spécifique à l'océan, avec les notations adaptées.

Équations générales du mouvement : Les équations de Navier-Stokes qui décrivent le mouvement d'un fluide sont aussi appelées équations du mouvement.

$$\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial t} = \mathrm{G}_{\mathbf{v}_h} - \nabla_h p \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} = G_w - \frac{\partial p}{\partial z} \tag{2.5}$$

Équation de continuité : voir hypothèses simplificatrices

$$\nabla.\mathbf{v} = 0 \tag{2.6}$$

Équations de conservation des traceurs de chaleur et de salinité :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = G_T \tag{2.7}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = G_S \tag{2.8}$$

Équation d'état :

$$\rho = \rho(p, T, S) \tag{2.9}$$

Où :

- t est le temps ;
- z la coordonnée verticale ;
- $\mathbf{v} = (\mathbf{v}_h, w) = (u, v, w)$ représente le vecteur vitesse dans la direction horizontale (indiquée par l'indice h) et dans la direction verticale z ;
- ρ est la densité du fluide donnée par l'équation d'état 2.9
- p est la pression

Les notations de G, G_T et G_S selon Marshall et al. (1997b) sont les suivantes :

$$\mathrm{G} = (G_u, G_v, G_w) \tag{2.10}$$

sont les termes d'inertie, de Coriolis, de gravité et de forçage/dissipation dans les directions zonale, méridienne et verticale définis en coordonnées sphériques par :

$$G_u = -\mathbf{v}.\nabla u - \{\frac{uw}{r} - \frac{uvtan\phi}{r}\} - \{-2\Omega vsin\phi + 2\Omega wcos\phi\} + F_u \tag{2.11}$$

$$G_v = -\mathbf{v}.\nabla v - \{\frac{vw}{r} + \frac{u^2tan\phi}{r}\} - \{-2\Omega usin\phi\} + F_v \tag{2.12}$$

$$G_w = -\mathbf{v}.\nabla w + \{\frac{(u^2+v^2)}{r} + \{2\Omega ucos\phi\} - g\frac{\delta\rho}{\rho_{\mathrm{ref}}} + F_w \tag{2.13}$$

Dans les équations 2.7 et 2.7, G_T et G_S correspondent à :

$$G_T = \nabla.(\mathbf{v}T) + F_T \tag{2.14}$$

$$G_S = \nabla.(\mathbf{v}S) + F_S \tag{2.15}$$

Avec les notations suivantes :

- $\vec{\nabla}$ est l'opérateur de la dérivée vectorielle
- $\frac{dX}{dt} = \frac{\partial X}{\partial t} + \vec{U}.\vec{\nabla}X$ représente la dérivée particulaire
- ρ_{ref} la valeur standard (constante) de la densité
- Ω la vitesse angulaire instantanée de la rotation de la Terre
- ϕ la latitude

2.2.2 Résolution sous algorithmes hydrostatiques ou non hydrostatiques

La pression subie par une particule de fluide est la somme de trois termes : p_s la pression qui varie uniquement en horizontal et qui est indépendante de la profondeur, p_{HY} la pression hydrostatique de la colonne d'eau au dessus de cette particule et p_{NH} la pression des perturbations non hydrostatiques :

$$p(x, y, z, t) = p_s(x, y, t) + p_{HY}(x, y, z, t) + p_{NH}(x, y, z, t) \tag{2.16}$$

Dans les modèles H ou NH, le challenge numérique réside dans le calcul du champ de pression p (se référer à (Marshall et al., 1997b) pour un calcul détaillé).

À partir de l'équation du mouvement 2.4 et 2.5 et de l'équation de continuité 2.6, on obtient une équation elliptique 3D pour résoudre la pression p :

$$\nabla^2 p = \nabla.\mathbf{G}_v = \mathcal{F} \tag{2.17}$$

On adapte $\mathcal{F}$ suivant les conditions aux frontières. Cette équation aboutit à la résolution d'un problème elliptique 2-D à la surface uniquement qui permet de déduire la pression p_s que ce soit en H ou en NH. Ensuite, nous résolvons le système elliptique en 3-D pour trouver p_{NH} en résolution NH.

En H et NH, le calcul de la pression p_{HY} qui correspond à la pression hydrostatique de la colonne d'eau au dessus de cette particule est le même :

$$p_{HY}(x, y, z, t) = \int_{\zeta=z}^{\zeta=0} g\rho(T, S, \zeta)d\zeta \tag{2.18}$$

Ensuite, le calcul de la vitesse w s'effectue différemment sous approximation hydrostatique ou en NH. La résolution NH calcule aussi la pression p_{NH}, la pression induite par des perturbations non hydrostatiques. Ces deux résolutions H et NH sont illustrées par la Fig. 2.2.

Résolution sous approximation hydrostatique :
Les variables u,v, T et S sont obtenues de manière prognostique, elles résultent des systèmes d'équations ci-avant et sont indépendantes les unes des autres. La pression p doit être obtenue de manière diagnostique : c'est à dire qu'elle est déduite des autres variables. w la vitesse verticale

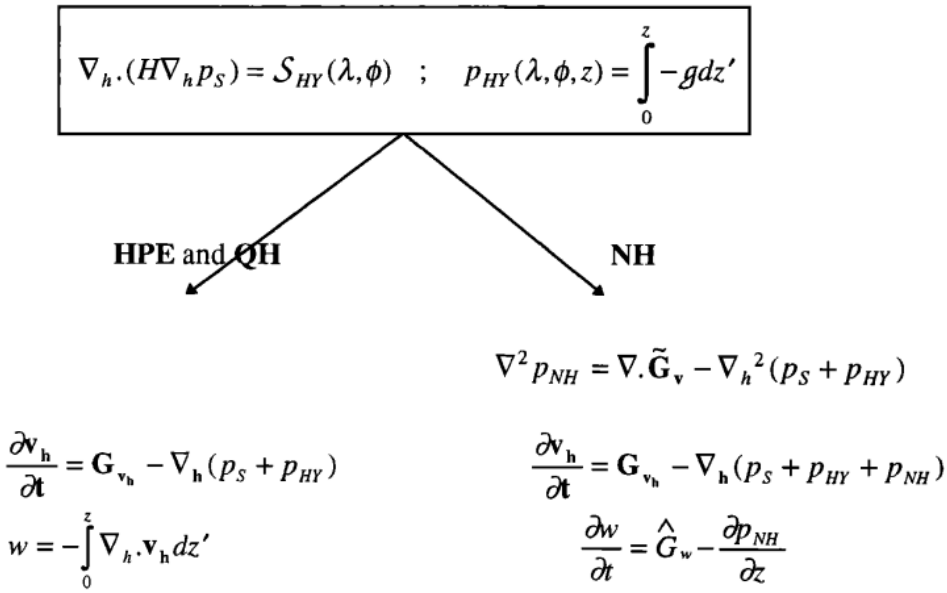

FIGURE 2.2 – Stratégies de déduction de la vitesse verticale dans le MITgcm. La vitesse verticale est diagnostiquée dans les formes HPE et QH (Quasi-Hydrostatic), tandis qu'elle est calculée de manière prognostique pour la forme NH. Selon Marshall et al. (1997b).

est une variable qui est prognostique en non hydrostatique, mais qui devient diagnostique en mode hydrostatique (elle est obtenue à partir de l'équation de continuité).

Dans un premier cas, si l'on se place sous hypothèse hydrostatique, l'équation du mouvement horizontal 2.4 ne prend en compte que les termes de pression p_s et p_{HY} :

$$\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial t} = \mathrm{G}_{vh} - \nabla_h(p_s + p_{HY}) \tag{2.19}$$

Nous intégrons sur toute la colonne d'eau l'équation d'incompressibilité du fluide eq. 2.3. La vitesse w n'est alors pas déduite de l'équation du mouvement vertical mais de l'équation suivante :

$$w = -U_h.\nabla_h H \tag{2.20}$$

Avec w la vitesse verticale, U_h la vitesse horizontale $(\vec{u}, \vec{v})$ intégrée sur toute la colonne d'eau et H la profondeur locale.

Résolution en non hydrostatique :

Le MITgcm peut utiliser l'approximation hydrostatique, comme la plupart des autres codes d'océan 3D. Il peut aussi s'affranchir de cette approximation en calculant de manière prognostique la vitesse verticale, ce qui est illustré par la figure Fig. 2.2.

Dans ce cas, en partant de l'équation 2.17, et avec p_s et p_{HY} alors connu, nous pouvons déduire p_{NH}. Pour cela, il est nécessaire d'inverser l'équation 2.17, selon la méthode de prédiction correction de la pression, décrite dans le chapitre suivant 3.1.2.

L'équation du mouvement horizontal 2.4 prend alors en compte l'ensemble des pressions :

$$\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial t} = \mathrm{G}_{vh} - \nabla_h(p_s + p_{HY} + p_{NH}) \tag{2.21}$$

La vitesse verticale est calculée de manière prognostique avec l'équation du mouvement vertical, et non déduite de manière diagnostique de l'équation d'incompressibilité.

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} = \hat{G}_w - \frac{\partial p_{NH}}{\partial z} \tag{2.22}$$

2.2.3 Élévation de la surface libre

Il existe deux façons de gérer la surface entre l'océan et l'atmosphère. Soit la surface de l'océan est approximée par un toit rigide, soit l'on permet à cette surface d'évoluer suivant la pression qui est exercée, on parle alors d'une surface libre.

Dans notre cas, nous nous plaçons dans l'hypothèse d'une surface libre. La surface de l'eau peut s'élever ou s'abaisser et la variable η (élévation de surface libre) correspondante est obtenue de manière prognostique, c'est à dire qu'elle n'est pas déduite grâce aux autres variables du système. Cette hypothèse de fluctuation de la surface autorise alors l'excitation d'ondes externes de gravité. La vitesse de phase de ce style d'ondes est très grande (plusieurs centaines de mètres par seconde), d'où un pas de temps imposé très petit. On peut ajouter qu'en cas d'hypothèse hydrostatique, le flux est alors barotrope et la surface de l'eau monte ou descend avec une force de rappel qui est la gravité.

L'élévation de surface libre η est solution de l'équation :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -D + P - E \tag{2.23}$$

Avec :

- P le taux de précipitation
- E l'évaporation.
- $D = \nabla.[(H + \eta)\overline{U}_h)]$, où $\overline{U}_h$ la valeur moyenne de la condition de surface

2.2.4 Discrétisation spatio-temporelle des équations

Les équations primitives sont discrétisées sur une grille de calcul Arakawa de type "C" (Arakawa and Lamb, 1977). Très courante dans les codes d'océan (ROMS, NEMO et MARS3D ...), c'est une grille d'autant plus intéressante pour le MITgcm qu'elle est très bien adaptée aux formulations de volumes finis ainsi qu'à la méthode de correction de pression. Les champs scalaires de température, salinité, pression sont définis au centre de chaque maille (on parle du point T), alors que les vitesses sont décalées au centre de chaque face (aux point U et V). La vitesse verticale est définie au centre des faces horizontales dessus et dessous (au point W).

Le code MITgcm est discrétisé en coordonnées z, tout comme le code NEMO (au contraire des codes MARS3D et CROCO qui sont en coordonnées sigma). Ce système de coordonnées produit des valeurs de discrétisation fixes en z (la hauteur des couches ne varie pas en horizontal). Ce choix de discrétisation, qui ne suit pas la bathymétrie, n'est pas toujours adapté lorsque la bathymétrie est complexe. Dans notre cas, la bathymétrie de la rade est assez régulière (excepté au niveau du canyon au sud de la rade), il est donc tout à fait possible d'utiliser ces coordonnées verticales.

Le système de coordonnées z va créer une bathymétrie en forme de "marches d'escalier", qui pourrait dévier les flux d'eau dense par exemple. Pour éviter cet inconvénient, un système de coordonnées z avec *partial step* est proposé dans le MITgcm et il a été utilisé dans notre configuration. La dernière cellule au fond, entre terre et eau, peut avoir une épaisseur ajustée en fonction de la bathymétrie. Un système encore plus élaboré de *shaved cells* existe aussi dans le code, mais nous ne l'avons pas mis en place pour notre configuration (Adcroft et al., 1997) (Fig. 2.3).

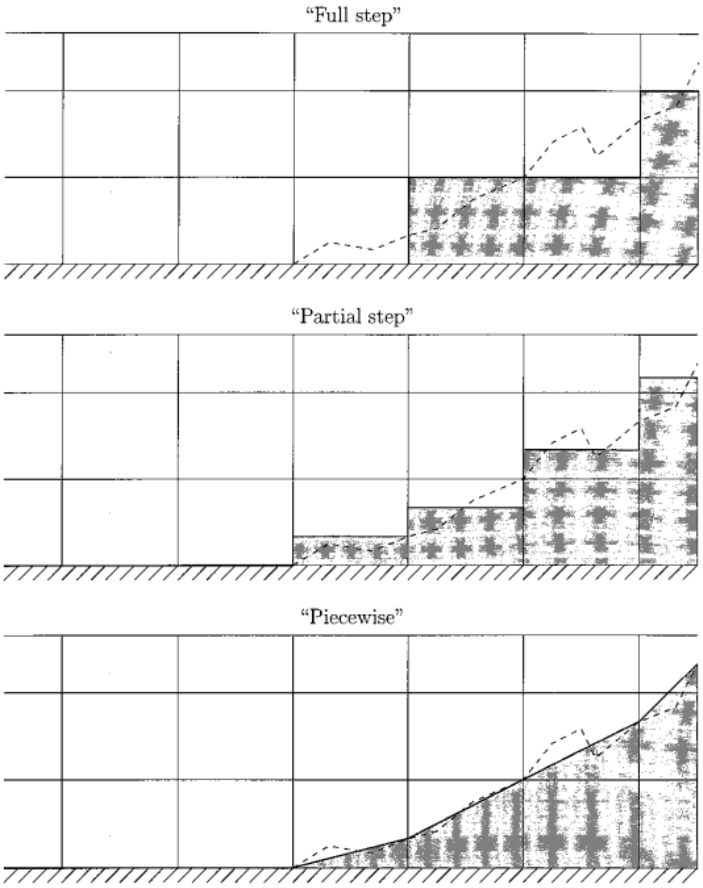

FIGURE 2.3 – Répresentation de la topographie (pointillé) avec une méthode full step (haut), *partial step* (milieu), *piecewise* ou *shaved cells* (bas). Figure issue de (Adcroft et al., 1997).

2.2.5 Paramétrisation des phénomènes « sous-mailles »

2.2.5.1 Paramétrisation des processus sous-mailles selon l'horizontale

Dans les *Large Eddy Simulations* (LES), les équations de fermeture turbulente nous permettent de modéliser l'impact des effets sous-mailles sur les plus grandes échelles. Différentes approches sont proposées dans le MITgcm et notamment la méthode de Smagorinsky (1963, 1993), la méthode de viscosité de Leith ou la méthode de viscosité de Leith modifiée (Leith, 1968, 1996). C'est cette dernière méthode qui a été choisie dans notre étude, en nous basant sur les travaux de Fox-Kemper and Menemenlis (2013). Smagorinsky semble induire une viscosité trop grande dans les MOLES (Mesoscale Ocean Large Eddy Simulation) (Griffies and Hallberg, 2000). Fox-Kemper and Menemenlis (2013) recommandent d'utiliser une paramétrisation de Leith modifiée : la paramétrisation de Leith est utilisée pour des flux turbulents 2D, alors que ceux-ci sont plutôt quasi 2D et peuvent être légèrement divergents. La paramétrisation de Leith modifiée permet alors de contrôler les instabilités qui peuvent apparaître à petites échelles proches de l'échelle de grille.

On peut noter que la différence entre les deux méthodes est la vision de la propagation de l'énergie. Smagorinsky considère que l'énergie est injectée aux larges échelles et ensuite transférée en cascade vers des échelles de plus en plus petites, selon l'échelle de Kolmogorov, jusqu'à être complètement dissipée. Il applique ce principe pour des turbulences 3D isotropiques. Leith, par contre, se base sur des turbulences 2D, pour lesquelles l'énergie est transférée en cascade des petites échelles vers les plus grandes. Dans ce cas, l'enstrophie (la composante verticale du carré de la vorticité) est la quantité qui va cascader des grandes échelles vers les plus petites, jusqu'à se dissiper.

2.2.5.2 Paramétrisation des processus sous-mailles selon la verticale

Dans cette thèse, nous utilisons le schéma KPP (K-Profile Parametrization) proposé par Large et al. (1994). En surface et au fond, ces coefficients turbulents sont implicitement imposés par les conditions aux limites.

2.2.6 Conditions aux limites

Les forçages atmosphériques sont gérés avec la formulation bulk de Large and Yeager (2004). Une description de ces forçages est disponible dans les travaux de thèse de Guihou (2013).

Une condition de glissement libre (*free-slip*) de la composante tangentielle est imposée aux côtes et au fond. La composante normale est nulle à ces frontières. À petite échelle, le *no-slip* permet de faire apparaître la notion de couche limite latérale, qui ne doit pas être prise en compte dans un modèle basse-résolution. Ici, nous aurions pu tester l'apport de conditions *no-slip* mais

nous avons utilisé une condition de glissement libre (*free-slip*) par souci de simplification.

La gestion des frontières ouvertes (OBC pour *Open Boundary Condition*) dans le MITgcm est possible par trois procédés :

- Radiation par la condition d'Orlanski. Ce sont des conditions de radiation passives, prenant en compte les flux sortants ;
- Prescription des OBC à travers des fichiers. Ce sont des conditions de radiation actives, prenant en compte les flux entrants ;
- Condition de Stevens. C'est une fusion des deux conditions précédentes.
- Il est aussi possible de mixer ces OBCs, c'est à dire d'avoir une condition d'Orlanski à l'Ouest et au Sud et une condition de prescription à l'Est par exemple.

Dans notre cas, nous avons choisi de prescrire les champs de masse (T et S) ainsi que les vitesses u et v aux frontières. Une certaine variabilité est autorisée sur ces champs grâce au terme de *balance flow* (clef CPP BALANCE_FLOW) : le but de ce paramètre est de s'assurer que la somme des flux entrants et sortants soit nulle (pas d'apport ni de perte de matière) tout en indiquant la confiance que l'on a sur les valeurs. On attribue un coefficient à chaque frontière qui peut prendre les valeurs suivantes :

- -1 : le flux total net à cette frontière doit être nul ;
- 0 : aucune correction appliquée aux valeurs prescrites. On ne souhaite pas modifier le flux ;
- $>= 1$: plus cette valeur est importante, plus on autorise le flux de cette frontière à être modifié.

Dans notre cas, après de nombreux tests et vérifications, nous avons choisi d'appliquer un terme de 1 pour les deux frontières, c'est à dire que nous accordons une confiance semblable à chacune d'entre elles.

2.2.7 Intérêt d'une modélisation non hydrostatique

L'hypothèse hydrostatique est largement utilisée dans les codes d'océan. Avec les évolutions de la puissance des ordinateurs, il est possible d'améliorer de plus en plus la résolution des configurations et de se pencher sur des domaines de plus en plus petits. La question est alors de savoir quand il est nécessaire de prendre en compte les effets non hydrostatiques. Marshall et al. (1997b) définissent une zone appelée "zone grise" entre les échelles géostrophiques (hydrostatiques) et convectives (non hydrostatiques) dans laquelle l'approximation hydrostatique perd sa validité (Fig. 2.4). Avec un domaine de 20 km par 10 km, nous nous situons dans cette "zone grise" dans laquelle la nature des processus qui prédominent n'est pas clairement établie.

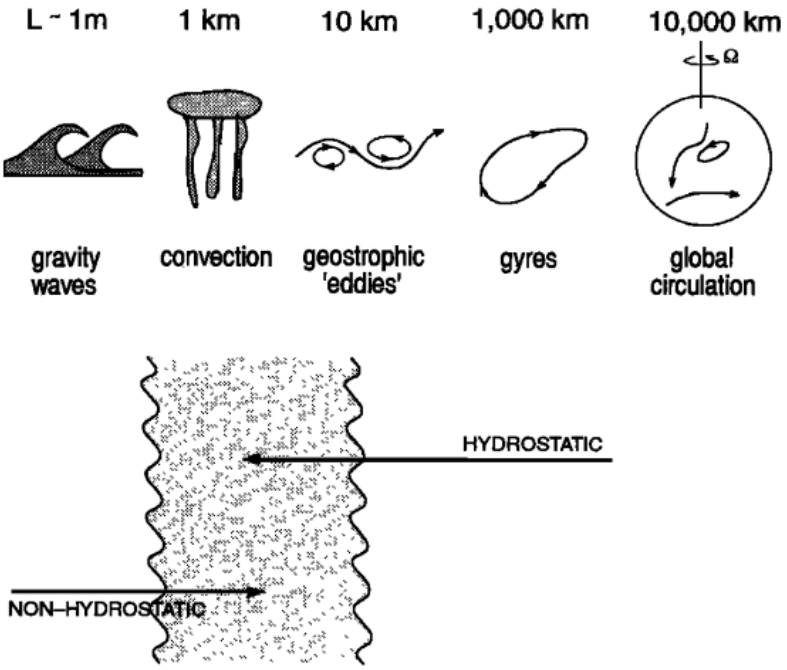

FIGURE 2.4 – Diagramme schématique montrant les différentes échelles dans l'océan. Entre les échelles géostrophiques (hydrostatiques) et convectives (non hydrostatiques) se trouve une zone appelée "zone grise" pour laquelle l'hypothèse hydrostatique n'est plus valable (diagramme selon (Marshall et al., 1997b)).

Marshall et al. (1997b) proposent d'établir si un mouvement est hydrostatique (H) avec un critère sous forme de ratio, avec n le paramètre non hydrostatique :

$$n = \frac{\gamma^2}{R_i} << 1 \tag{2.24}$$

Avec γ le ratio d'aspect h/L (ordre de grandeur de la hauteur divisée par ordre de grandeur de la longueur) et R_i le nombre de Richardson.

Dans l'océan, bien que la plupart des processus puissent être modélisés en s'appuyant sur l'approximation hydrostatique, il existe des zones dans lesquelles cette approximation ne peut s'appliquer, car ses conditions d'application ne sont pas respectées. Certaines zones sont listées par Auclair et al. (2011) :

- les cheminées convectives (Marshall and Schott, 1999)
- des instabilités liées aux petites échelles, qui amènent aux *wave breaking* et à des mélanges dus aux vagues (Staquet and Sommeria, 2002)
- la génération et la propagation de vagues non linéaires (vagues solitaires) (New and Da Silva, 2002)
- les pentes abruptes avec des vitesses verticales importantes (Weilbeer and Jankowski,

2000; Horn et al., 2001, 2002)

- la résolution NH semble être intéressante pour des zones de mélange ou des zones côtières (Marshall et al., 1997b).

On peut aussi ajouter que les modèles NH gèrent mieux les OBC car ils sont mathématiquement bien posés, même sans l'ajout de termes visqueux (Mahadevan et al., 1996; Mahadevan and Archer, 2000).

Au contraire, l'hypothèse H semble donner des résultats satisfaisants si l'on considère des valeurs moyennées, globales, ou des transports dans les zones suivantes, alors qu'on pourrait s'attendre à de fortes améliorations en NH :

- les fronts dans des couches supérieures d'océan en moyenne latitude (Haine and Williams, 2002)
- les fronts de densité (Mahadevan, 2006)
- les plongées (*cascading*) d'eaux denses à partir du plateau continental : zone dominée par des tourbillons géostrophiques se heurtant à une bathymétrie abrupte (Magaldi and Haine, 2015).

Dans ces zones, la solution est améliorée de manière plus conséquente par un changement de résolution horizontale plutôt que par un changement d'hypothèse H vers NH (Haine and Williams, 2002; Mahadevan, 2006; Magaldi and Haine, 2015). Les changements d'hypothèses telles que la paramétrisation des tourbillons (Haine and Williams, 2002) induisent aussi des améliorations plus importantes que le passage au NH.

Dans des cas de simulations de fronts dans des couches supérieures d'océan en moyenne latitude, nous pouvons observer que la dynamique NH joue un rôle très important dans le renversement dû à la convection (*convective overturning*) (Haine and Williams, 2002). Par contre, le transport de la chaleur totale n'est modifié que de 10% dans le cas de simulations NH. Cette erreur est plus petite que celle de la paramétrisation des tourbillons. L'hypothèse H surestime les vitesses verticales de descente dans les panaches, lorsqu'ils sont trop étroits, ce qui est aussi confirmé par Magaldi and Haine (2015). Lorsque nous étudions des valeurs moyennes et des processus globaux, nous nous apercevons que les effets NH sont mineurs.

En ce qui concerne les fronts de densité, les phénomènes de submésoéchelles apparaissent dans des simulations H et NH pour des résolutions spatiales de 0.5 km à 1 km, ce qui montre qu'ils correspondent à des phénomènes H (Mahadevan, 2006). Dans le cas de front de densité, les solutions H versus NH évoluent différemment, surtout quand la résolution est grande et qu'il y a un forçage de vent. Il est difficile de catégoriser les différences à ces échelles. Le changement de résolution induit aussi de plus grandes différences que le passage de l'H au NH. Il se peut qu'une meilleure résolution permette de mettre en évidence des phénomènes NH non visibles aux résolutions étudiées (Mahadevan, 2006). Cependant, plus nous nous rapprochons de la résolution

adéquate pour voir des effets NH, plus le modèle H perd de sa robustesse et peut flancher sous certaines conditions. Ceci est dû probablement au fait que nous pouvons avoir des instabilités verticales incorrectes en H car la convection et les instabilités agéostrophiques atteignent leur accroissement maximum à un nombre d'onde plus élevé en H qu'en NH (Mahadevan, 2006). On retrouve ces interrogations chez Magaldi and Haine (2015) dont le modèle peut parfois avoir des énergies cinétiques verticales plus importantes en H qu'en NH, dues à des vitesses de plongées irréalistes. De plus, les simulations H ne modélisent pas correctement le comportement des ondes de gravités inertielles (IGW) et donc ne modélisent pas correctement les transferts d'énergie entre les tourbillons géostrophiques et les IGW (Magaldi and Haine, 2015).

Des études H versus NH ont été réalisées sur la plongée des eaux denses du plateau continental Est du Groenland. Cette zone est dominée par des tourbillons géostrophiques, se heurtant à une bathymétrie abrupte. En méso-échelle, pour des simulations de résolution spatiale de 500 m, peu de différences en terme de transport ont été observées entre des sorties de modèle H et des sorties de modèle NH dans cette zone (Magaldi and Haine, 2015). Cependant, les spectres d'énergie cinétique sont différents pour des échelles inférieures à 30 km et nous observons plus d'énergie verticale dans les simulations NH entre des profondeurs de 2 km et 10 km. Magaldi and Haine (2015) notent aussi une augmentation de la tension au fond du bassin en NH.

Les modèles H d'océan côtier ont un ratio typique de grille Dz/Dx en $O(10^{-3})$ (Marshall et al., 1997a). Il semble qu'un modèle NH nécessite une grille avec un ratio plus grand d'au moins $O(10^{-2})$. De même, le pas de temps d'un modèle H ne peut pas convenir à un modèle NH, dont les mouvements verticaux peuvent être importants : en effet, les modèles H sont dissipatifs et donc les mouvements verticaux importants sont bridés. Les modèles NH sont généralement moins dissipatifs, surtout pour des grilles horizontales fines et de forts mouvements verticaux peuvent apparaître. Le pas de temps d'un modèle NH doit donc être plus petit que celui d'un modèle H.

Jusqu'à présent, les résolutions horizontales utilisées dans les configurations n'ont pas permis de mettre en évidence clairement l'intérêt de simulations NH puisque le changement de résolution horizontale induit de plus grandes différences que la modification des équations H versus NH. Les valeurs moyennées et les valeurs globales sur le domaine sont d'ailleurs peu différentes. Des différences existent pourtant entre des simulations H et NH : les énergies et les spectres d'énergie sont différents par exemple. Il semblerait qu'il faille augmenter encore la résolution pour réussir à observer des phénomènes NH, 500 m voire 250 m n'étant pas suffisant : nous arriverons alors clairement dans des échelles de processus subméso-échelles (100m à 1 km) pour lesquelles nous devons pouvoir modéliser les ondes de gravité inertielles et leur interaction avec les processus de méso-échelles.

Dans notre cas, la plupart des simulations dans cette thèse utilisent l'approximation hydro-

statique (sauf si non hydrostatique est mentionné).

2.2.8 Simulation de traceurs passifs

Un des objectifs de l'étude est de modéliser la dispersion du cuivre à partir de sources continuelles identifiées dans la Petite Rade, traitée dans le chapitre 5. Nous nous intéressons au transport de ces particules de pollution selon les conditions atmosphériques (direction et intensité du vent) et selon les circulations induites dans la rade par le Courant Nord. Le code MITgcm dispose d'un outil de suivi de traceurs passifs nommé *ptracers*. Ces traceurs sont dit "passifs" car ils n'affectent pas la densité de l'eau (contrairement aux traceurs température et salinité) et n'ont donc pas d'action sur la physique de l'océan. Les traceurs peuvent être initialisés, advectés et diffusés dans ce package. Nous avons conservé le schéma d'advection et la diffusivité des masses d'eau pour le transport des polluants. Les particules sont donc transportées dans les mêmes conditions que le fluide.

L'équation de transport du traceur est :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -U.\nabla C + S \tag{2.25}$$

Avec :

- C la concentration du traceur dans chaque cellule
- $U = (u, v, w)$ la vitesse du fluide
- S représente les sources, puits et termes de tendance indépendants de l'advection du traceur (eg. flux air-mer, broutage et croissance biologique, ...)
- l'advection $-U.\nabla C$ est choisie identique à celle du fluide

Le relargage continu de polluants en trois sources ponctuelles représentant les trois ports majeurs de la Petite Rade a été géré en adaptant le module *Rbcs*. En ces points, nous avons modifié le code d'origine qui permettait uniquement d'avoir un rappel vers une valeur souhaitée. Pour notre étude, nous avons imposé un relargage constant tous les pas de temps, avec possibilité d'avoir des accumulations de pollution (et donc pas de seuil correspondant à une concentration maximale). Ce qui nous donne aux points source l'équation :

$$N_{\mathrm{Cu}} = N_{\mathrm{Cu}} + N_{\mathrm{r}} \tag{2.26}$$

Soit exprimé en concentration :

$$C_{\mathrm{Cu}} = C_{\mathrm{Cu}} + \frac{N_{\mathrm{r}}}{V} \tag{2.27}$$

Avec :

- N_{Cu} est le nombre de mols de cuivre, C_{Cu} la concentration en ce point
- N_{r} est le nombre de mols de cuivre relarguées
- V le volume de la cellule source

2.3 Configuration TBAY100

La configuration TBAY100 (pour Toulon Bay avec une résolution horizontale de 100 m) est une configuration qui utilise le code d'océan MITgcm version c65_t et dont l'objectif est de modéliser la Rade de Toulon.

2.3.1 Grille, domaine et paramétrisations

Comme beaucoup de configurations issues de code d'océan en 3D, TBAY100 est très exigeant en temps de calcul et mémoire. La grille de calcul est de 200x100x75 points et le pas de temps de 5s. Les sorties de modèles utilisées par la suite sont des moyennes horaires. Il est donc obligatoire de faire tourner ce code en le parallélisant à l'aide de bibliothèques MPI, sur des machines dédiées. La configuration TBAY100 a tourné sur deux super calculateurs : régional (le Mésocentre d'Aix Marseille Université [1]) et national (l'IDRIS [2] à Paris). Le domaine de calcul est découpé spatialement en 32 sous-domaines et donc autant de coeurs de calcul nécessaires : 8 sous-domaines selon l'axe $\vec{x}$ et 4 sous domaines selon l'axe $\vec{y}$.

La configuration TBAY100 est définie sur une grille de coordonnées (43.04-43.13)°N (5.884-6.133)°E. Le domaine couvre ainsi la Petite Rade (SB) et la Grande Rade (LB) de Toulon ainsi qu'une zone plus au sud, permettant de modéliser aussi la baie de l'Almanarre, au niveau de la presqu'île de Giens (Fig. 2.5). La digue entre la SB et la LB est modélisée par des cellules terre (une cellule en x et 11 cellules en y). La petite passe au nord de la digue est ouverte par un point de grille. Le domaine possède deux frontières ouvertes : la plus grande est au sud et coupe le canyon correspondant à un chenal d'accès à la LB. La frontière ouverte ouest est localisée à l'ouest de Saint-Mandrier.

La grille horizontale a une résolution de 100 m et la grille verticale possède 75 niveaux. Les niveaux verticaux sont calés sur ceux de NIDOR, configuration NEMO au 1/192°, utilisée pour les conditions aux limites et détaillée section suivante, pour simplification des OBC (pour transmission des valeurs des variables). Les 3 premiers niveaux de NIDOR en surface sont dédoublés pour passer de 1 m d'épaisseur à 50 cm dans TBAY : cela nous permet d'avoir 6 couches sur les zones les plus fines de la rade et cela évite d'éventuels problèmes numériques dans ces zones étroites. La bathymétrie utilisée est issue du SHOM et correspond sensiblement à celle des travaux de Duffa et al. (2011) et Dufresne et al. (2014, 2018).

Le schéma d'advection horizontal du moment et des traceurs est un schéma *Third-order DST (direct spacetime) flux limiter*. Le schéma temporel est un schéma Adams Bashford du quasi 2ème ordre.

Le schéma de fermeture turbulence KPP est utilisé pour les moments et les traceurs. La viscosité horizontale est réglée avec un opérateur biharmonique de viscosité de Leith (viscC4leith

1. https ://mesocentre.univ-amu.fr
2. http ://www.idris.fr/

$= 3.0$, viscC4leithD $= 3.0$). Une viscosité de background est appliquée (viscAz $= 1.E - 5$).

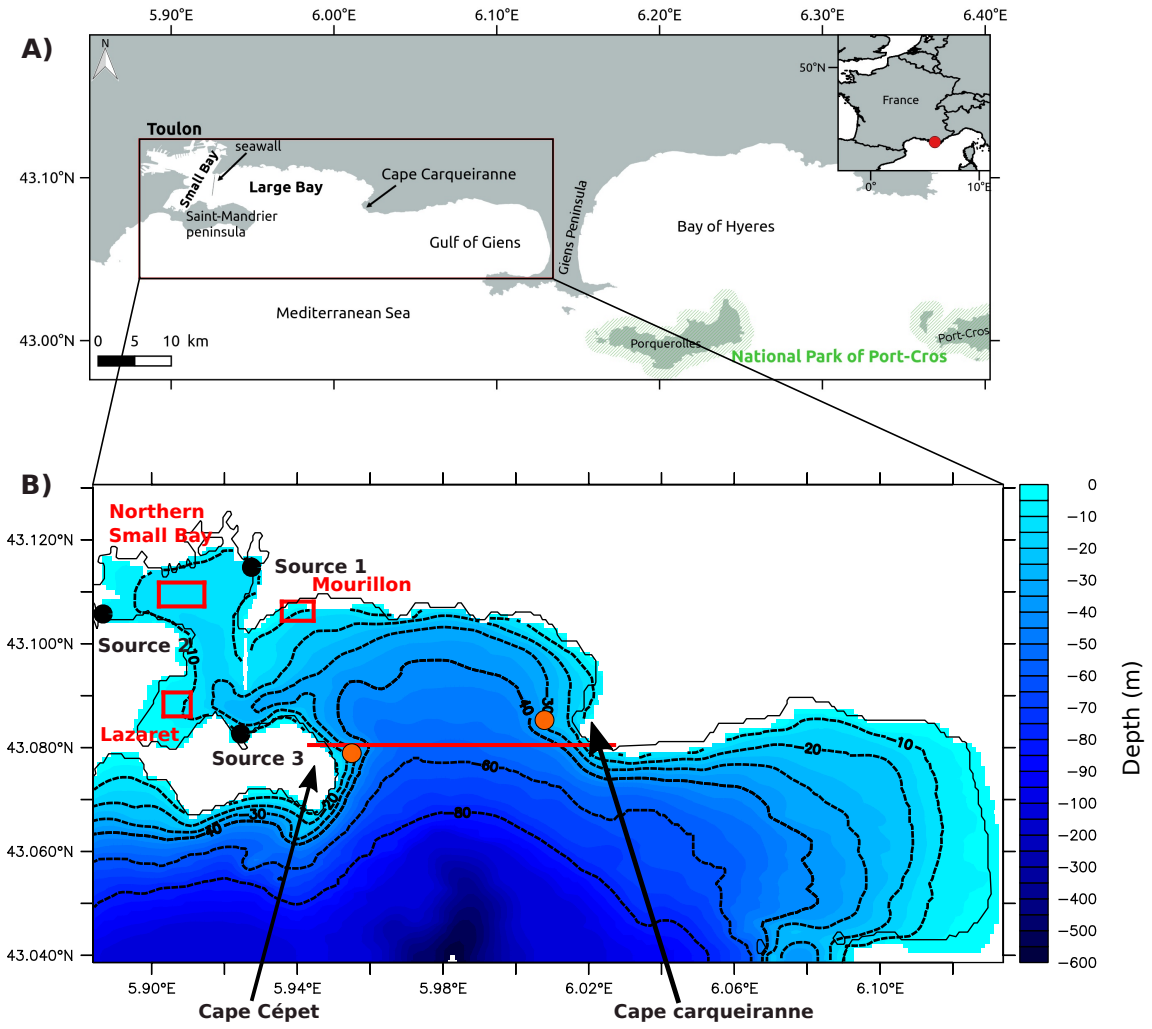

FIGURE 2.5 – A. Carte de la Rade de Toulon et ses environs. Le rectangle noir indique le domaine TBAY. B. Bathymétrie (m) dans la Rade de Toulon. Les points orange indiquent les localisations d'ADCP : Cap Cépet et Carqueiranne. La ligne rouge indique la position de la section verticale présentée Fig. 4.14. Les points noirs indiquent les positions des trois sources de contaminants : le port civil de Toulon (source 1), le port civil de la Seyne-sur-Mer (source 2), et le port civil de Saint-Mandrier (source 3). Les rectangles rouges : localisations pour lesquelles nous discuterons de la dispersion de contaminant dans la section 5.7.

2.3.2 Forçages extérieurs

2.3.2.1 Forçages océaniques par emboîtement de modèles

La configuration TBAY100 s'appuie sur deux configurations emboîtées pour lesquelles le raffinage du maillage s'est fait progressivement de manière à ne pas dépasser un facteur 4 d'échelle. Cette descente d'échelle, dite *downscalling*, a permis de fournir des conditions aux limites idéales pour l'étude d'une zone à aussi haute résolution que la Rade de Toulon (Fig. 2.6).

L'objectif de la première configuration de résolution 1/64° nommée GLAZUR64 était d'étudier les phénomènes à méso-échelles du nord-ouest de la Méditerranée, notamment le trajet du Courant Nord ainsi que ses méandres (Guihou et al., 2013; Marmain et al., 2014). Un zoom au 1/192°, nommé NIDOR, a ensuite été réalisé dans GLAZUR64. Centrée sur la région du Var, cette configuration échange en *2-Ways* des informations aux frontières avec GLAZUR64 grâce au module AGRIF (Debreu et al., 2008). L'objectif de cette configuration était de réajuster dans le plus grand modèle la veine du Courant Nord après son passage au large des côtes du Var. NIDOR192 a aussi permis d'étudier les intrusions du CN dans la baie de Hyères (Declerck et al., 2016).

Les études menées avec TBAY100 sur la période septembre 2013 - mars 2014 ont pu bénéficier d'une version améliorée de NIDOR, nommée NIDOR-OPTIMUM (pour plus d'informations, se référer aux travaux de thèse de Declerck (2016)). Le recollement de bathymétrie entre les deux configurations au sud de TBAY est alors très bien géré. Les études de 2016-2017 ont dû se contenter de la version simple de NIDOR, pour laquelle le canyon au sud est légèrement décalé. De ce fait, les conditions aux frontières ne sont pas aussi bonnes qu'en 2013, mais restent tout de même très correctes.

On peut ajouter que les vitesses sont relaxées près des frontières vers les valeurs prescrites avec une interpolation entre les courtes et longues échelles (1 jour et 1 h), ce qui rend les valeurs plus lisses. On y ajoute aussi une couche éponge de 10 mailles.

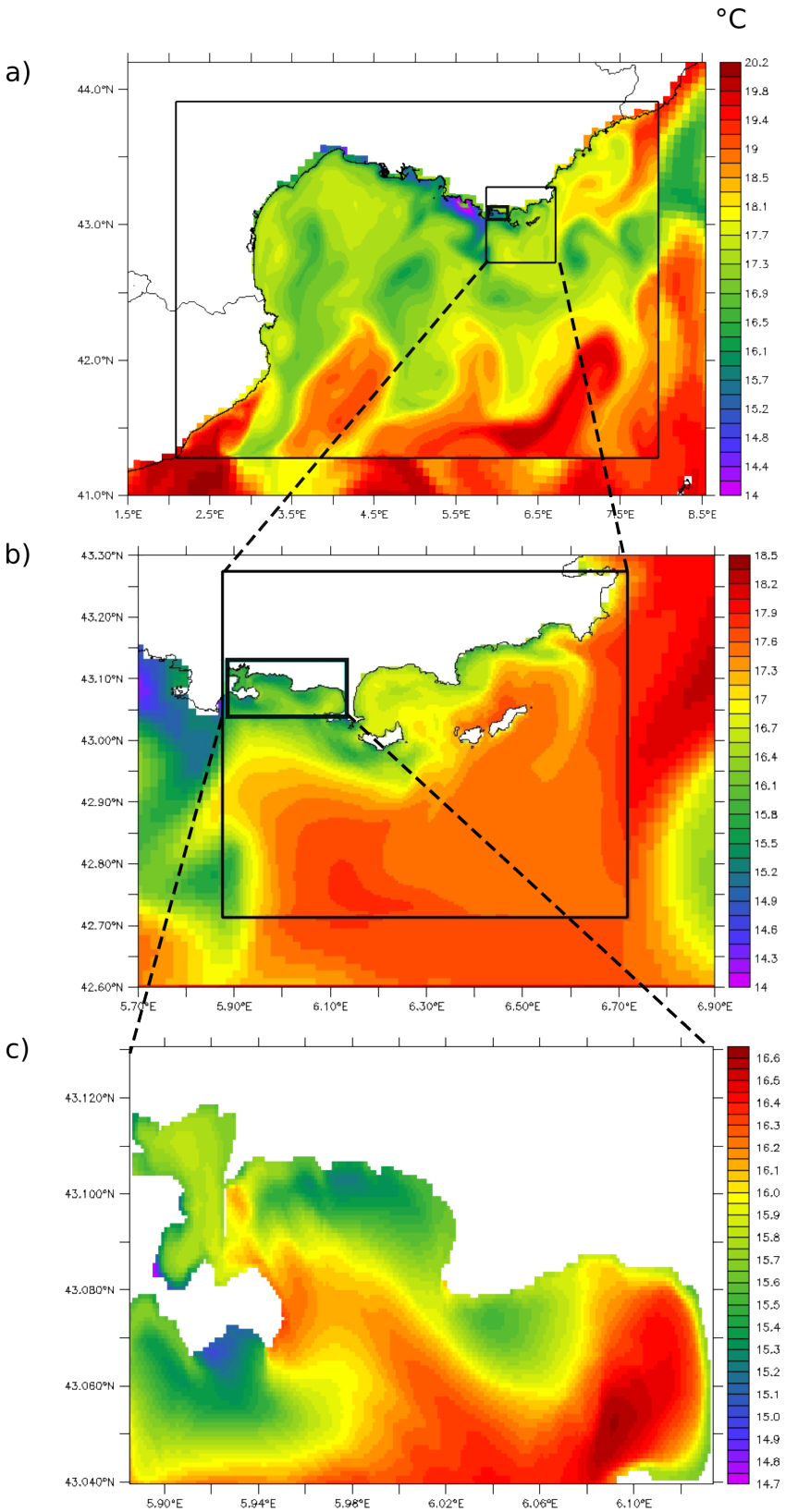

FIGURE 2.6 – Température de surface le 11/11/2013 à 12h pour plusieurs configurations en downscalling : (a) GLAZUR64, (b) NIDOR192, (c)TBAY100. Les échelles de températures sont volontairement différentes pour observer tous les phénomènes dans chaque configuration.

2.3.2.2 Forçages atmosphériques

Les champs atmosphériques prescrits grâce aux formulations *bulk* sont issus du modèle ARPEGE de MétéoFrance. Le modèle ARPEGE est un modèle atmosphérique de résolution spatiale 1/10° soit environ 9.5 km à nos latitudes, avec assimilation de données. Le premier niveau vertical étant à 10 m au dessus du niveau de la mer, ce sont donc ces valeurs que nous utilisons aux frontières. Les sorties ARPEGE sont moyennées toutes les 3 h.

ARPEGE n'est pas la seule source de données de vent qui existe sur la zone. On peut notamment citer le modèle atmosphérique MM5 (Mesoscale Model 5) (Grell et al., 1994) ainsi que des stations météorologiques qui enregistrent les vents au niveau de Saint-Mandrier ou La Mitre (entre la petite et la grande rade). Notons aussi l'existence de AROME (Application de la Recherche pour l'Opérationel à Méso-Echelle), autre modèle de MétéoFrance. Nous avons choisi les données ARPEGE pour les raisons suivantes :

- ARPEGE est un modèle qui prend en compte l'assimilation de données, contrairement à MM5, qui pour sa part utilise des conditions initiales journalières issus d'un modèle plus global GFS (Global Forecast System) de résolution 1°.
- Travailler avec un modèle nous semblait plus approprié qu'utiliser une station météo. En effet, les intensités des coups de vent peuvent être faussées par des effets dus à l'orographie. Nous préférons une moyenne sur la zone que des données très réactives mais peut-être non représentatives de toute la zone. Les stations météo de la zone peuvent d'ailleurs indiquer des données de vent très différentes au même moment.
- Notre choix s'est porté sur ARPEGE et non AROME dont la résolution temporelle est de 1h et la résolution spatiale de 2.5 km par souci de cohérence avec NIDOR, la configuration qui nous fournit les conditions aux limites.

2.4 Mesures et observations

Les deux systèmes d'observations décrits ci-après sont ceux pour lesquels un travail de mise en forme et d'analyse a été nécessaire. D'autres observations ont été utilisées dans cette thèse de manière ponctuelle et n'ont pas nécessité de traitement de notre part. C'est pourquoi elles ne sont pas décrites dans cette partie (radars HF [3], réseau HTM-NET [4] de capteurs de pression et de température, satellite SUOMI-NPP [5], observations de thermosalinographe TRANSMED [6]).

3. Site web http ://hfradar.univ-tln.fr
4. réseau Hydrodynamique et Transport de Matière en suspension - Niveau d'Eau et Température : https ://htmnet.mio.osupytheas.fr/
5. Il permet, depuis avril 2017, d'accéder à une résolution de 375m, https ://www.nasa.gov/mission_pages/NPP
6. Thermosalinographes placés sous des bateaux d'opportunité en Mer Méditerranée http ://www.ifremer.fr/transmed/

2.4.1 Observations ADCP de courants

Lors de notre étude, nous avons analysé des données de vitesses horizontales issues de profileur de courant à effet doppler (ADCP, 600 kHz, RDInstruments). L'ADCP est un instrument qui permet d'enregistrer les vitesses horizontales (direction et intensité) sur toute la colonne d'eau en un point donné. Son principe de fonctionnement consiste en l'émission d'ondes acoustiques qui sont rétro-diffusées par les particules présentes dans l'eau (micro-organismes, particules en suspension, ...). Le décalage en fréquence induit par le déplacement des particules (qui suivent le courant) permet d'en déduire les vitesses horizontales (voir le schéma 2.7).

Deux ADCPs ont été mouillés dans le sud de la grande rade entre janvier et avril 2012 (Fig. 2.5B) : l'ADCP1 est localisé au niveau du Cap Cépet, proche de la presqu'île de Saint-Mandrier, et l'ADCP 2 est localisé au niveau du Cap Carqueiranne. Leurs localisations permettent ainsi d'analyser les échanges entre la LB et le large. Ils sont ancrés à 32 m et 29 m respectivement. La colonne d'eau est divisée en 35 *bins* d'épaisseur de 1 m, avec la première couche de surface à 2 m. La vitesse d'échantillonnage est de 10 min et les données ont ensuite été moyennées toutes les heures.

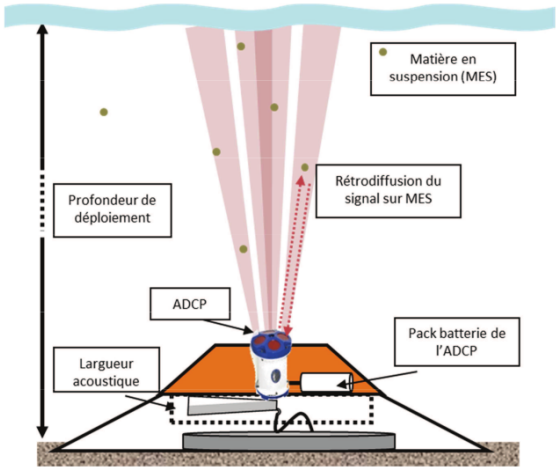

FIGURE 2.7 – Schéma du mouillage et du fonctionnement d'un ADCP, issu de (Dufresne, 2014)

2.4.2 Étude des courants de surface avec des bouées dérivantes

Depuis décembre 2016, nous avons réalisé 12 campagnes de lâchers de bouées dérivantes en Rade de Toulon. L'objectif de ces campagnes est d'observer la circulation dans la couche de surface dans la rade et de voir s'il est possible d'en ressortir des schémas de circulation de surface, en fonction de différentes conditions météorologiques. En effet, les campagnes en mer ont eu lieu à différentes époques de l'année et pour des conditions météorologiques différentes.

FIGURE 2.8 – Récupération d'une bouée dérivante par Yann Ourmières lors d'une de nos campagnes, laboratoire MIO.

De cette manière, nous disposons d'un panel de données intéressant.

Les bouées dérivantes sont des instruments simples, économiques et donnant des indications directes sur le transport. Issues d'une entreprise spécialisée dans la conception d'instruments océanographiques, les bouées disposent d'une carte SIM et d'une puce GPS, ce qui leur permet d'envoyer leurs coordonnées à intervalle régulier. Lors de chaque campagne, les bouées ont dérivé une journée maximum de façon à ce qu'elles ne sortent jamais de la couverture 3G. Elles permettent d'étudier le courant de surface sur le premier mètre de la colonne d'eau, grâce à un système d'ancre flottante accrochée à la bouée.

Chapitre 3

Energétique de la zone d'étude

L'apport d'énergie dans le domaine d'étude de la Rade de Toulon est composé de deux principaux types : le vent en surface et les échanges de masses d'eau à travers les forçages extérieurs aux frontières ouvertes.

Le vent entraîne la couche d'eau de surface et modifie la structure thermique de la colonne d'eau, entraînant une certaine circulation hydrodynamique. Il apporte alors une énergie cinétique au système. Parallèlement à ce phénomène local, la Rade de Toulon échange aussi de l'énergie avec l'extérieur en fonction de la circulation hydrodynamique qui lui est imposée aux frontières ouvertes. On peut alors supposer que les phénomènes à plus grande échelle, tels que les upwellings ou les intrusions du Courant Nord par exemple, vont induire une circulation dans la rade. Suivant la façon de forcer notre configuration aux frontières OBC, le risque est de forcer sa circulation de manière incorrecte et d'induire une circulation trop biaisée.

Dans ce chapitre, nous décrivons les apports d'énergie d'un système, tout d'abord en partant d'un cas très simplifié tel qu'un cylindre, puis en complexifiant le système jusqu'à étudier la Rade de Toulon. Les questions auxquelles nous souhaitons répondre ici sont les suivantes :

- Dans quelle mesure le système échange-t-il de l'énergie avec l'extérieur ? est-il possible de proposer des conditions aux limites qui ne vont pas modifier l'énergie du système, mais suivre son évolution, sans le forcer ?
- Dans le cas de la Rade de Toulon, quelle est l'importance du rôle que jouent les forçages à grandes échelles, externes à la rade comparés aux forçages propres à la rade, comme le vent ? Est-on dans le cas d'un système dont l'énergie provient principalement de l'extérieur ou au contraire qui n'échange que très peu avec l'extérieur ?

3.1 Cas d'un système simplifié

3.1.1 Introduction

Nos résultats sont présentés sous la forme d'un proceeding proposé lors de la conférence Topical Problems of Fluid Mechanics 2017 à Prague (10.14311/TPFM.2017.018). Dans un premier temps, nous énonçons des conditions aux limites ouvertes (OBC) avec le couple de variables "vitesse, pression" $(\mathbf{u}, \mathbf{p})$ imposé aux frontières ouvertes. Ceci est valable lorsque les frontières sont majoritairement sortantes (ce qui signifie que des retours entrants restent tout de même possibles) (Bruneau and Fabrie, 1996, 1994). Cette méthode ne s'applique pas correctement

lorsque le flux est entrant dans le domaine. C'est pourquoi, dans un deuxième temps, nous proposons une nouvelle méthode d'OBC pour des frontières majoritairement entrantes. Cette fois-ci, la variable imposée est le débit moyen d'entrée du fluide et non pas des valeurs de références en vitesse, pression $(\mathbf{u}, \mathbf{p})$. En sortie, nous laissons le fluide sortir sans contrainte. Enfin, nous présentons des résultats expérimentaux relatifs à cette nouvelle méthode.

3.1.2 Proceeding 1 : inlet and outlet open boudary conditions for incompressible navier-stokes equations

HAL
archives-ouvertes.fr

Inlet and Outlet Open Boundary Conditions for Incompressible Navier-Stokes Equations

C. Galusinski, C. Mazoyer, S. Meradji, A. Molcard, Y. Ourmieres

To cite this version:

C. Galusinski, C. Mazoyer, S. Meradji, A. Molcard, Y. Ourmieres. Inlet and Outlet Open Boundary Conditions for Incompressible Navier-Stokes Equations. Topical Problems of Fluid Mechanics 2017, Jan 2017, Prague, Czech Republic. Institute of Thermomechanics AS CR v.v.i., <10.14311/TPFM.2017.018>. <hal-01827919>

HAL Id: hal-01827919

https://hal-univ-tln.archives-ouvertes.fr/hal-01827919

Submitted on 13 Jul 2018

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.

INLET AND OUTLET OPEN BOUNDARY CONDITIONS FOR INCOMPRESSIBLE NAVIER-STOKES EQUATIONS

C. Galusinski [1], C. Mazoyer [1,2], S. Meradji [1], A. Molcard [2], Y. Ourmières [2]

[1] **IMATH, Université de Toulon, CS 60584, 83041 Toulon Cedex 9, France**
[2] **Université de Toulon, UMR7294, CNRS/INSU, IRD Mediterranean Institute of Oceanography (MIO), UM 110, 83957 La Garde, France**

Abstract

Flow simulation models often contain open boundaries in order to avoid computations on too large or infinite domains. The open boundary conditions partially drives the flow and the influence of the outer domain has to be taken into account on such boundaries. "Free" open boundary conditions are then essential to the model. The goal of this work is to introduce a new open boundary condition, adapted both for inlet and outlet, parametrized and driven by simple informations such as flow rate.

Keywords: Navier-Stokes equations, open boundary conditions.

1 Introduction

The present work deals with the choice of open boundary conditions for incompressible Navier-Stokes flows. Such a problematic is well understood for output flows even if the flow can re-enter intermittently into the domain in areas globally identified as output boundaries. The "Do nothing" boundary conditions [1, 2] lead to well-posed problem and work well on numerical experiments. They are nevertheless based on a reference velocity flow and a reference pressure and such data have to be well chosen. Such a method can be extended to open boundary conditions where the flow is permanently entering but limitations can be found in the choice of the reference velocity and pressure. This point is developed in the following part, leading to the proposition of another open boundary condition avoiding as much as possible the dependence to a reference flow. Concerning the reference pressure, it appears to be a strongly constraining information as pressure can vary in a spectacular way in turbulent flows and can not be intuited.

The goal of this work is to identify pertinent informations to define the open boundary conditions both for output and input boundaries. The key point is to let a free open boundary at inlet (where the flow is durably entering) by assuming that the dynamics is driven by forces inside the studied domain. Then a criterion on energy exchange, between the studied domain and the outside will be proposed. Another scalar parameter, the flow rate, will be another pertinent information linked to the energy exchange.

1.1 Navier-Stokes equation and "do nothing" open boundary conditions.

For the present study, the Navier-Stokes equations solving an incompressible viscous flow is used in an adimensional formulation,

$$Re\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u}.\nabla\mathbf{u}\right) - \Delta\mathbf{u} + \nabla p = \mathbf{F} \quad \forall(t,\mathbf{x}) \in \mathbb{R}^+ \times \Omega, \tag{1}$$

$$\nabla.\mathbf{u} = 0 \quad \forall(t,\mathbf{x}) \in \mathbb{R}^+ \times \Omega, \tag{2}$$

where $\mathbf{u}$ denotes the velocity, p the pressure, $\mathbf{F}$ is a source term and Re is the Reynolds number. The spatial domain Ω is bounded, surrounded by walls but also by open boundaries. Let us denote the boundary $\partial\Omega = \Gamma_w \cup \Gamma_o$ where Γ_w corresponds to walls and Γ_o to open boundaries.
The system is then closed with boundary conditions, including a no-slip boundary condition on the walls Γ_w and an artificial boundary condition (OBC) on Γ_o which is the main matter of interest

in the present work. The ways to close the system with an OBC leading to a well-posed problem are not so numerous. A natural approach is to impose a normal constraint to the boundaries but the inertia term (a nonlinear transport term) plays an important role when the flow enters into the domain and has then to be taken into account. Therefore, in [1, 2], the authors proposed an inhomogeneous Dirichlet boundary condition at the inlet and a nonlinear Robin boundary condition at the outlet. The boundary Γ_o is then splitted in two parts,

$$\Gamma_o = \Gamma_{in} \cup \Gamma_{out}.$$

A reference flow and a reference pressure are then chosen, $(\mathbf{u_r}, p_r)$ and the boundary condition writes

$$\mathbf{u} = \mathbf{u_r} \text{ on } \Gamma_{in} \tag{3}$$

$$\partial_{\mathbf{n}}\mathbf{v} - q\mathbf{n} + \frac{Re}{2}(\mathbf{u}\cdot\mathbf{n})^{-}\mathbf{v} = 0, \text{ on } \Gamma_{out}, \tag{4}$$

$$\text{with } \mathbf{u} = \mathbf{u_r} + \mathbf{v}, \quad p = p_r + q,$$

where $x^- = \max(0, -x)$. The problem (1),(2), (3) and (4) studied in [1] is then well-posed. The choice of $(\mathbf{u_r}, p_r)$ on Γ_{out} is important for the simulations and works well when chosen from the solution at the previous time step.

In order to let free the flow at the inlet, the first idea is to use the OBC on Γ_{out} for the boundary Γ_{in}. On this boundary Γ_{in}, where the flow has to be lastingly entering, the nonlinear Robin condition is durably applied to the reference flow up to a perturbation due to the reference pressure. For high Reynolds numbers, this boundary condition degenerates to an unknown Dirichlet boundary condition on Γ_{in}. This inhomogeneous Dirichlet boundary condition is unknown since the pressure can be far from the reference pressure and the velocity far from the reference velocity $\mathbf{u_r}$ concomitantly.

We then focus on OBCs that avoid the choice of a reference flow, and most importantly, a reference pressure. This is possible thanks to a splitting technique widely used to approach incompressible Navier-Stokes equations [5]. This is done for downstream OBCs, for example, in [3]. At one time step, a velocity prediction is computed thanks to the momentum equation, for a given pressure. Then, the predicted velocity is not divergence free and a projection onto the free divergence field allows the construction of a pressure for the next time step. For the prediction step, a free boundary condition is necessary only for the velocity. For the projection step defining the pressure, no reference pressure is necessary. In the absence of OBC, this projection is unique and orthogonal, but with an OBC, it is not the case and a wide choice of projection onto the free divergence field is possible. Our choice will be detailed in section 2. We first exhibit pertinent informations that will be the starting point to construct the correct projection.

1.2 Criteria to control the flow

As discussed in the previous section, when the OBC can be splitted between a region of durably ingoing flow Γ_{in} and a region of globally outgoing flow Γ_{out}, the first goal is to avoid a Dirichlet boundary condition on Γ_{in}. A flow rate can then be imposed instead. This information can not close the system, as it is simply a scalar information which can be pertinent and imposed as a property of the projected velocity on the free divergence field. This lets a lot of latitude to the projection.

Before detailing the projection, let us introduce another pertinent scalar parameter, the energy exchange between the studied domain and the outside. To define such an energy, let us remark that on a bounded domain Ω with $\partial\Omega = \Gamma_w$, the solution to (1) verifies

$$\int_\Omega \nabla p \cdot \mathbf{u}\, dx = -\int_\Omega p\, \nabla\cdot\mathbf{u}\, dx + \int_{\Gamma_w} p\, \mathbf{u}\cdot\mathbf{n}\, d\gamma = 0.$$

This shows that ∇p can be seen as a force that does not work globally on such a domain or an infinite domain. This means that, for a subdomain $\Theta \subset \Omega$, the quantity

$$\int_\Theta \nabla p \cdot \mathbf{u}\, dx = -\int_{\Omega\setminus\Theta} \nabla p \cdot \mathbf{u}\, dx$$

is exactly the energy exchange, due to the pressure, between the domain Θ and $\Omega\backslash\Theta$.

Returning to a domain Ω with walls and OBCs, the term

$$e = \int_\Omega \nabla p \cdot \mathbf{u}\, dx = \int_{\Gamma_o} p\, \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}\, d\gamma \tag{5}$$

defines the energy exchange between the domain Ω and the outer domain. A pertinent scalar criterion can be to prohibit the energy exchange so that the flow dynamics is driven by the force inside Ω without additional energy due to the outside dynamics.
Because this condition seems difficult to impose, we choose to work with a criterion on the flow rate and to adapt this flow rate in order to modulate the energy e.

2 Splitting method and OBC

Let us recall, for simplicity, the projection method of order one, based on an order one time scheme with a time step δt. The upperscript n refers to the nth time iteration. The prediction step consists in finding the predicted velocity $\widetilde{\mathbf{u}}$ solving

$$Re\left(\frac{\widetilde{\mathbf{u}} - \mathbf{u}^n}{\delta t} + \mathbf{u^n}.\nabla \mathbf{u^n}\right) - \Delta\widetilde{\mathbf{u}} + \nabla p^n = \mathbf{F} \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega, \tag{6}$$

with additional boundary conditions on the velocity variable $\widetilde{\mathbf{u}}$, detailed herafter.
The correction step consists in finding the pressure p^{n+1} and then the velocity $\mathbf{u}^{n+1}$ solution to

$$Re\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \widetilde{\mathbf{u}}}{\delta t} - +\nabla(p^{n+1} - p^n) = 0, \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega, \tag{7}$$

$$\nabla.\mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega, \tag{8}$$

with additional boundary conditions on $q = p^{n+1} - p^n$. It is worth noting that the $\mathbf{u}^{n+1}$ solution to (7) is a projection of the predicted velocity $\widetilde{\mathbf{u}}$ onto the free divergence vector field, fixed by the choice of the boundary condition on q. By applying the operator $\nabla\cdot$ to (7), the pressure difference q, solves the Poisson problem

$$\frac{Re}{\delta t}\nabla \cdot \widetilde{\mathbf{u}} = \Delta q,$$

with the inhomogenous Neuman boundary condition we have chosen,

$$\begin{aligned} \partial_n q &= 0, \text{ on } \Gamma_w, \\ \partial_n q &= \alpha\widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} + \beta|\widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}| \text{ on } \Gamma_o, \end{aligned} \tag{9}$$

where the constants α and β are fixed with two scalar informations, the desired flow rate d of $\mathbf{u}^{n+1}$ and the compatibility condition of the Poisson problem. This leads to

$$\alpha = 1 + d\frac{\delta_{out} + \delta_{in}}{d_{out}\delta_{in} - d_{in}\delta_{out}}, \quad \beta = d\frac{d_{out} + d_{in}}{d_{out}\delta_{in} - d_{in}\delta_{out}}, \tag{10}$$

where

$$d_{in} = \int_{\Gamma_{in}} \widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} d\gamma, \quad d_{out} = \int_{\Gamma_{out}} \widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} d\gamma, \quad \delta_{in} = \int_{\Gamma_{in}} |\widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}| d\gamma, \quad \delta_{out} = \int_{\Gamma_{out}} |\widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}| d\gamma.$$

The choice (9) is motivated by modulations of $\widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}$ on boundaries to construct $\mathbf{u}^{n+1}$ with the appropriate flow rate. The boundary conditions (9) (10) then closes the problem (7) with without introducing a reference pressure.
A variant of the system (7) (9), although less natural, is to gradually modulate the flow rate even if introducing a possible compressibility,

$$\begin{aligned} \frac{Re}{\delta t}\left(\nabla \cdot \widetilde{\mathbf{u}} - (1-\theta)\int_\Omega \nabla \cdot \widetilde{\mathbf{u}}\, dx\right) &= \Delta q, \\ \partial_n q &= 0, \text{ on } \Gamma_w, \\ \partial_n q &= \theta\left(\alpha\widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} + \beta|\widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}|\right) \text{ on } \Gamma_o, \end{aligned} \tag{11}$$

with $0 \leq \theta \leq 1$.

The next remaining task is then to close the boundary condition of (6). We choose a Robin like condition on open boundaries,

$$\mathbf{u} = \mathbf{0} \text{ on } \Gamma_w \tag{12}$$

$$\partial_{\mathbf{n}}(\widetilde{\mathbf{u}} - \mathbf{u_r}) + k(\widetilde{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n})^-(\widetilde{\mathbf{u}} - \mathbf{u_r}) = 0, \text{ on } \Gamma_o, \tag{13}$$

where the positive constant k can be chosen to zero and a zero reference flow $\mathbf{u_r}$ can be used. When k is a large value, it enforces, where the flow enters the domain, the velocity to the reference flow $\mathbf{u_r}$ which flow rate should be d for compatibility.
The next section devoted to numerical experiments, allows discussions on the influence of θ. In what follows, the parameter k will be kept to zero with a trivial reference flow $\mathbf{u_r} = 0$. It is important to note that no reference pressure arises and only a reference flow rate drives the flow.

3 Experiments

In the following, the computations are done with the computational code introduced in [4], in a classical geometry for test case: a 2D channel with a circular obstacle or a 3D channel with a ball as obstacle. The obstacle diameter value is equal to half of the channel section length value. Namely, the obstacle is taken into account, on a staggered grid [6], with an order two approximation, even if the grid is non body fitted [4]. The time discrete model (6) (7) is closed with the OBCs (11) (13) parametrized with θ and k. The Reynolds number is chosen high ($\sim 10^5$) for 2D simulations to increase physical instabilities in order to bring out the robustness of the OBCs, even if the grid size is not fine enough to produce relevant flows. The Reynolds number is chosen of order 10^3 for 3D simulations.

The force $\mathbf{F}$ is chosen to a fixed value along the direction of the channel. At the inlet before the obstacle, the flow is expected laminar driven by such forces and we are concerned with flow rate which are compatible with such forces. We then choose the flow rate so that the energy exchange (5) is sufficiently small. We also will investigate some experiments with larger flow rates in order to evaluate the augmented energy exchange. The figure 1 is an example of an expected $flow$ driven by the external force $\mathbf{F}$ with low energy exchanges. The reference flow rate for low energy exchange is 0.0275 for our geometry and force $\mathbf{F}$.

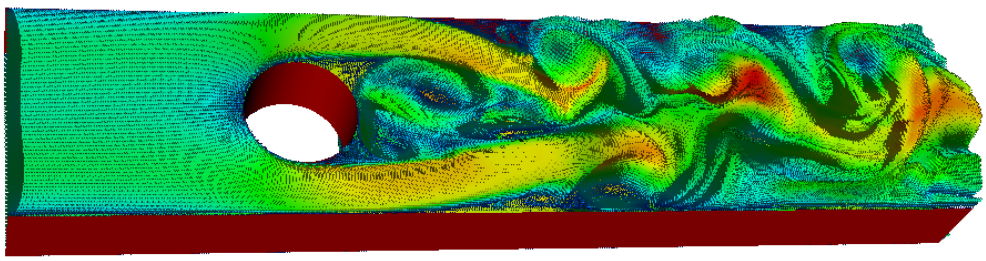

Figure 1: Example of expected flows.

We first investigate low value of θ, namely $\theta = \frac{1}{400}$, with an imposed flow rate equal to 0.0275. Even if θ is low, it is sufficient to lead the flow close to the desired flow rate and to respect the free divergence condition. The energy exchange oscillates around zero, leading to a low energy exchange, revealing a flow rate compatible with forces $\mathbf{F}$. The scale of the energy is proportional to the Reynolds number. It is also worth noting that the transitional regime occurs until time around 0.8.

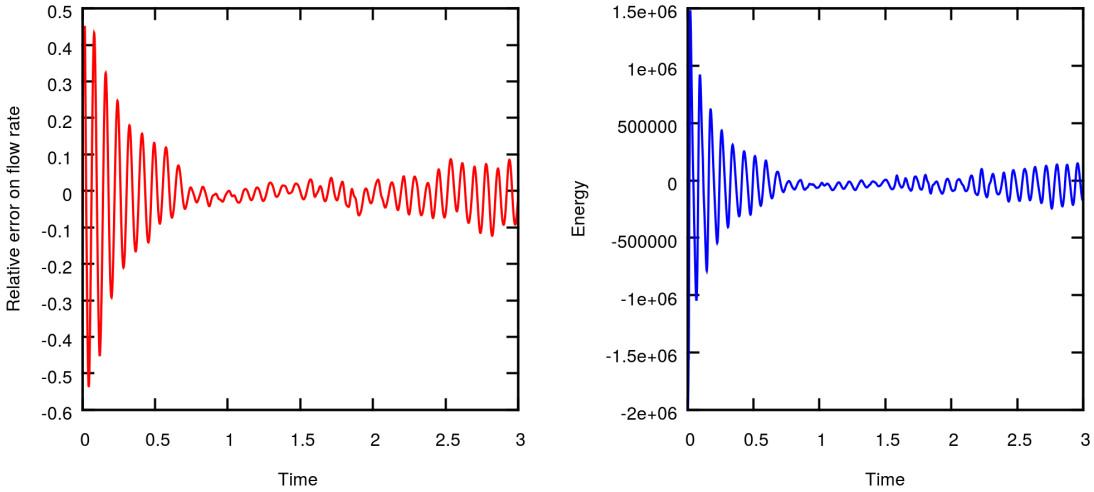

Figure 2: Flow rate relative error (left plot) and energy (right plot) with $\theta = \frac{1}{400}$

The influence of the expected flow rate value is now studied. Two simulations are analyzed: the first one with a reference flow rate of low energy exchange, and the second one with this flow rate multiplied by two. In the first time (before 0.5), flow rates and energy go through a transitional regime (figure 3): during this regime, the flow rate of low energy exchange has less important energy instabilities, that quickly stabilize. Then, after this transitional regime, both flow rates remain close to the expected flow rates (figure4). Regarding the energy, the figure 4 highlights the fact that a larger flow rate induces a more energetic flow during the whole simulation.

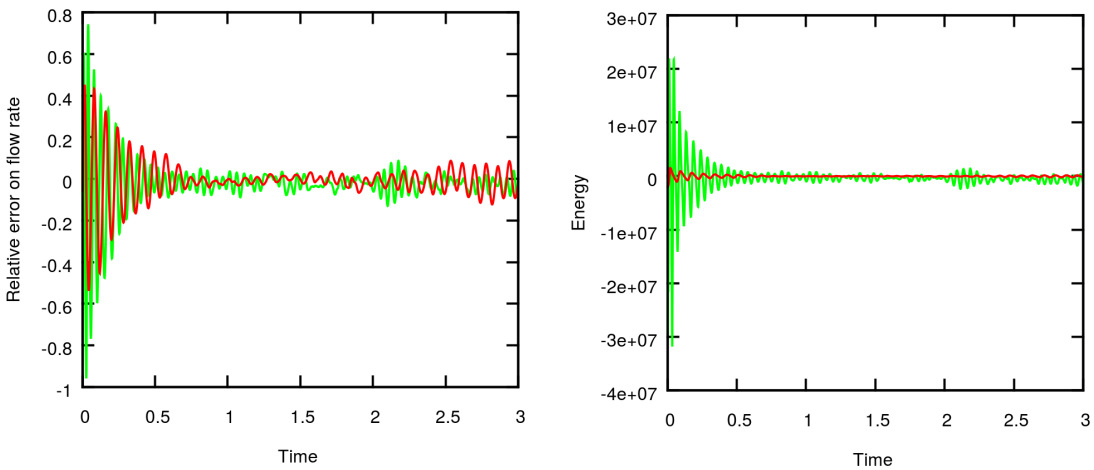

Figure 3: Reference flow rate influence (0.0275 (red color) and 0.055 (green color))on the observed flow rate (left plot) and the energy exchange (right plot).

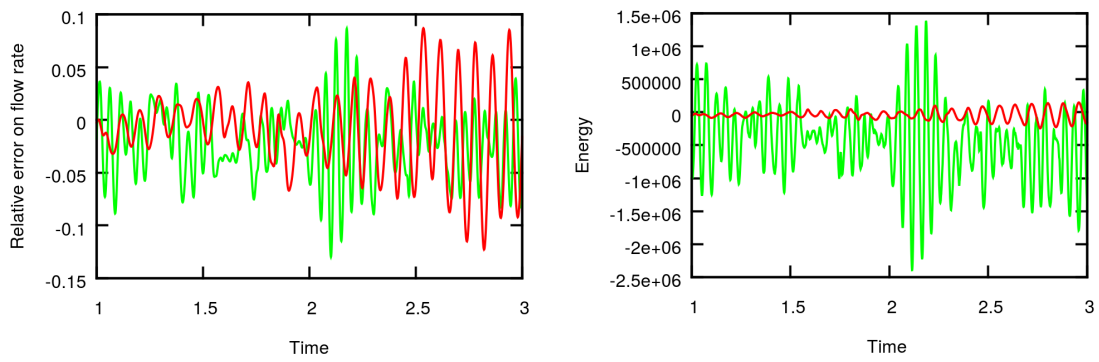

Figure 4: Reference flow rate influence (0.0275 (red color) and 0.055 (green color))on the observed flow rate and the energy exchange, skipping the transitional regime.

In the previous simulations, no reference flows are used and $k = 0$ in (13). When taking k large and a reference flow at the inlet, similar flows to those associated to the Figures 1 and 2 are obtained and values of θ are not sensitive.

In the following 3D simulations, larger values of θ are used, leading to very low variations on the flow rate, as shown in Figure 5. The value $\theta = 1$ should lead to an exact flow rate but, as the divergence of the velocities is not exactly zero in simulations, very low variations on the flow rate occur. In this case, the energy exchange is negative and small compared to the Reynolds number value. This means that the reference flow rate is slightly greater than a zero exchange energy flow rate. As depicted in Figure 5, we can observe that the energy exchange is very weakly influenced by θ for $\frac{1}{10} \leq \theta \leq 1$, suggesting that flow rate variations are negligible.

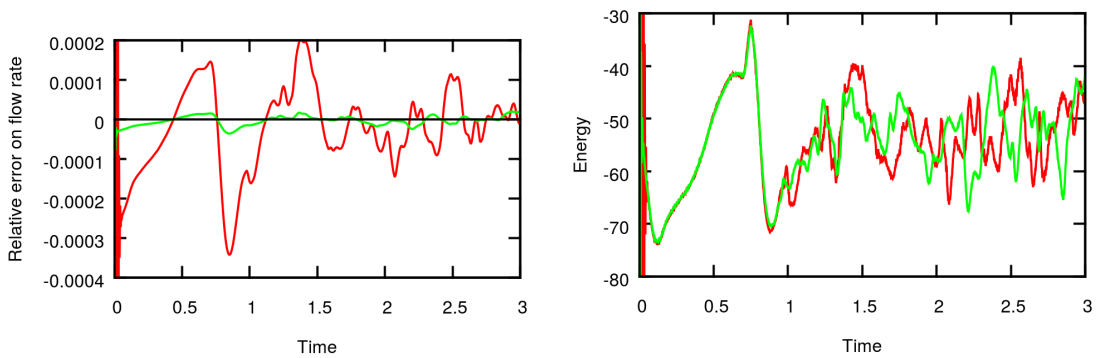

Figure 5: Influence of θ, $\theta = 1$ (green plots) and $\theta = \frac{1}{10}$ (red plots).

The Figure 6 shows the relative error on the flow rate of the Figure 5 multiplied by θ. The curves are then very closed suggesting the linear behavior of the relative error on the flow rate with respect to θ. Similar plots are added for a truncated channel.

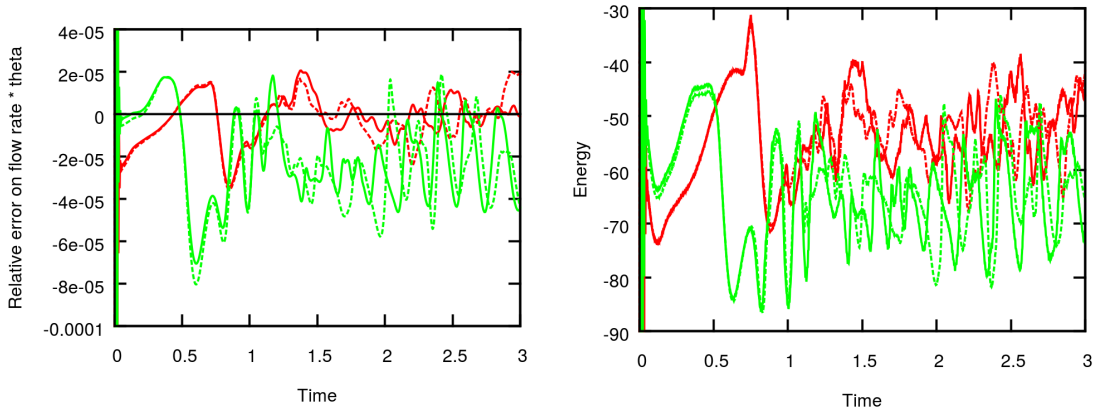

Figure 6: Flow rate relative error multiplied by θ on the left figure, energy exchange on the right figure. Plots related to a truncated channel are in green. Plots related to a standard channel are in red. Dashed lines represent $\theta = 1$, and full lines represent $\theta = \frac{1}{10}$.

For $\theta = \frac{1}{10}$ or $\theta = 1$, time $t = 1$, the velocity solution of the 3D channel is introduced in Figures 7 and 8, for the same flow rate. Figure 7 shows the velocity solution for a long channel and Figure 8 shows it for a shorter channel . Few differences can be observed on velocities because of the large time value chosen and the sensitivity of the flow.

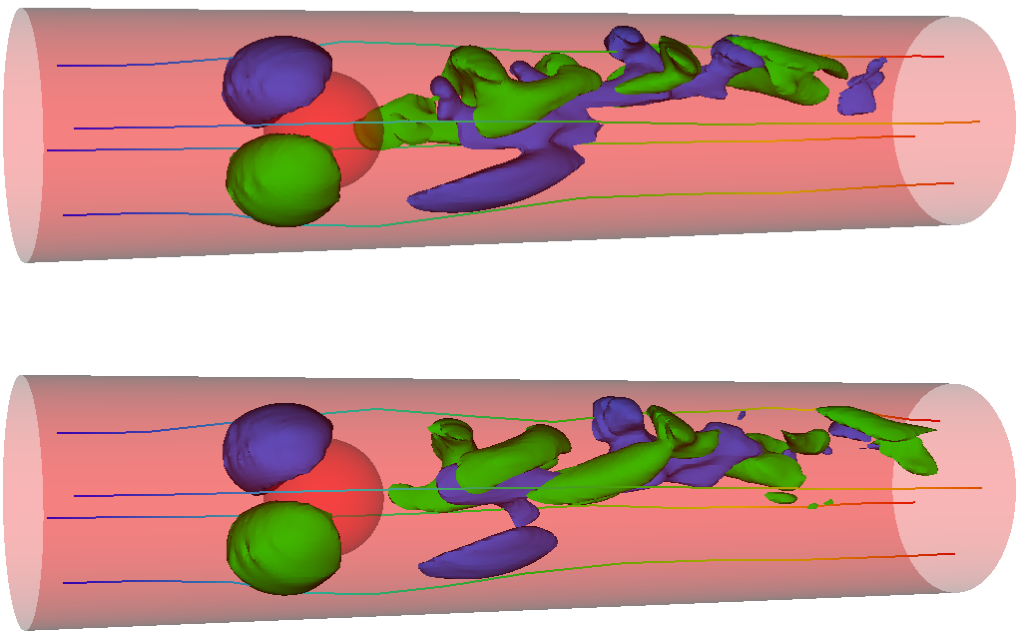

Figure 7: Streamlines and two isovalues of a spanwise component of the velocity: $\theta = \frac{1}{10}$ (top), $\theta = 1$ (bottom).

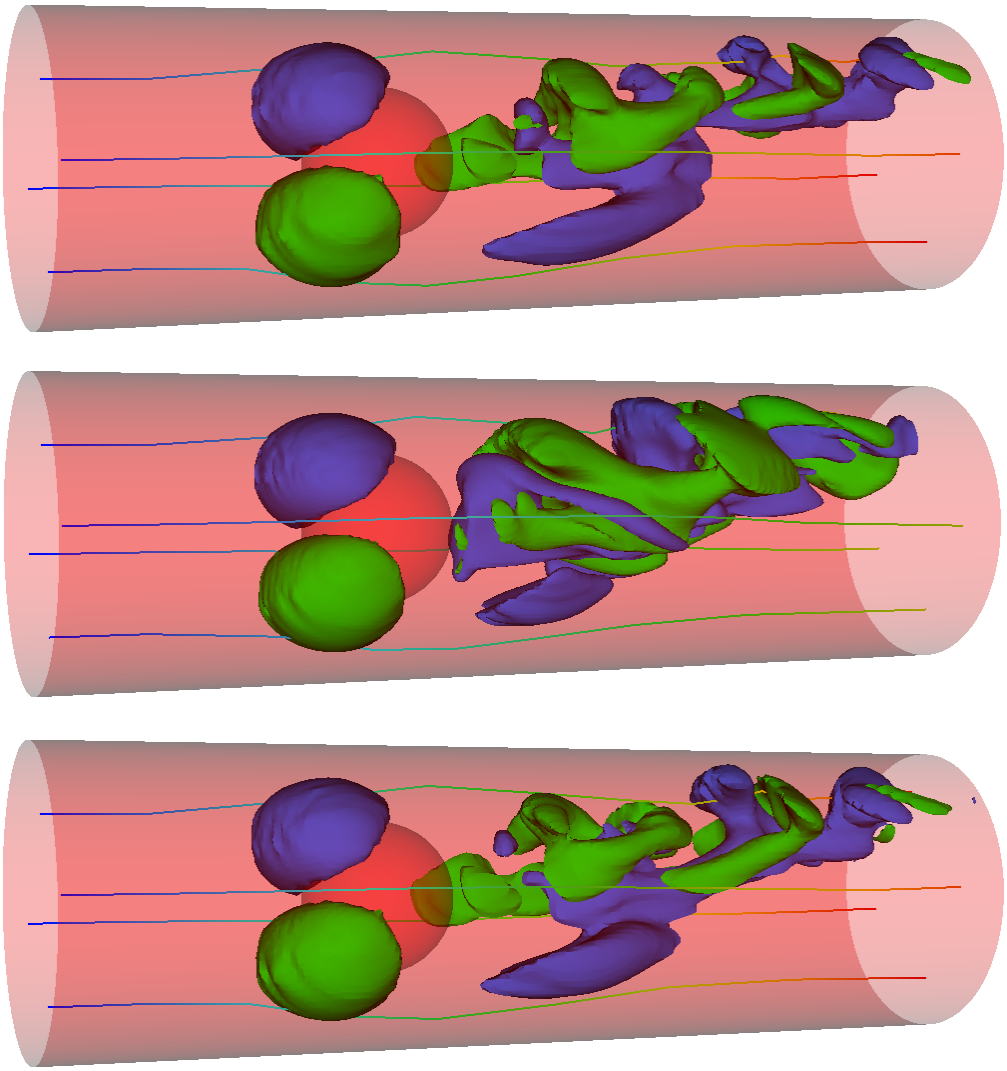

Figure 8: Streamlines and two isovalues of a spanwise component of the velocity: $\theta = \frac{1}{10}$ (top and middle), $\theta = 1$ (bottom). Grid size is finer on the middle figure (90 nodes in the cross section of the channel instead of 60).

4 Conclusions

The new boundary condition introduced here allows to construct a flow driven by forces inside the geometry and by a given flow rate taking into account interactions with the outer domain. A notion of energy exchange has been introduced. The flow rate can be tuned to control the energy exchange between the domain and the outer domain. It has been evidenced that the exchange energy is strongly linked to the flow rate. If the model allows to impose a flow of reference at inlet, we prefer to eliminate the influence of a flow of reference by choosing $k = 0$ in the boundary condition (13). The flow is then only driven by a scalar, the flow rate of reference. Furthermore, the model depends on an artificial parameter θ in (11) which allows to obtain precisely the desired flow rate for θ close to 1 or to oscillate around the desired flow rate for θ close to 0.

In the continuity of this work, in a future development, another OBC could be proposed in order to ensure a free (or given) energy exchange in a direct way (without given flow rates) and should be compared to this one. Finally, our aim is to implement such OBCs in the context of ocean modelling for the simulation of reduced sea areas when the flow dynamics is potentially driven by local forces such as the wind. In such a case, the region considered as Γ_{in} and Γ_{out} are

not as simple as the ones in a channel, but Γ_{in} can be identified as the upstream frontier and Γ_{out} as the downstream frontier, possibly changing or swapping with time.

Acknowledgments: This work was granted access to the HPC resources of Aix-Marseille Universit financed by the project Equip@Meso (ANR-10-EQPX-29-01) of the program Investissements d'Avenir supervised by the Agence Nationale de la Recherche.

References

[1] Bruneau, C-H and Fabrie, P: New efficient boundary conditions for incompressible Navier-Stokes equations: a well-posedness result, RAIRO-MMAN, vol. 30, (1996), N. 7, pp. 815–840.

[2] Bruneau, CH and Fabrie, P: Effective downstream boundary conditions for incompressible Navier–Stokes equations, International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 19 (1994) n. 8, pp. 693–705.

[3] Dong, S. and Shen, J.: A pressure correction scheme for generalized form of energy-stable open boundary conditions for incompressible flows. J. Comput. Phys., Journal of Computational Physics, vol. 291, (2015), pp. 254–278.

[4] Galusinski, Cedric: Problematic of Incompressible Bifluid Navier-Stokes Equations Approached on Non Body Fitted Meshes, Topical Problems of Fluid Mechanics (2016), pp. 51–58.

[5] J. L. Guermond and Jie Shen: An overview of projection methods for incompressible flows. Comput. Methods Appl. Mech. Engrg, vol. 41 (2006), pp. 112–134.

[6] Francis H. Harlow and J. Eddie Welch: Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. Physics of Fluids, vol. 8(12) (1965), pp. :2182–2189.

3.1.3 Conclusions de l'étude menée

Dans ce proceeding, nous avons proposé une nouvelle implémentation de conditions aux limites qui permet d'imposer des débits entrants plutôt que des valeurs aux frontières désignées comme "entrantes". La gestion de ces débits pilote, en moyenne, les échanges énergétiques entre le domaine étudié et son complémentaire.

Nous avons commencé par décrire l'énergie échangée entre le domaine Ω et l'extérieur comme $e = \int_\Omega \nabla p.\mathbf{u}dx$ qui peut s'exprimer sur les bords du domaine $e = \int_{\Gamma_0} p.\mathbf{u}.\mathbf{n}d\gamma$. Ensuite, nous avons rappelé que résoudre les équations de Navier-Stokes revient à utiliser la méthode de prédiction-correction pour calculer les couples de variables vitesse et pression $(\mathbf{u}^{n+1}, \mathbf{p}^{n+1})$ à l'instant n+1, à partir du couple de vitesse et pression $(\mathbf{u}^n, \mathbf{p}^n)$ à l'instant n. Il faut noter que cette déduction se fait en plusieurs étapes, avec une vitesse intermédiaire prédite $\tilde{\mathbf{u}}$. La dernière étape revient à résoudre une équation de Poisson avec des conditions de Neumann inhomogènes. Ce sont ces conditions, à travers le choix du terme inhomogène, qui permettront de laisser entrer ou sortir "librement" les flux le long des frontières ouvertes en respectant les débits souhaités. En effet, ces nouvelles conditions lient les débits entrants d_{in} et sortants d_{out} au calcul des variables $(\mathbf{u}^{n+1}, \mathbf{p}^{n+1})$. Ainsi, ces nouvelles OBCs permettent d'imposer des débits sans avoir à prescrire une pression. Débit et échange d'énergie étant liés, imposer un débit revient alors à imposer une valeur d'échange d'énergie avec l'extérieur.

3.2 Cas de la Rade de Toulon

3.2.1 Cas simplifié toit rigide à ρ constant

Dans un domaine équivalent à la Rade de Toulon, quand peut-on dire que le système échange de l'énergie avec l'extérieur ? Pour répondre à cette question, nous partons de l'équation de Navier-Stokes sous sa forme non conservative :

$$\partial_t \mathbf{u} + \mathbf{u}.\nabla\mathbf{u} - \mu\Delta\mathbf{u} + \nabla p = \mathbf{F} \quad \forall(t,x,y,z) \in (\mathbb{R} \times \Omega) \tag{3.1}$$

Avec

- $\mathbf{u}$ le vecteur vitesse (u, v, w)
- $\mathbf{u}.\nabla\mathbf{u}$ l'inertie ou terme de transport
- $\mu\Delta\mathbf{u}$ la dissipation sous forme d'effets visqueux
- ∇p les apports externes
- $\mathbf{F}$ les apports internes

Prenons le cas simplifié d'un système avec toit rigide et à ρ constant, dans lequel la gravité n'intervient pas. En intégrant dans le temps l'équation de Navier Stokes (3.1) multipliée par la vitesse $\mathbf{u}$, nous obtenons un bilan d'énergie. Dans ce contexte simplifié, nous prenons le parti

ici de décrire chaque terme pour mieux comprendre les échanges d'énergie entre l'intérieur et l'extérieur via ces termes.

Apports externes ∇p :
Le terme ∇p est un terme qui correspond aux apports externes. En effet, pour s'en rendre compte, considérons l'océan tout entier comme domaine Ω (toujours avec hypothèse de toit rigide par simplification). L'océan dans sa globalité est un système fermé sans échange extérieur :

$$\int_{\Omega} \nabla p.\mathbf{u} d\Omega = 0 \tag{3.2}$$

Soit θ le domaine de la Rade de Toulon, (3.2) se décompose en deux sous-domaines :

$$\int_{\Theta} \nabla p.\mathbf{u} + \int_{\Omega \setminus \Theta} \nabla p.\mathbf{u} = 0 \tag{3.3}$$

La quantité $\int_{\Theta} \nabla p.\mathbf{u}$ du domaine de la Rade de Toulon est compensée par l'énergie extérieure au domaine. Dans le cas d'un domaine Θ fermé ou indépendant énergétiquement, rien ne rentre, ni ne sort et nous avons donc $\int_{\Theta} \nabla p.\mathbf{u} = 0$. Dans le cas contraire, nous devons connaître $\int_{\Omega \setminus \Theta} \nabla p.\mathbf{u}$. Ce terme, associé à une partie de la dissipation aux bords, correspondra à la contrainte du fluide aux bords. À haut Reynolds, il est prépondérant sur la dissipation, et c'est donc lui qui pilote la contrainte aux bords.

Termes d'inertie ou de transport $\mathbf{u}.\nabla\mathbf{u}$:
L'inertie ou terme de transport est un terme neutre énergétiquement dans le système excepté aux frontières : l'inertie déplace l'énergie mais ne la dissipe pas. Aux frontières, elle crée des fluctuations d'énergie cinétique (un tourbillon qui entre ou sort du domaine par exemple) à des échelles courtes mais cela reste négligeable comparé aux autres forces du système.

Apports internes $\mathbf{F}$:
Ces forces excitent le système et de ce fait induisent de l'énergie interne.

Dissipation $\mu\Delta\mathbf{u}$:
Les termes d'effets visqueux se décomposent en deux termes d'énergie. Le premier terme, interne au domaine, est un terme positif de dissipation d'énergie. Il permet de compenser les énergies d'apports internes $\mathbf{F}$. Le second terme, présent aux frontières, traduit une dissipation aux bords. Il est négligeable comparé au terme d'énergie des apports externes ∇p dans la contrainte du fluide aux bords.

3.2.2 Cas avec surface libre et à ρ non constant

À surface libre et ρ non constant, la surface libre η est autorisée à varier. Un terme de forçage à travers la gravité $\rho g z$ apparaît et il se mesure à travers l'évolution d'énergie potentielle dans le

bilan énergétique. Il va donc y avoir localement des variations d'énergies potentielles à cause des hauteurs d'eau, celles-ci permettant un transfert entre énergie cinétique et énergie potentielle puisque nous ne sommes plus en toit rigide. Le bilan énergétique à densité non constante et surface libre permet alors de suivre l'évolution de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle.

Sous approximation hydrostatique, les forces de gravité sont compensées par le gradient de pression (voir équation 2.5) et la pression est ainsi dite hydrostatique. Cette pression hydrostatique a été comptabilisée dans l'énergie potentielle et il ne faut donc pas en tenir compte dans les termes de forçages aux bords lors de notre étude sur la fluctuation d'énergie entre l'extérieur et l'intérieur du domaine.

Ainsi, pour comprendre quelle pression est impliquée dans le calcul des termes de forçages aux bords, il est nécessaire de décomposer la pression totale :

$$p_{\mathsf{totale}} = p_0 + p_{\mathsf{h}} \quad (+p_{\mathsf{nh}} \text{ si nécessaire}) \tag{3.4}$$

Avec :

- p_0 pression atmosphérique
- p_{h} la pression hydrostatique
- p_{nh} si on est dans un cas sans approximation hydrostatique

$$p_{\mathsf{totale}} = p_0 + \int_z^{\eta} \rho g \mathsf{dz} \quad (+p_{\mathsf{nh}} \text{ si nécessaire}) \tag{3.5}$$

$$p_{\mathsf{totale}} = p_0 + \rho g \eta + \int_z^{0} \rho g \mathsf{dz} + \quad (+p_{\mathsf{nh}} \text{ si nécessaire}) \tag{3.6}$$

Dans cette quantité, nous nous intéressons au terme $\rho g \eta$, fortement corrélé aux hauteurs d'eau : les zones de forte pression vont se traduire par des élévations d'eau. Nous appellerons donc pression hydrodynamique p_{dyn} cette pression :

$$p_{\mathsf{dyn}} = \rho g \eta \tag{3.7}$$

Nous la nommons dynamique car elle est présente pour assurer l'incompressibilité. Nous pouvons noter que la pression $\int_z^0 \rho g \mathsf{dz}$ contient un terme dynamique par la variation de ρ en fonction de z mais nous estimons que la stratification du fluide est suffisante pour le négliger. Enfin, la pression dynamique a une énergie qui ne tient pas compte de la pression hydrostatique que l'on a préféré intégrer dans les évolutions de l'énergie potentielle

3.2.3 Conclusion partielle

À travers ces deux cas (simplifié et à surface libre/densité variable), nous pouvons retenir de l'équation d'énergie qu'il existe une relation entre l'énergie cinétique du domaine et les forçages extérieurs. L'énergie cinétique peut donc varier pour de multiples raisons : plus ou moins de

dissipation, de forçages, d'injection d'énergie par les prédictions au bord, ... Mais ce qui nous intéresse est de savoir quand la Rade de Toulon échange avec l'extérieur de son domaine. Par conséquent, nous nous intéressons donc à comparer l'énergie cinétique en fonction des forçages extérieurs qui sont les forçages de vent et $\int_\Omega \nabla p_{\mathsf{dyn}}.\mathbf{u}d\Omega$.

- Si $\int_\Omega \nabla p_{\mathsf{dyn}}.\mathbf{u}d\Omega$ est petit par rapport à la variation d'E_c, alors on peut le considérer comme un terme neutre du système. Cela veut dire que l'extérieur en terme de forçages océaniques n'est ni source d'énergie ni pompage d'énergie. Le domaine est quasi indépendant, semi-fermé.
- Si $\int_\Omega \nabla p_{\mathsf{dyn}}.\mathbf{u}d\Omega$ n'est pas négligeable devant la variation d'énergie cinétique, alors la condition d'incompressibilité induit des variations d'énergie cinétique via l'écoulement à l'extérieur de la zone d'intérêt. Ce qui est prescrit a une grande influence sur le domaine.
- Enfin, en comparant les forçages du vent (que l'on considère ici inhérent à la zone, au contraire des forçages océaniques) aux forçages océaniques $\int_\Omega \nabla p_{\mathsf{dyn}}.\mathbf{u}d\Omega$, nous pourrons évaluer l'importance de chacun de ces forçages. Ainsi, nous saurons l'importance du rôle que jouent les phénomènes aux frontières comparés aux phénomènes propres à la rade, comme le vent.

3.3 Quantification de l'apport du large et du vent

Trois termes seront comparés dans cette étude :

- $\int_\Omega \frac{1}{\rho}\nabla p_{\mathsf{dyn}}.\mathbf{u}d\Omega$
- $\int_\Omega \frac{dEc}{dt}d\Omega$
- ainsi que $\int_{\mathsf{S}} \frac{1}{\rho}\vec{u}.\vec{\tau}dS$, avec S la surface libre et $\vec{\tau}$ la tension du vent dont la force est comprise dans les forçages $\mathbf{F}$

Ces trois termes correspondent à des puissances divisées par la masse volumique. Une analyse dimensionnelle permet de montrer que leur dimension est $m^5.s^{-3}$. Nous parlerons simplement de puissance par abus de langage pour faire référence à ces termes. Ces comparaisons sont réalisées sur deux domaines d'étude : le domaine global et un zoom sur SB et LB (Fig. 3.1), car nous voulons observer l'influence des forçages in-fine dans les systèmes SB et LB. Ces comparaisons sont choisies pour une période correspondant à un long épisode de vent d'Est d'octobre 2013, comme le montre la Fig. 3.2a, de manière à avoir un vent fort et relativement établi.

La Fig. 3.2b présente l'évolution temporelle de la puissance des forces liées au vent $\int_{\mathsf{S}} \frac{1}{\rho}\vec{u}.\vec{\tau}dS$, de la puissance des forçages externes $\int_\Omega \frac{1}{\rho}\nabla p_{\mathsf{dyn}}.\mathbf{u}d\Omega$ et de la puissance liée aux variation d'énergie cinétique $\int_\Omega \frac{dEc}{dt}d\Omega$. Cette figure met en évidence la présence de trois grands pics d'intensité du vent, ainsi qu'un pic un peu plus faible. La puissance liée à la variation d'énergie cinétique semble liée à ces variations, même si elle apparaît plus faible. La puissance liée au forçage externe océanique $\int_\Omega \frac{1}{\rho}\nabla p_{\mathsf{dyn}}.\mathbf{u}d\Omega$ est beaucoup plus difficile à interpréter mais nous pouvons partir du constat suivant. Aux bords du domaine, les champs de vitesses (u,v) sont prescrits et induisent

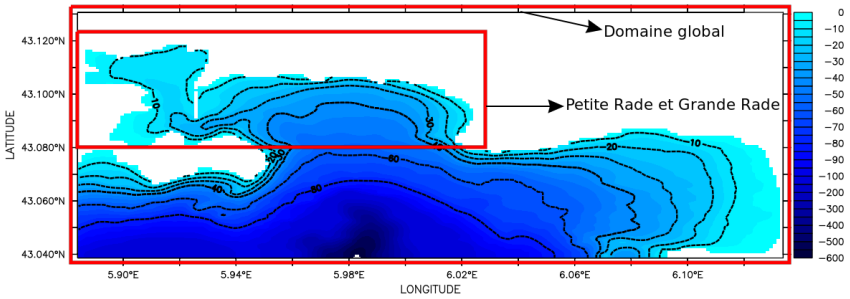

FIGURE 3.1 – Bathymétrie (m) et localisation des deux domaines d'étude.

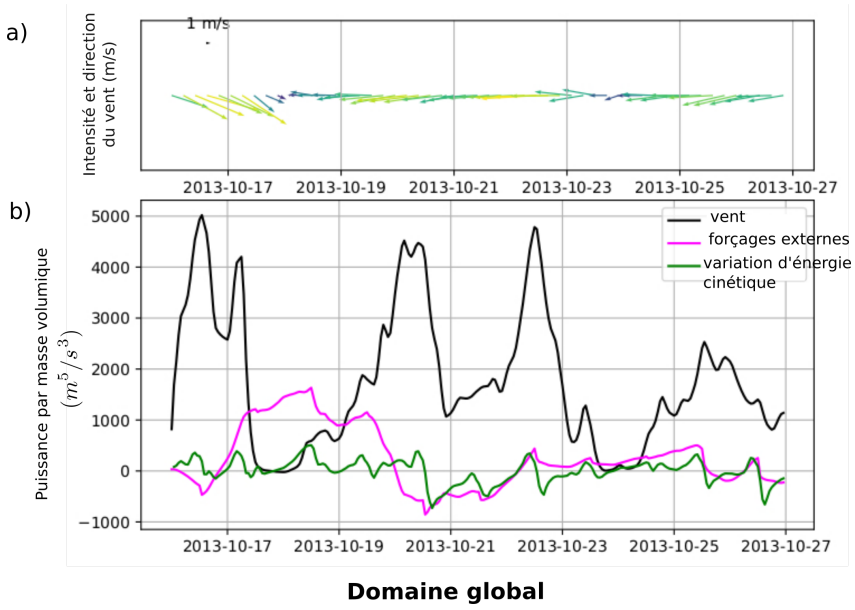

FIGURE 3.2 – a) Direction et intensité du vent moyenné sur (m.s^{-1}). b) Évolution temporelle des puissances par masse volumique liée au vent $\int_S \frac{1}{\rho}\vec{u}.\vec{\tau}dS$ (courbe noire), liée aux forçages externes $\int_\Omega \frac{1}{\rho}\nabla p_{\mathsf{dyn}}.\mathbf{u}d\Omega$ (courbe rose) et liée à la variation d'énergie cinétique $\int_\Omega \frac{dEc}{dt}d\Omega$ (courbe verte) dans le domaine global (m^5.s^{-3}).

une valeur de hauteur d'eau η. C'est donc l'écoulement global au delà de la zone, à travers ces vitesses prescrites, qui va piloter le niveau d'eau en limite du domaine. Lors d'un phénomène global de vent d'Est, le niveau d'eau moyen dans la Rade de Toulon augmente et de ce fait, l'énergie potentielle augmente, bien que des transferts d'énergie entre énergie potentielle et énergie cinétique apparaissent localement. Le contraire a lieu dans des cas de Mistral : la hauteur d'eau diminue et l'énergie potentielle baisse alors. On peut donc dire que dans le cas d'un phénomène tel qu'un vent d'Est, la valeur de la hauteur d'eau a une tendance moyenne et les transferts d'énergie potentielle vers énergie cinétique ou inversement vont induire des fluctuations autour de cette valeur de η moyenne. Ces fluctuations sont là pour assurer l'incompressibilité. Bien

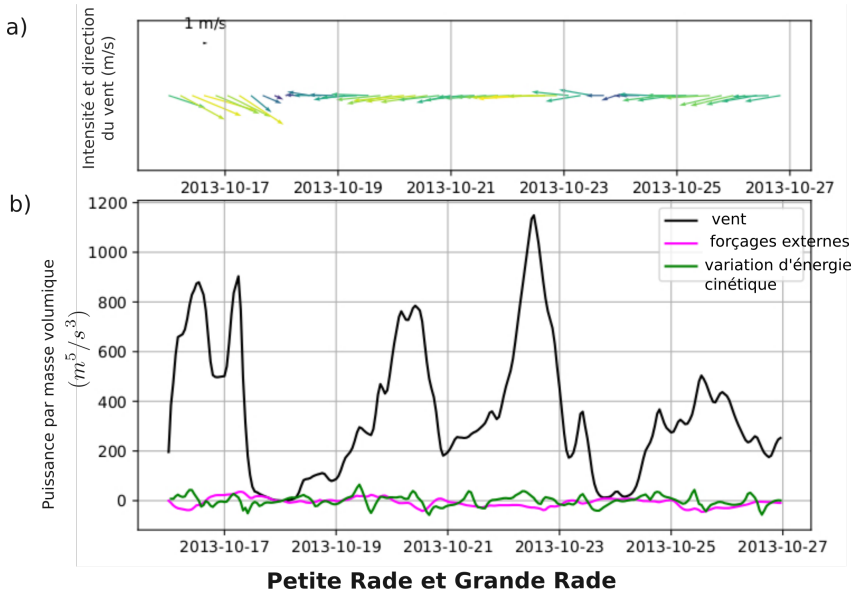

FIGURE 3.3 – Mêmes diagnostiques que pour la Fig. 3.2 dans le domaine de la SB et LB.

que les puissances liées aux différents forçages soient difficilement interprétables, cette figure indique, par contre et de manière claire, que dans le domaine global les puissances des forçages externes sont du même ordre de grandeur que les puissances liées au vent et que les puissances liées aux variations d'énergie cinétique.

La Fig. 3.3b montre clairement que durant la majeure partie du temps la puissance liée au vent est prédominante dans la LB et la SB comparativement à la puissance des forçages externes et à la puissance liée aux variations d'énergie cinétique. Cependant, de manière ponctuelle, des périodes de temps calme peuvent ramener la puissance du vent au niveau de la puissance des variations d'énergie cinétique et de la puissance des forçages externes (par exemple les 18 et 24 octobre)

Ces courbes permettent de pressentir certaines idées : la puissance des forçages de vent semble prédominante dans la LB tandis qu'elle n'est pas plus importante que les autres puissantes au large de la LB. Cependant, pour aller plus loin dans cette réflexion, nous proposons d'aborder le sujet sous un autre angle dans la section suivante.

L'étude menée à travers le proceeding décrit en (3.1.2) se base sur une résolution en full Navier-Stokes et sur une hypothèse de toit rigide. L'approche choisie pour la Rade de Toulon à travers la configuration TBAY est basée sur une résolution des équations de Navier-Stokes avec surface libre et sous approximation hydrostatique. La résolution des vitesses verticales, de l'élévation de surface libre et ensuite des pressions est donc complétement différente. Cependant, s'il fallait étendre les conclusions de l'étude du proceeding, nous pourrions partir du constat

que la surface libre moyenne η_{moyen} permet de tenir compte de l'énergie potentielle en jeu dans le domaine. La pression p_{dyn} autorise la fluctuation autour de cette élévation moyenne. Cette élévation moyenne est pilotée par des phénomènes à plus grande échelle et évolue lentement sur des échelles de temps moyen. Il est donc indispensable de la prescrire d'une manière ou d'une autre. Cependant, les fluctuations de hauteur d'eau à des échelles de temps plus courtes pourraient ne pas être imposées et donc elles ne forceraient plus l'énergie du domaine.

3.4 Apport énergétique du vent sur la zone

3.4.1 Apports énergétiques du vent et du CN en vent d'Est

Une autre manière de tester l'influence du vent et son importance comparée aux forçages océaniques est de réaliser des simulations dans des conditions identiques (mêmes dates) pour lesquelles nous modifions uniquement les paramètres de vent :

- une première simulation avec vent, en conditions normales (WIND)
- une deuxième simulation dans laquelle on applique un champ de vent nul, à partir d'un instant t0, dans notre cas, le 18 octobre 2013 (NOWIND18).
- une troisière simulation dans laquelle on applique un champ de vent nul, à partir d'un instant légèrement décalé, le 21 octobre 2013 (NOWIND21).

Dans les deux dernières simulations NOWIND18 et NOWIND21, le vent prescrit dans les forçages atmosphériques est nul sur le domaine. Cependant, à travers les valeurs de champs de vitesse (u,v) prescrites aux conditions aux limites ouvertes, sa signature apparaît toutefois dans notre étude.

Les questions auxquelles on souhaite répondre, en réalisant ces simulations, sont :

- Est-ce que le vent est la condition qui apporte le plus d'énergie au domaine ?
- Peut-on définir des paramètres pour lesquels le vent ou le CN prédominent ?
- Jusqu'à quelle localisation dans la rade le CN peut avoir une influence comparée au vent ?
- Peut-on évaluer l'inertie de l'énergie due au vent dans la zone ?

On analyse alors l'énergie cinétique du domaine, sur les 20 premiers mètres en surface, pour deux domaines : au large (BOX1) et dans la LB (BOX2) (cf. Fig. 3.4). La profondeur de 20 mètres est un compromis qui permet de travailler avec un domaine de taille importante tout en conservant une profondeur suffisante (la rade étant peu profonde, une grande valeur de profondeur aurait restreint le domaine d'observation).

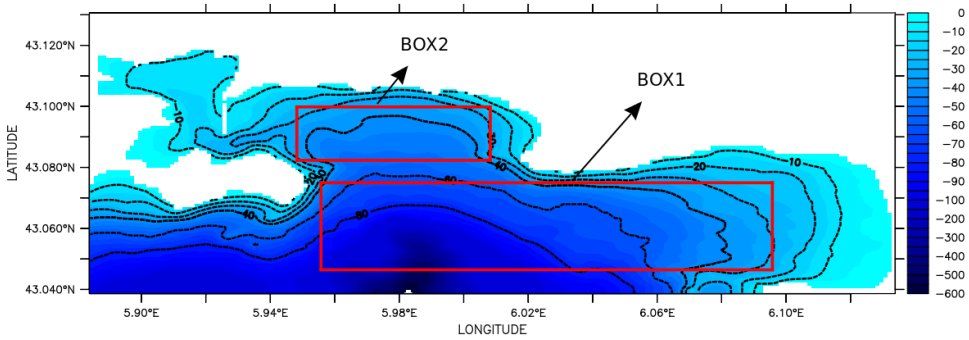

FIGURE 3.4 – Bathymétrie (m) et localisation des deux domaines d'étude BOX1 et BOX2.

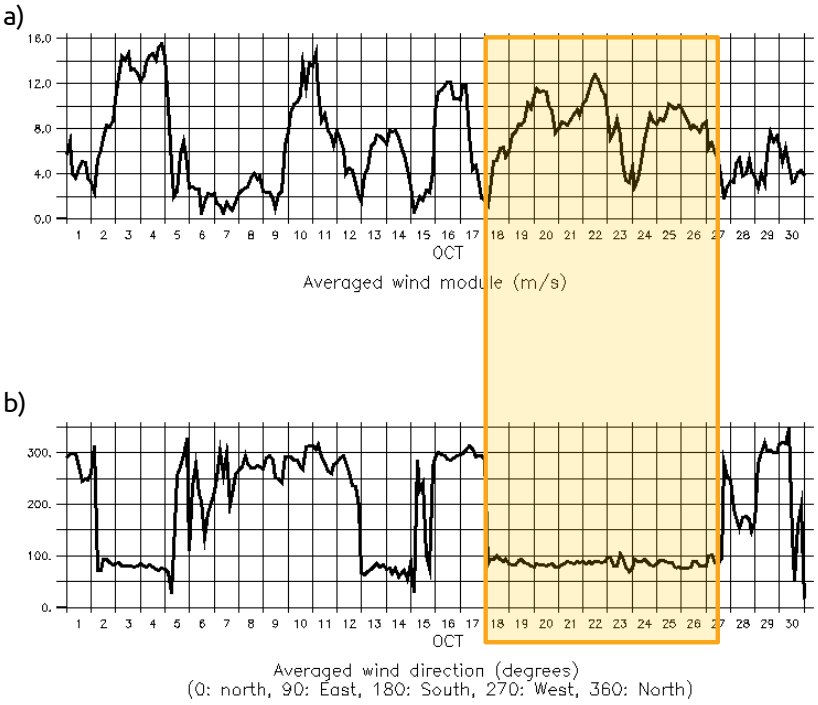

FIGURE 3.5 – a) Intensité du vent (m.s^{-1}) sur le domaine de la Rade de Toulon. b) Direction du vent (degrés). La période de vent d'Est étudiée est représentée par l'encadré.

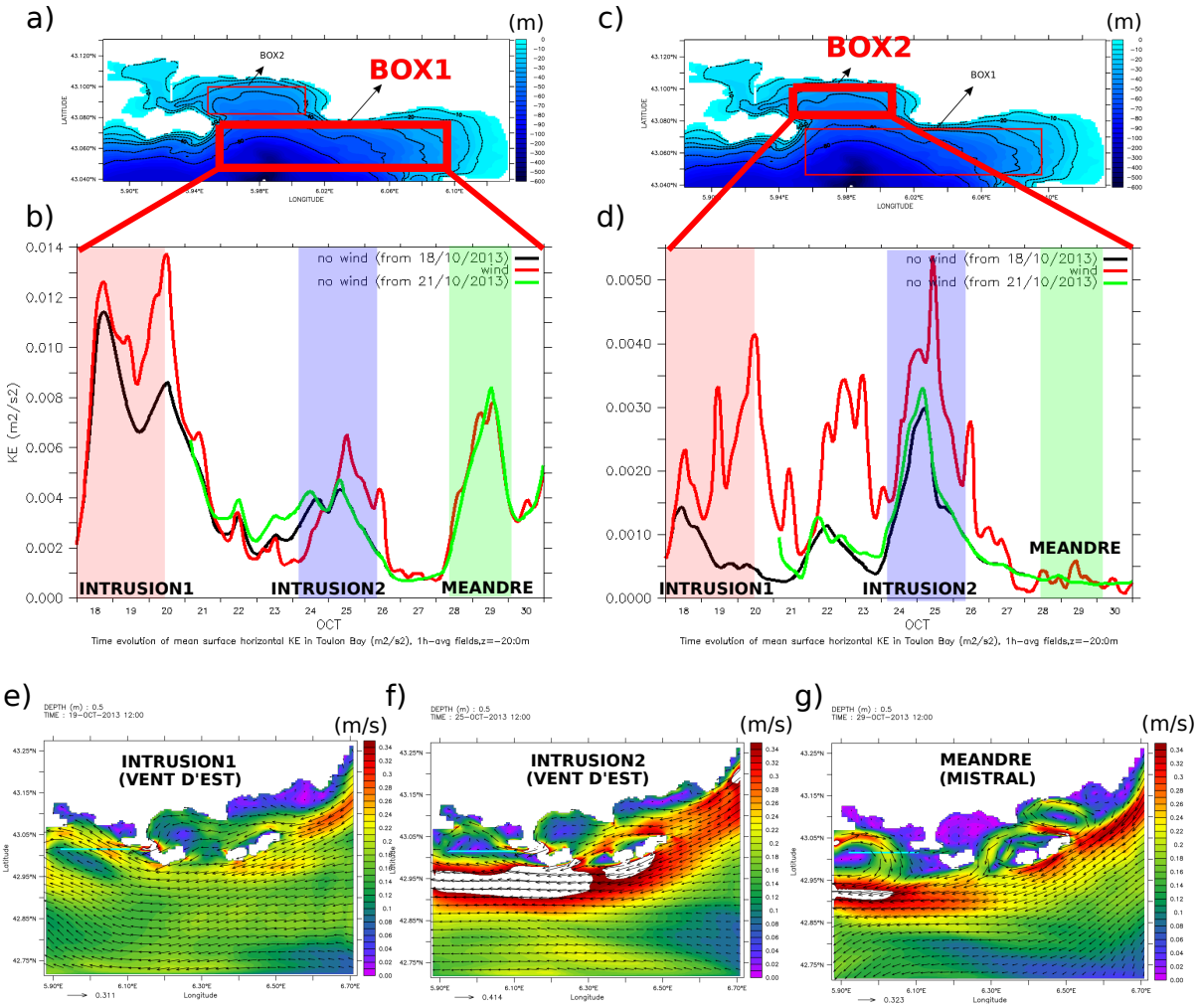

FIGURE 3.6 – Énergie cinétique moyenne ($m^2.s^{-2}$) sur les 20 premiers mètres pour les 3 simulations WIND, NOWIND18, NOWIND21 dans la BOX1 (b) et dans la BOX2 (d). Le domaine d'étude est encadré pour la BOX1(a) et la BOX2(c). (e), (f) et (g) représentent les courant de surface ($m.s^{-1}$) calculés avec NIDOR le 19, 25 et 29 octobre 2013.

Les courbes Fig. 3.6b et 3.6d représentent la valeur de l'énergie cinétique (KE) moyenne des domaines BOX1 et BOX2 sur les 20 premiers mètres de la colonne d'eau pour les trois simulations WIND, NOWIND18, NOWIND21 en octobre 2013. Elles sont à corréler avec les intensités et directions de vent présentes (Fig. 3.5). Pendant cette période, deux intrusions lors d'épisodes de vent d'Est sont détectées dans le domaine (Fig. 3.6e et Fig. 3.6f). Elles sont suivies d'un retour de méandre, pendant un épisode de Mistral (Fig. 3.6g).

L'étude de la KE moyenne, sur le domaine BOX1, montre que le vent accentue l'énergie cinétique pendant les intrusions au large de la LB bien que ce ne soit pas le phénomène dominant (Fig. 3.6b). Les intrusions 1 et 2 du CN sont visibles au sud de la LB et ne peuvent pas être négligées dans ce domaine. Enfin, le 3ème pic d'énergie du graphique est lié à un phénomène différent : il est le résultat d'un méandre (Fig. 3.6g), pendant un épisode de Mistral peu intense, au niveau du Cap Cépet. Ce pic est donc lié à la circulation hydrodynamique et non au vent. Aucune différence pour ce processus n'est constatée entre les simulations avec et sans vent.

Dans la LB (BOX2), la Fig. 3.6b montre que le vent a une influence majeure, puisque les simulations sans vent voient leur énergie cinétique baisser de manière importante. Au vu du graphique, on peut évaluer l'importance des intrusions du CN par rapport au vent dans la LB :

- Certaines intrusions ne rentrent pas dans la LB (intrusion 1, Fig. 3.6e). Seul le vent a alors une action sur l'hydrodynamique lors de ces périodes.
- D'autres intrusions vont s'engouffrer en partie dans la LB (intrusion 1, Fig. 3.6f) et nous pouvons observer que l'énergie cinétique avec et sans vent est sensiblement du même ordre de grandeur.

Sans vent, un état de référence est rapidement atteint, surtout dans la LB : les énergies cinétiques sont très proches en moins de 12h et identiques au bout de 4 jours.

3.4.2 Signature du vent sur la colonne d'eau

Des coupes verticales à divers endroits permettent d'observer les modifications de l'hydrodynamique sur l'ensemble de la colonne d'eau à des endroits clefs comme entre la LB et le large ou dans la LB.

La Fig. 3.7 présente une coupe verticale de la vitesse méridienne entre Cap Cépet et Cap Carqueiranne, pour les trois simulations WIND(Fig. 3.7b), NOWIND18(Fig. 3.7c) et NOWIND21(Fig. 3.7d), le 25 octobre (soit quelques jours après l'arrêt du vent). À cette date, le vent est coupé depuis 4 jours dans la simulation NOWIND21 et depuis 7 jours dans NOWIND18.

La circulation hydrodynamique est soumise à une intrusion du CN dans la LB (intrusion n°2) venue du sud. Dans les trois figures Fig. 3.7b, Fig. 3.7c et Fig. 3.7d, la veine entrante majeure se trouve à l'est, vers Cap Carqueiranne et correspondant à l'intrusion n°2. La veine sortante est au niveau de Cap Cépet dans les trois cas. Cependant, les deux simulations sans vent montrent clairement un mélange des masses d'eau pour revenir à l'équilibre. Une seconde veine entrante apparaît aussi à l'ouest, probablement créée par des retours à l'équilibre. En surface, la veine

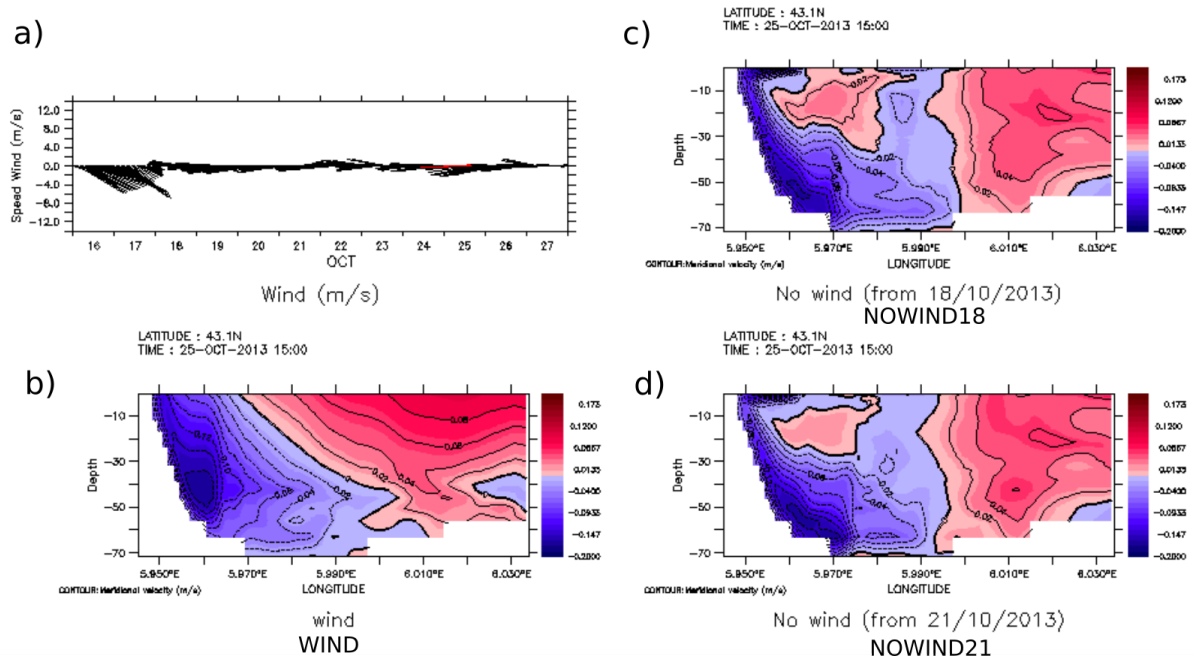

FIGURE 3.7 – a) Intensité et direction du vent (m.s^{-1}). Coupe verticale de la vitesse méridienne (m.s^{-1}) entre Cap Cépet et Cap Carqueiranne pour les simulations WIND(b), NOWIND18(c) et NOWIND21(d), le 25 octobre 2013 à 15h00. La vitesse est perpendiculaire à la coupe.

entrante se rétrécit car elle n'est plus poussée par le vent. Cependant, sa présence confirme l'intrusion du CN dans la LB, provoquée par un phénomène global de vent d'Est sur l'extérieur de notre domaine. Bien que le vent soit nul dans cette simulation, le vent d'Est apparaît dans les vitesses (u,v) prescrites au bord du domaine.

On peut noter que la circulation avec vent Fig. 3.7b est un schéma typique de circulation de vent d'Est qui sera présenté en détail au chapitre suivant 4.

3.4.3 Introduction d'un ratio pour mieux définir l'apport du vent

Il est intéressant dans un deuxième temps de faciliter la corrélation entre l'intensité du vent et la valeur de KE grâce au ratio :

$$KE_{\text{ratio}} = \frac{|KE_{\text{wind}} - KE_{\text{nowind}}|}{\max(KE_{\text{wind}}, KE_{\text{nowind}})} \tag{3.8}$$

Avec :

- KE_{wind} l'énergie cinétique sur les 20 premiers mètres dans la simulation WIND avec vent standard
- KE_{nowind} l'énergie cinétique sur les 20 premiers mètres dans une simulation sans vent

Le ratio est le pourcentage d'énergie cinétique apporté par le vent soufflant dans la zone. Un ratio fort est interprété comme une période avec une grande influence du vent au contraire d'un

ratio faible qui correspond à une période avec peu d'influence du vent. Même si le vent est supprimé dans notre domaine, il reste présent via le forçage océanique qui a été modélisé avec les caractéristiques de ce vent.

Pour pouvoir utiliser ce ratio, nous avons réalisé une nouvelle simulation NOWIND8 avec un arrêt total du vent du 8 octobre au 31 octobre de manière à observer une période plus longue. L'intérêt du mois d'octobre est qu'il contient des épisodes de Mistral et de vent d'Est relativement forts. NOWIND8 fait partie d'un set de plusieurs simulations sans vent réalisées pour les mois d'octobre, novembre, décembre 2013 et janvier 2014. Dans cette thèse, nous ne présentons que NOWIND8 qui s'avère suffisamment représentatif.

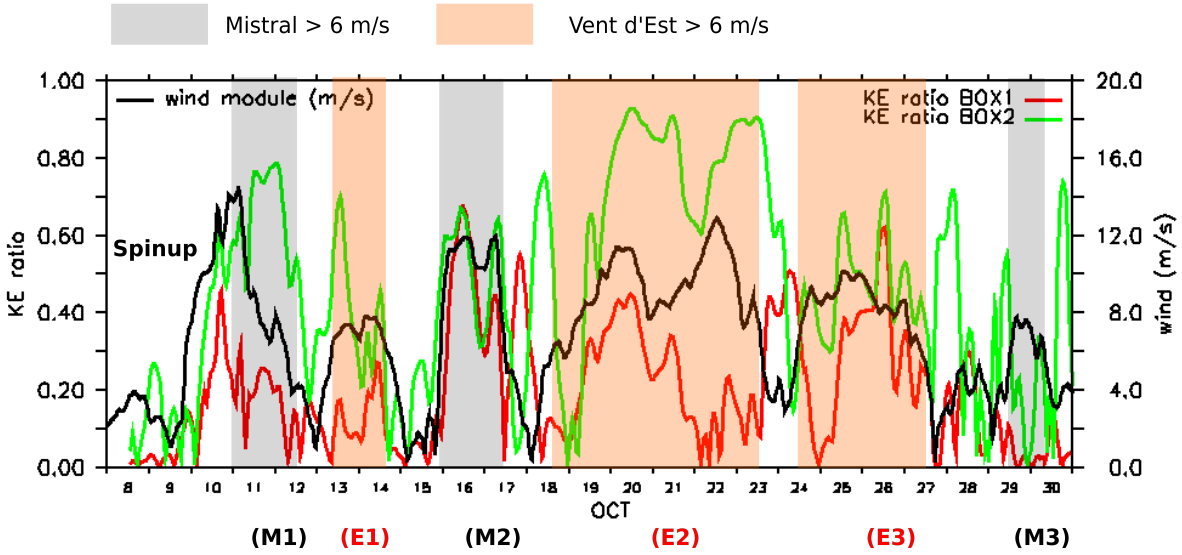

FIGURE 3.8 – Évolution temporelle des ratios d'énergie cinétique pour les deux domaines BOX1 (courbe rouge) et BOX2 (courbe verte) et du module du vent (courbe noire). L'énergie cinétique est calculée sur les 20 premiers mètres de la colonne d'eau. Les épisodes de vent d'intensité moyenne à forte (> 6 m.s^{-1}) sont représentés par un rectangle gris clair (Mistral, M1, M2 et M3) et par un rectangle orange (vent d'Est, E1, E2, et E3).

Les résultats de ratio entre la simulation standard avec vent WIND et la simulation sans vent WIND8 sont présentés dans la Fig. 3.8. En moyenne, dans le domaine BOX1 au large de la LB (courbe rouge), les apports du vent excédent rarement 50% de l'énergie cinétique totale, tandis qu'ils induisent 80% de l'énergie cinétique dans le domaine BOX2 au centre de la LB. L'influence du vent est donc beaucoup plus importante dans la LB qu'au sud de celle-ci.

Ceci semble plus visible en vent d'Est (E1 et E2) qu'en Mistral(M2) et l'écart entre les apports d'énergie du vent est plus marqué en vent d'Est en moyenne. Un fort Mistral va induire un upwelling jusque dans la LB (ce que nous verrons dans le chapitre 4) et l'influence du vent est le plus souvent presque aussi importante dans les deux domaines BOX1 et BOX2. Lors

d'un épisode de vent d'Est par contre, trois phénomènes peuvent se rencontrer : la circulation hydrodynamique de type downwelling due au vent soufflant bien en amont de la zone, des intrusions dues au CN et ensuite l'influence du vent sur la zone elle-même. En enlevant ce 3ème facteur, nous nous apercevons qu'il a beaucoup moins d'influence au large de la LB que dans celle-ci. On peut donc supposer que les deux premiers facteurs sont plus importants au large de la LB. Ceci peut s'expliquer par des méandres du CN qui ne rentreraient pas dans le LB, ce que nous développerons dans le chapitre suivant 4.

3.5 Conclusions partielles

Les objectifs de ce chapitre consistaient à comprendre les échanges d'énergies avec l'extérieur de la rade, à quantifier le rôle de chaque phénomène et à comprendre l'origine de l'énergie du système.

A travers une étude simplifiée, nous avons commencé par analyser les forçages aux OBC, ainsi que les solutions à apporter pour influencer l'apport d'énergie sur un système. Ensuite, les études suivantes se sont portées sur la Rade de Toulon pour laquelle nous avons isolé les forçages et énergies qui nous intéressaient pour notre étude. Pour cela, nous avons comparé les forçages du vent, les forçages océaniques à travers la quantité $\int_\Omega \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p.\vec{u}$ et les variations d'énergie cinétique.

Dans la Grande Rade, cette étude a permis de montrer que :

- Le vent est un facteur prédominant dans la plupart des cas, comme Duffa et al. (2011) et Dufresne et al. (2014) l'avaient proposé. Notre étude a aussi permis de quantifier cette importance.
- Les intrusions du Courant Nord s'engouffrent parfois jusque dans la Grande Rade, lors d'épisodes de vent d'Est. Pendant ces périodes, l'apport d'énergie venant de l'extérieur est prédominant et il est important de le prendre en compte de manière correcte.

Le chapitre suivant s'appuiera sur cette première étude pour proposer des schémas de circulation dans la rade. Ces schémas prendront donc en compte non seulement les intensités et les directions des vents, mais aussi les intrusions potentielles en cas de vent d'Est puisque c'est un paramètre important en terme d'apport d'énergie.

Chapitre 4

Circulation hydrodynamique dans la Rade de Toulon

Sommaire

4.1 Introduction **79**

4.2 Validité de l'hypothèse hydrostatique dans la Rade de Toulon **80**

4.2.1 Réponse du modèle TBAY100 hydrostatique en situation d'upwelling . . . 80

4.2.2 Comparaisons des modèles H et NH 85

4.2.2.1 Analyse du paramètre hydrostatique 85

4.2.2.2 Upwelling de juin 2017 86

4.3 Courantométrie de surface à partir de flotteurs géolocalisables **93**

4.4 Stratégies de simulations et d'analyses **96**

4.4.1 Jeux de données d'observations et modèles 96

4.4.2 Stratégie d'analyse par *images composites* 97

4.5 Schémas de circulations induites par le vent **98**

4.5.1 Vitesses moyennes en surface 98

4.5.2 Courants moyens sur des coupes verticales 100

4.5.3 Schémas principaux de circulation 102

4.6 Conclusions partielles **108**

4.1 Introduction

Cette section traite des circulations hydrodynamiques possibles dans une baie semi-fermée, soumise à la fois à de forts épisodes de vent et aux intrusions d'un courant côtier.

Dans un premier temps, nous étudions l'existence de phénomènes non hydrostatiques sur la zone. Cela nous permet d'évaluer la validité de l'hypothèse hydrostatique, puis de décider s'il est nécessaire de réaliser des simulations en non hydrostatique. Ensuite, à l'aide d'observations de bouées dérivantes, nous émettons l'hypothèse de certains schémas de circulation. Ceux-ci seront confirmés et améliorés dans la troisième partie du chapitre.

Ce chapitre et notamment la section 4.5 a fait l'objet d'une première partie d'un travail publié dans le journal Estuarine, Coastal and Shelf Science sous le titre *Impact of wind-driven circulation on contaminant dispersion in a semi-enclosed bay* (Mazoyer et al., 2019).

4.2 Validité de l'hypothèse hydrostatique dans la Rade de Toulon

L'objectif de cette section est de savoir si une baie semi-fermée telle que la Rade de Toulon peut être soumise à des processus non hydrostatiques et s'il est nécessaire de les prendre en compte. Pour atteindre ce but, nous avons réalisé deux simulations dont nous comparons les résultats : une simulation avec approximation hydrostatique (simu-H) et une sans approximation hydrostatique (simu-NH). Les simulations débutent en septembre 2013 à partir de conditions initiales issues d'un modèle plus grossier à 400 m de résolution NIDOR. Nous nous concentrons ici sur un cas de Mistral d'intensité très forte en novembre 2013, deux mois après le début des simulations et donc bien après la période de spin-up. Cet épisode de vent provoque une remontée des eaux froides par le fond au large jusque sur la côte Nord de la Grande Rade.

En analysant ces simulations, nous souhaitons répondre aux questions suivantes :

- Existe-t-il des différences de vitesses verticales entre les simu-H et simu-NH ?
- L'hypothèse hydrostatique peut être mise à l'épreuve lorsque l'accélération verticale n'est plus négligeable. Un phénomène d'upwelling, présent jusque dans la Rade de Toulon, peut-il créer des mouvements avec une vitesse qui évolue de manière suffisamment stationnaire pour pouvoir négliger les accélérations verticales ?
- Pouvons-nous mettre en évidence des processus à petite échelle grâce à la simu-NH ? La circulation hydrodynamique dans la rade est-elle modifiée ?

4.2.1 Réponse du modèle TBAY100 hydrostatique en situation d'upwelling

La Rade de Toulon peut être soumise à des upwellings. Ces phénomènes, observés en aval de notre zone d'étude (Millot, 1979; Barrier et al., 2016), sont présents aussi sur le littoral varois bien que très peu décrits dans la littérature scientifique à notre connaissance (Millot, 1979; André et al., 2005). Nous disposons de diverses observations pour des épisodes de Mistral en septembre 2013 et en juin 2017. Celles-ci sont mises en parallèle des sorties de simulations aux mêmes dates et permettent de mesurer la réponse du modèle hydrostatique (H) en situation d'upwelling. Nous souhaitons évaluer ici dans quelle mesure le modèle H reproduit correctement le phénomène de remontée d'eaux froides observé.

Les Fig. 4.1 et Fig. 4.3 représentent des données modèles et observations pendant deux épisodes d'upwelling. La Fig. 4.1 montre la température de surface pour trois configurations emboîtées dont TBAY le 18/09/2013 avec des sorties journalières et horaires(Fig. 4.1abc).

Parallèlement à ces sorties modèles, nous disposons d'un tracé issu d'un thermosalinographe TRANSMED enregistré le 16-17/09/2013 et d'image thermique NOAA/AVHRR du 18/09/2013 03 :56. La Fig. 4.3 montre la température de surface pour les configurations NIDOR et TBAY le 07 juin 2017 avec des sorties journalières et horaires(Fig. 4.3abc). Pour la même date, nous disposons de plusieurs données d'observations : image thermale issue des observations satellite de NPP (Fig. 4.3d), courants de surface issus des observations Radars HF du 07/06/2018 à 4h41 (Fig. 4.3e) et température de surface issue du réseau HTMNET au port St Louis (Fig. 4.3f).

Les observations permettent de confirmer que le refroidissement des couches de surface a bien lieu. Les vitesses de courant de surface calculées avec des données radar (Fig. 4.3e) montrent que l'eau est chassée en surface vers le large au sud de la Rade de Toulon. L'image thermale issue des observations satellite de NPP (Fig. 4.3d) indique que le refroidissement a lieu dans la LB, alors que la SB et la zone de l'Almanarre à l'est sont encore en présence d'eaux chaudes. Les données de températures des capteurs HTM-NET qui pourraient être utilisées en comparaison sont à prendre avec précaution car la température peut être biaisée par les flux de chaleur dus à l'ensoleillement. Cependant, malgré ce possible biais de température, ces capteurs restent un bon indice du refroidissement en surface de la rade entre la SB et la LB.

La confrontation entre le modèle et les observations est principalement qualitative. Le modèle H reproduit déjà très correctement la remontée d'eaux froides, phénomène aussi présent dans la configuration NIDOR plus grossière (mais cependant déjà à haute résolution), pour les deux dates étudiées. En ce qui concerne la localisation de ces remontées dans les sorties de simulations, elle semble relativement correcte en se basant sur l'image thermique Fig. 4.3d. La résolution spatiale plus fine de TBAY par rapport au modèle NIDOR montre une meilleure précision de la localisation des remontées d'eau froide. La digue présente dans TBAY 4.1c est un réel atout numérique qui permet de séparer les masses d'eaux SB et LB.

Nous pouvons ajouter que les simulations montrent que les zones plus chaudes de la SB aux dates étudiées se refroidissent en se mélangeant avec un décalage temporel de quelques heures.

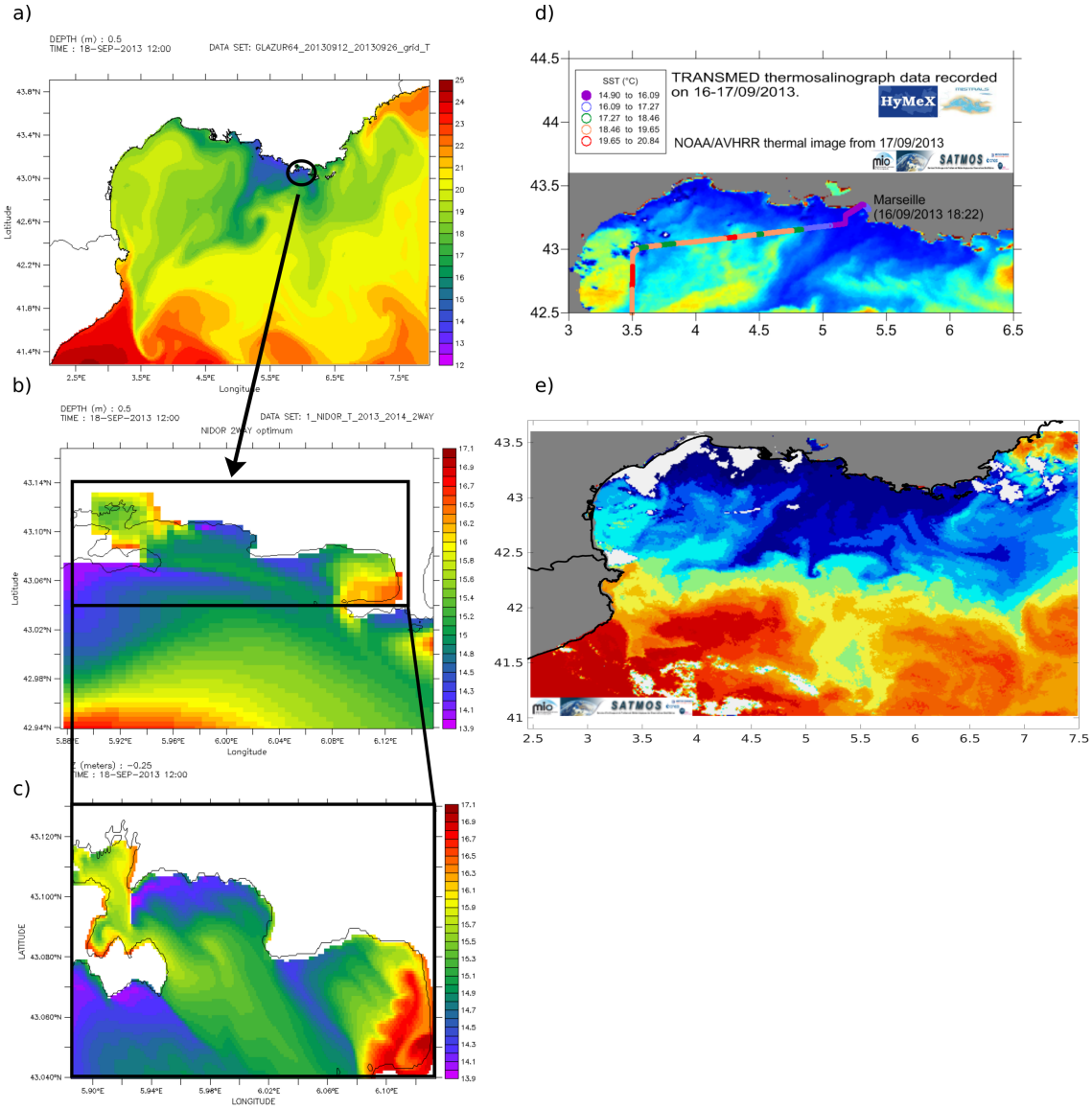

FIGURE 4.1 – a) Température (°C) de surface dans GLAZUR64 le 18/09/2013, sorties journalières. b) Température (°C) de surface dans NIDOR le 18/09/2013, sorties journalières. c) Température (°C) de surface dans TBAY le 18/09/2013 à 12h, sorties horaires. d) Observations du thermosalinographe TRANSMED enregistrées le 16-17/09/2013. Crédit : I. Taupier-Letage (CNRS). e) Image thermique NOAA/AVHRR du 18/09/2013 03 :56 (les températures augmentent du bleu au rouge). Crédit : I. Taupier-Letage (CNRS).

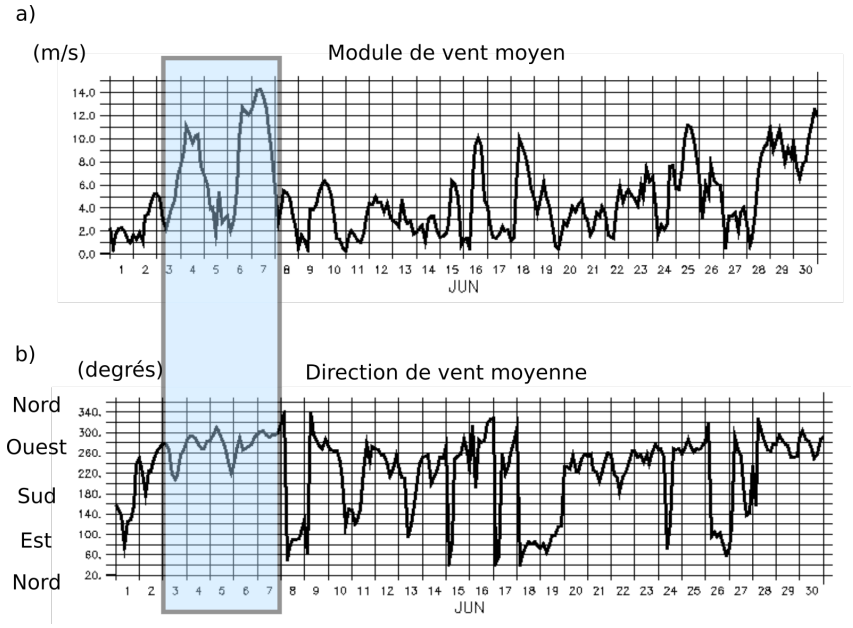

FIGURE 4.2 – a) Module du vent (m/s) et b) direction du vent (°) en juin 2017 au centre de la grande rade de Toulon. Sorties ARPEGE MétéoFrance. Le rectangle bleu correspond à l'épisode de Mistral étudié.

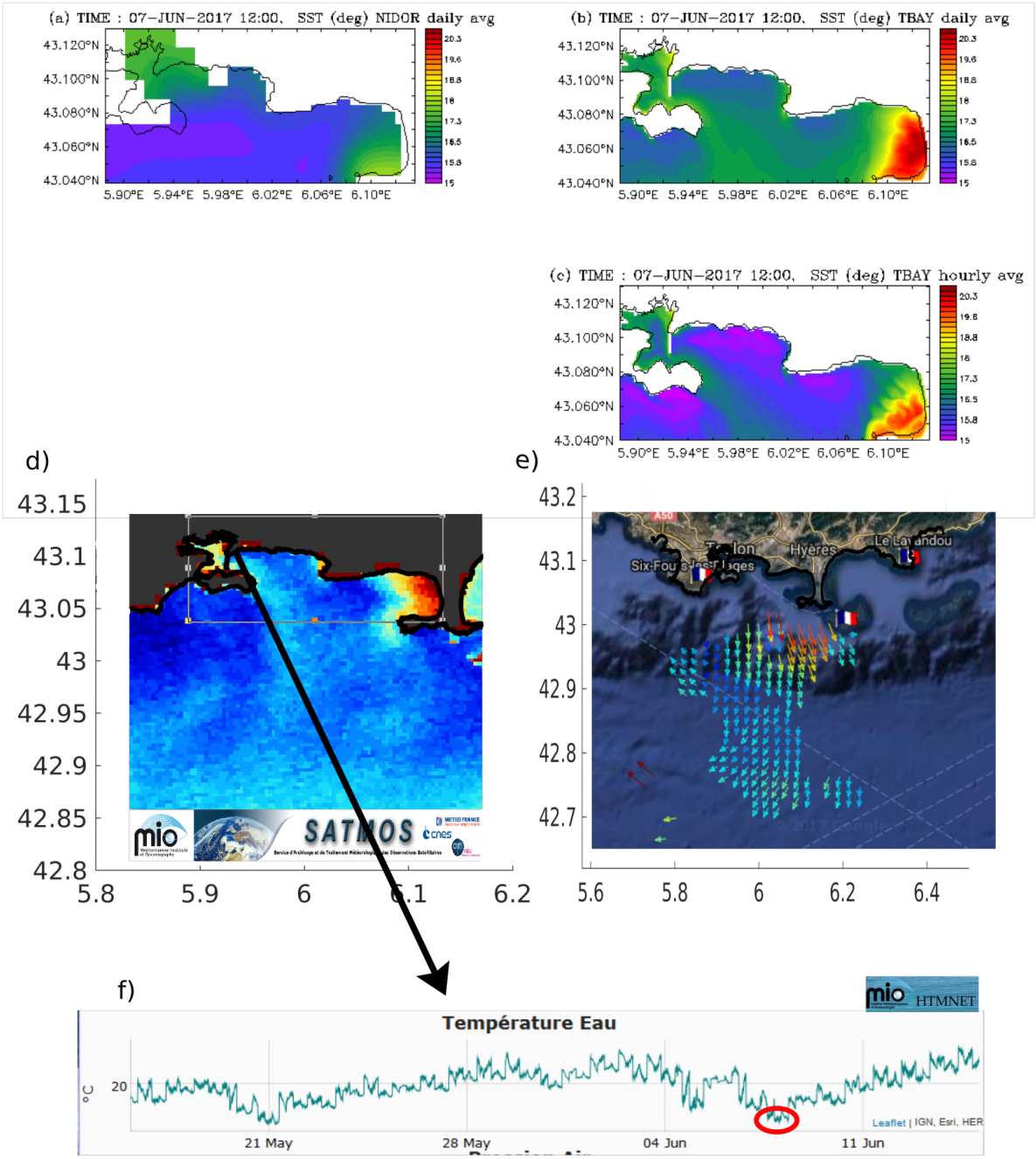

FIGURE 4.3 – a) Température (°C) de surface dans NIDOR le 07/06/2017, sorties journalières. b) Température (°C) de surface dans TBAY le 07/06/2017, sorties journalières. c) Température (°C) de surface dans TBAY le 07/06/2017 à 12h, sorties horaires. d) Image thermale issue des observations satellite de NPP, crédits : I. Taupier-Letage. e) Courants de surface issus des observations Radars HF du 07/06/2018 à 4h41. f) Température de surface (eau) (°C) issue du réseau HTMNET au port St Louis, près de la digue du côté de la grande rade.

4.2.2 Comparaisons des modèles H et NH

4.2.2.1 Analyse du paramètre hydrostatique

L'hypothèse hydrostatique reproduit l'upwelling de manière satisfaisante, au vu des observations. Pour savoir si nous sommes dans un régime non hydrostatique, les travaux de Marshall et al. (1997b) proposent un paramètre n qui définit le seuil de validité de l'approximation hydrostatique. Ce paramètre hydrostatique n=P_{nh}/P_{hy} qui compare les valeurs typiques de la pression non hydrostatique et hydrostatique est donné par :

$$n = \frac{\gamma^2}{Ri} \tag{4.1}$$

$$\gamma = h/L \tag{4.2}$$

$$Ri = N^2 h^2 / U^2 \tag{4.3}$$

$$N^2 = -\frac{g}{\rho}\frac{d\rho}{dz} \tag{4.4}$$

Avec γ le rapport d'échelle entre l'épaisseur h et la longeur L des processus, Ri le nombre de Richardson global, N la fréquence de flottabilité (ou fréquence de Brunt-Väisälä), g l'accélération locale de la pesanteur et ρ la densité potentielle.

Dans la rade de Toulon, nous évaluons la grandeur d'épaisseur des processus à $h = 5$ m (la LB a une profondeur d'environ 60 m). Les courants dans la rade de Toulon sont de l'ordre de 0.05 m.s^{-1} et nous pouvons estimer que la taille des structures et tourbillons dans la rade de Toulon est de l'ordre de grandeur de $L = 200$ m. Le paramètre de Coriolis à notre latitude (43.08°) équivaut à $f \approx 10^{-4} s^{-1}$. La fréquence de Brunt-Vaisala calculée dans le modèle pour cette période est de l'ordre de $N = 10^{-2}$ (pour un upwelling, elle peut valoir $N = 10^{\frac{-3}{2}}$ aux interfaces de masses d'eau). Nous avons donc :

- Le paramètre adimensionnel γ vaut 0.025.
- Le paramètre adimensionnel Ri vaut alors 1, ce qui implique que les termes de flottabilité sont aussi importants que les cisaillements verticaux.

À partir de ces estimations, nous aboutissons à une valeur de $n = 6.25 \times 10^{-4}$ soit un ordre de grandeur de $n = 10^{-4}$.

La valeur de ce paramètre n est à comparer au nombre de Rossby $Ro = U/fL$ pour établir les différents régimes de flux. Le nombre de Rossby Ro = U/(f L) qui donne l'importance relative de

la force de Coriolis par rapport à l'inertie a pour valeur maximum approximativement $Ro = 2.5$ avec nos calculs.

- Si $n \geq R_o$, nous nous trouvons dans un régime non hydrostatique pur. Les termes de gradients horizontaux de la pression non hydrostatique ne peuvent pas être négligés.
- Si $n \leq R_o$, le régime est transitionnel. Nous nous trouvons dans la zone "grise" (Fig. 2.4). Les effets non hydrostatiques ne sont plus prédominants et le flux commence à être hydrostatique.
- Si $n \ll R_o$, le régime est hydrostatique. Il est intéressant de savoir que la pression non hydrostatique n'est pas nulle dans ce régime, mais que seule sa variation verticale est prise en compte. De plus, si nous nous plaçons dans un modèle HPE (*Hydrostatic Primitive Equation*), c'est à dire avec hypothèse hydrostatique, cette pression existe aussi et pourrait être déduite de la vitesse verticale w. Elle n'est cependant jamais calculée explicitement, car inutile pour la suite des calculs.

Avec $n = 10^{-4}$ et $Ro = 2.5$, nous pouvons dire que $n \ll R_o$, même si les grandeurs choisies peuvent être légèrement modifiables. Le régime semble donc hydrostatique. Nous avons cependant réalisé des simulations en non hydrostatique que nous comparons à des simulations hydrostatiques pour observer sur un cas simulé l'apport d'une résolution non-hydrostatique.

4.2.2.2 Upwelling de juin 2017

À travers l'exemple de l'upwelling de juin 2017 pour lequel nous disposons d'observations, nous souhaitons observer l'apport d'une résolution NH pour la configuration TBAY100. Nous présentons dans cette partie des sorties de modèles H (simu-H) et non NH (simu-NH). Nous nous posons la question suivante : les sorties de la configuration TBAY100 peuvent-elles être améliorées par une résolution NH pour un phénomène de remontées d'eaux froides tel que l'upwelling de juin 2017 ?

La température de surface Fig. 4.4a est présentée et confrontée à des observations dans la section 4.2.1 ci-avant. La Fig. 4.4b montre la différence de SST pour la simu-H et pour la simu-NH le 7 juin 2017 à 12h00. Les différences sont situées en trois localisations : dans la SB avec des maxima de différences de 0.2°C, dans une zone au Sud de Saint-Mandrier avec des maxima de 0.2°C ainsi que dans la baie de l'Almanarre à l'Est avec des maxima de 1°C. La zone la plus impactée par la résolution en NH est donc la baie de l'Almanarre. Les vitesses sont beaucoup plus faibles dans cette baie que dans la LB et des tourbillons y apparaissent.

La Fig. 4.5 représente la vorticité $\zeta = \partial v \ / \ \partial x$ - $\partial u \ / \ \partial y$ en surface pour la simulation H et la Fig. 4.6 montre la différence de vorticité en surface entre les simulations H et NH le 7 juin 2017 à 12h00. Très peu de tourbillons sont présents (quelques uns dans la SB et dans la baie de l'Almanarre à l'Est) et nous constatons une absence de filaments qui correspondraient

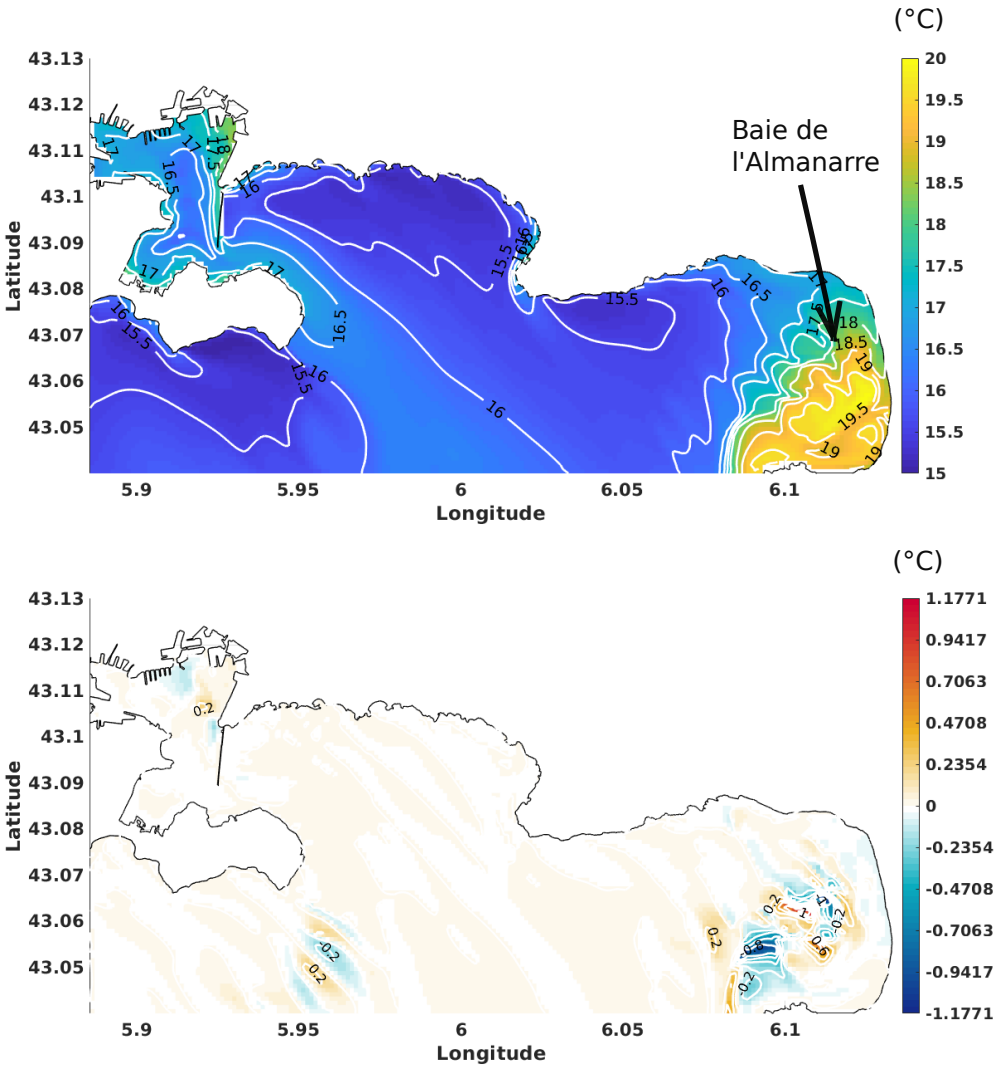

FIGURE 4.4 – a) Température (°C) de surface SST pour la simulation H le 7 juin 2017 à 12h00. b) Différences de SST entre la simu-H et la simu-NH pour cette même date.

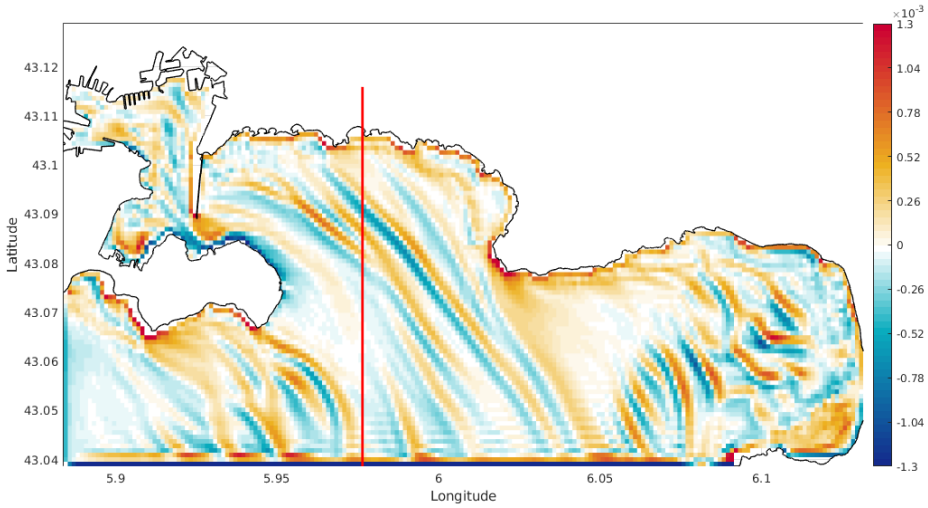

FIGURE 4.5 – Vorticité ($s^{-}1$) en surface pour la simulation H le 7 juin 2017 à 12h00. La coupe verticale ci-après est représentée par un trait rouge.

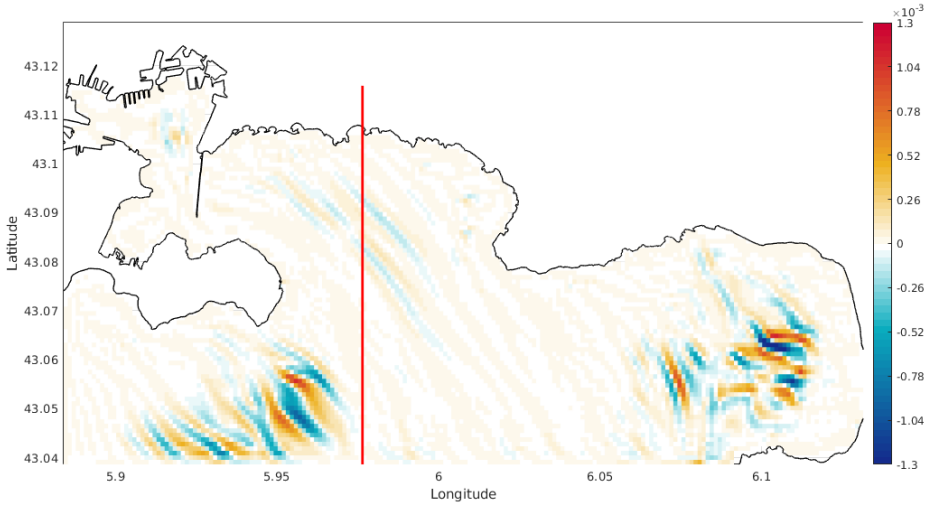

FIGURE 4.6 – Différence de vorticité (s^{-1}) en surface entre la simulation H et la simulation NH le 7 juin 2017 à 12h00. La coupe verticale ci-après est représentée par un trait rouge.

à une activité submésoéchelle. Nous observons par contre des lignes de vorticité qui suivent la direction du vent de Mistral, et qui correspondent à priori à des ondes créées par le vent, que nous n'avons pas eu le temps d'analyser précisément. À ce stade, nous pouvons dire que ces ondes ne correspondent pas à une circulation de langmuir, bien que leur caractéristiques soient très proches, leur échelle étant trop grande pour cela. Le courant va induire des mélanges le long de ses traits. Les différences de vorticité sont présentes au sud de Saint-Mandrier et dans la baie de l'Almanarre, dans les mêmes zones que les différences de température. Dans la baie de l'Amanarre, la bathymétrie est peu profonde (20 m environ au niveau des instabilités) et la température de surface visible dans la Figure 4.4 indique que l'Almanarre est une zone de mélange plus lent des eaux, où des tourbillons sont visibles.

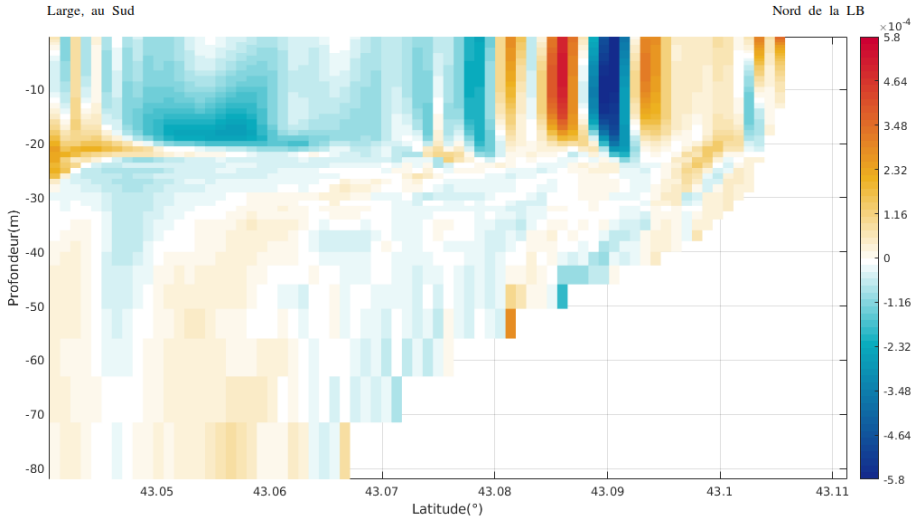

FIGURE 4.7 – Vorticité (s^{-1}) en coupe verticale pour la simulation H le 7 juin 2017 à 12h00. La coupe verticale est localisée par un trait rouge sur la figure précédente Fig. 4.5.

La Fig. 4.7 représente la vorticité pour une section verticale localisée par un trait rouge figure précédente Fig. 4.5. Cette section permet d'observer l'épaisseur des instabilités qui est d'environ 20 m. Les fronts de vorticité positive et négative sont clairement visibles. Sur cette section verticale, la Fig. 4.8 présente la vitesse verticale w (Fig. 4.8a), la vitesse zonale u (Fig. 4.8c) et la température T (Fig. 4.8e) le 07/06/2017 à 12h00 pour la simu-H. Les Fig. 4.8bdf présentent les différences de ces variables entre la simu-H et la simu-NH. La remontée d'eaux froides est clairement visible : les eaux de surface à 16.5°C (ayant déjà subi un refroidissement quelques jours plus tôt) sont chassées au large par une remontée d'eau plus froides à 14°C. La vitesse zonale indique que le flux est majoritairement dirigé vers l'Est. Les zones de forte vorticité sont associées à de forts gradients de vitesse zonale et de vitesse verticale. Sur cette coupe, les maxima de différences entre simu-H et simu-NH sont localisés à cet endroit de forte

activité barocline, au niveau du front de l'upwelling en surface.

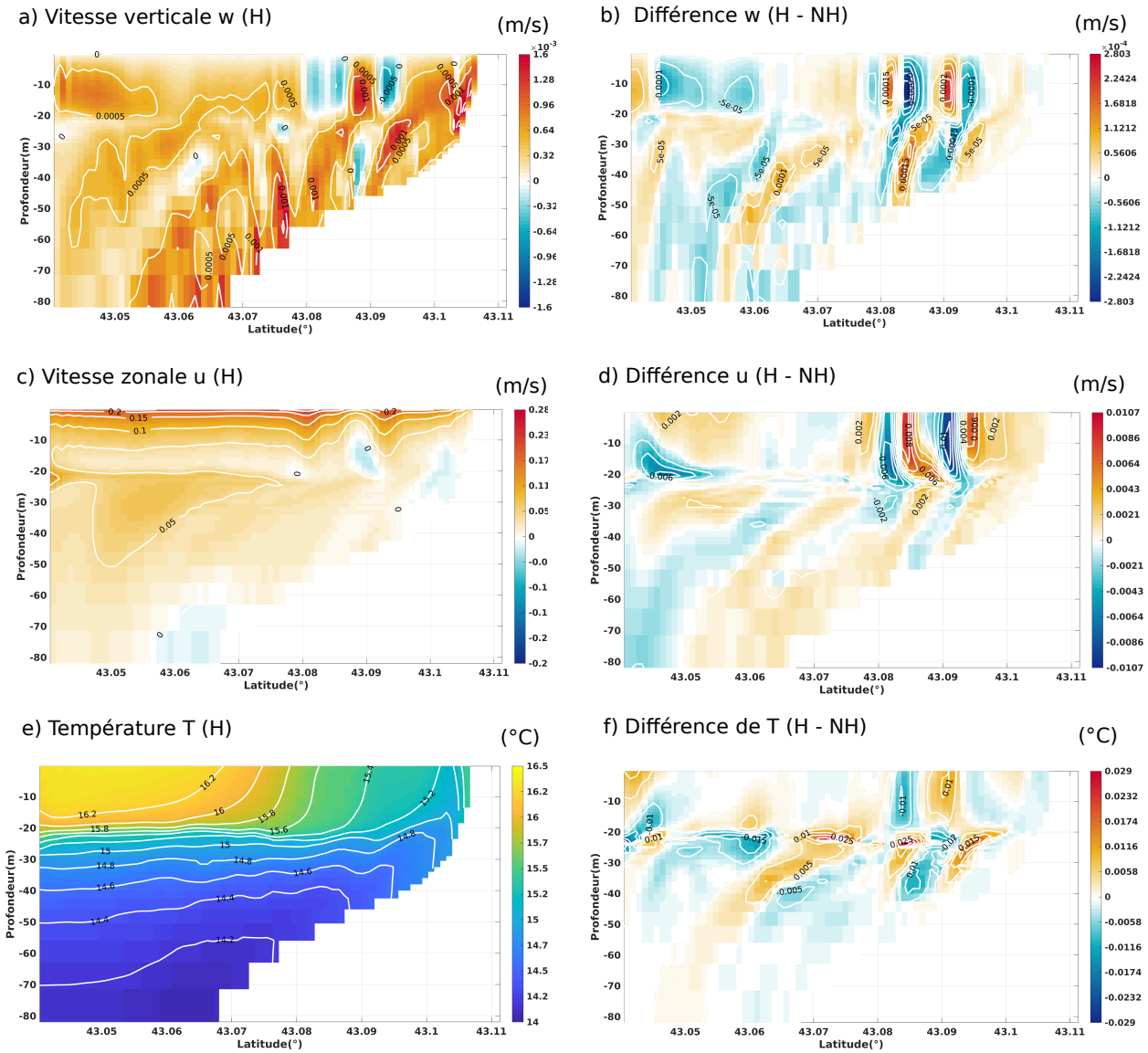

FIGURE 4.8 – a) Vitesse verticale w (m.s^{-1}), c) Vitesse zonale u (m.s^{-1}), e) Température T (°C) pour une section verticale localisée par un trait rouge sur la Fig. 4.5 le 07/06/2017 à 12h00. Les différences de ces variables entre la simu-H et la simu-NH sont représentées en (bdf).

Conclusions :
Cette analyse en surface et sur une coupe large-côte lors d'un épisode d'upwelling nous montre que les différences entre simulations hydrostatique et non hydrostatique sont peu visibles pour une résolution spatiale 100 m et avec les paramétrisations de la configuration TBAY comme pressenti par l'analyse n versus Ro. La prise en compte des termes d'accélération verticale ne montre pas de différences importantes. L'activité tourbillonnaire est légèrement différente mais l'upwelling conserve la même localisation. Les processus lors d'upwelling dans la zone de la rade sont donc hydrostatiques ou suffisamment bien représentés par l'hydrostatique. Il apparaît donc que l'apport du non hydrostatique est négligeable dans notre zone. Une meilleure résolution des processus par la résolution en NH a lieu cependant dans la baie de l'Almanarre, zone peu profonde et pour laquelle les courants créent souvent des tourbillons.

Nous décidons donc de maintenir la version H par soucis de rapidité numérique, au vu des faibles bénéfices de la version NH pour cette configuration.

4.3 Courantométrie de surface à partir de flotteurs géolocalisables

Après une première section destinée à évaluer la méthode de résolution adéquate à notre configuration (H ou NH), cette section propose d'aborder l'analyse des circulations dans la rade de manière pratique, analyse qui servira de base dans l'analyse de la circulation simulée. L'objectif de cette section consiste à comprendre la courantométrie de surface dans la rade, à l'aide d'observations. Nous avons réalisé 12 campagnes en mer de décembre 2016 à juillet 2018 et avons utilisé des données de vent issues des stations météorologiques de La Mitre (au niveau de la digue entre la SB et la LB) et Saint-Mandrier. Lors de cette étude, nous souhaitons répondre aux questions suivantes : pouvons-nous dégager des trajets récurrents à travers toutes les trajectoires des bouées ? L'activité submésoéchelle dans la rade rend-elle au contraire ces trajectoires difficilement prévisibles ?

Campagnes en vent d'Ouest :
La Fig. 4.9 représente l'ensemble des trajectoires des bouées pour tous les épisodes de vent d'Ouest. Lors de ces campagnes, les vents orientés sud-ouest à nord-ouest soufflaient avec une intensité faible (de 1.7 m.s^{-1} à 5.5 m.s^{-1}). Les bouées ont suivi les courants à des vitesses moyennes sur la campagne pour chaque bouée de 0.018 m.s^{-1} jusqu'à 0.18 m.s^{-1}, soit O $(2-20$ cm.s^{-1}). La vitesse maximale (moyennée sur 10 min) calculée est de l'ordre de 0.25 m.s^{-1}. Globalement, les différences de trajectoires et de vitesses montrent la très grande variabilité des courants de surface. Les bouées larguées au nord de la LB longent les côtes avec une trajectoire vers l'est (localisation A). Elles vont ensuite contourner le Cap Carqueiranne pour s'évacuer vers le sud-est (B). Les bouées au centre de la LB (C) prennent directement une direction sud-est montrant un flux sortant en surface de la LB, suivant le vent. Les bouées à l'ouest ont un comportement plus inattendu. Proche des plages du Mourillon au nord-ouest, les courants de surface peuvent parfois être décorrélés du vent et amener les bouées (D) vers le nord à la côte. À la localisation (E), deux lâchers de bouées à des dates différentes ont abouti à des trajets très différents : une des bouées est restée sur place (trajet bleu) ce qui est très surprenant. Lors de cette campagne, avec un vent moyen de 6 m.s^{-1}, la vitesse moyenne de 0.018 m.s^{-1} de cette bouée montre qu'elle a été larguée dans une zone de courants très faibles, qui pourrait s'apparenter à un front entre deux zones. De plus, à cette même localisation (E) et pour une autre campagne, la trajectoire rouge de vitesse moyenne 0.07 m.s^{-1} montre que cette zone a une grande variabilité de courants. Bien que d'orientation ouest, le vent était très faible ce jour-là (2.4 m.s^{-1} en moyenne) et la zone pourrait être le lieu d'une certaine inertie ou de renverse de courants lors de temps calme. Enfin, nous pouvons observer un courant de sortie qui longe Saint-Mandrier très près des côtes (F).

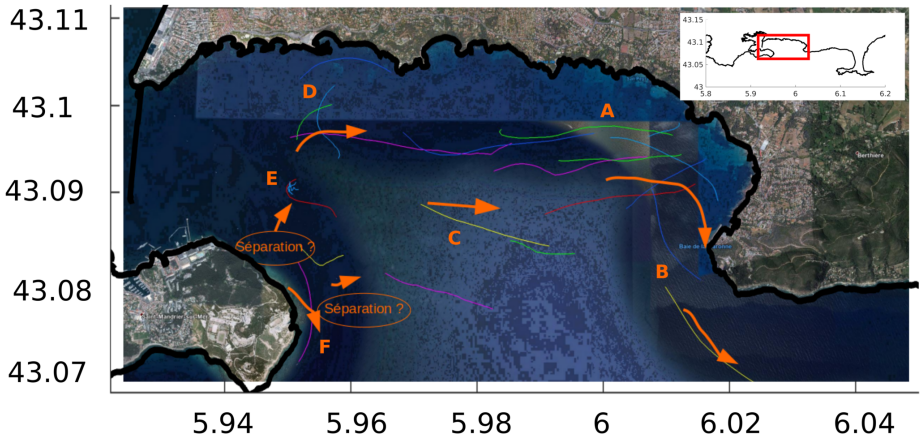

FIGURE 4.9 – Trajectoires des bouées dérivantes pour plusieurs dates de vent d'Ouest superposées. Les flèches oranges représentent les trajets schématisés de courants de surface dans la grande rade. Les autres couleurs représentent les trajets des bouées.

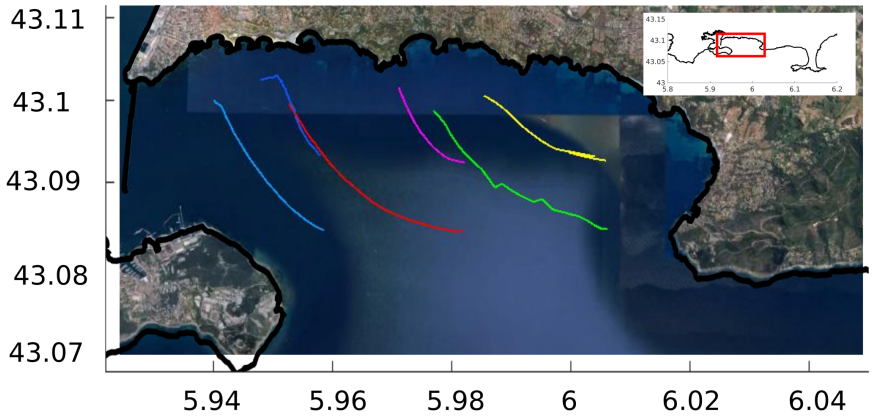

FIGURE 4.10 – Trajectoires des bouées dérivantes le 04 juillet 2017, en vent d'Est. Chaque couleur représente le trajet d'une bouée.

Campagnes en vent d'Est :

Deux campagnes ont eu lieu en vent d'Est d'intensité moyenne sur toute la journée. Lors de celles-ci, le vent a subi des changements de régimes ou était trop faible pour qu'il force clairement la circulation (moins de 2 m.s^{-1}). Par conséquence, nous présentons la campagne la plus représentative pour laquelle soufflait un vent d'Est relativement faible d'environ 5.5 m.s^{-1} mais suffisant pour induire une circulation. La Fig. 4.10 indique les trajets des bouées le 4 juillet 2017. Les bouées indiquent un flux provenant du large et rentrant de manière uniforme avec une même direction dans la LB.

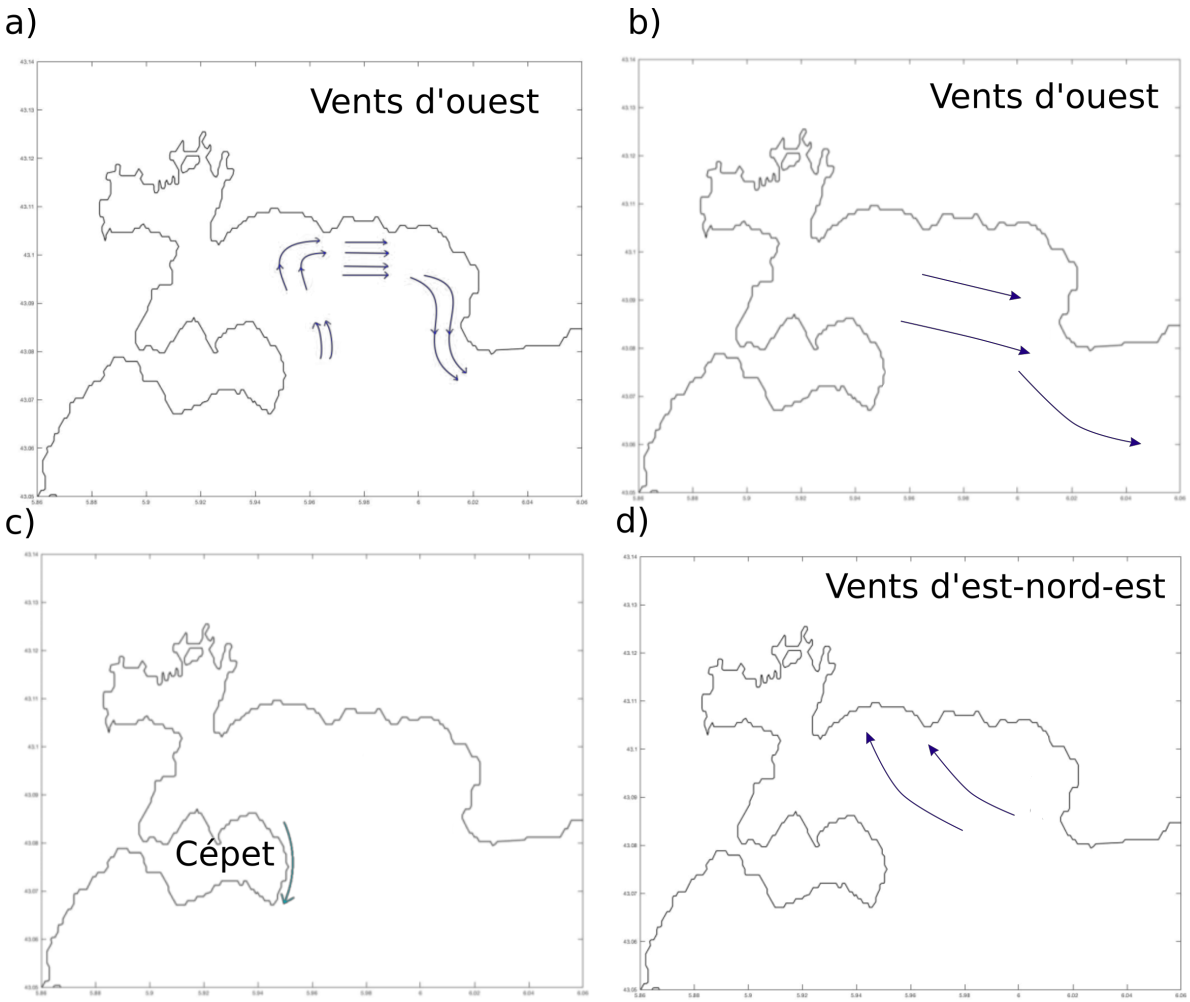

FIGURE 4.11 – Schémas de circulations en vent d'ouest (a) et (b), courant de sortie à Cap Cépet (c) et schémas de circulation en vent d'est-nord-est (d).

Conclusion :
Malgré des conditions peu évidentes (nombre de campagnes faible, régimes de vent pas établis, ...), les trajectoires des bouées dérivantes suggèrent plusieurs schémas de circulation de surface suivant les directions des vents (voir Fig. 4.11).

- En vent d'Ouest, une circulation avec deux flux principaux peut être générée (Figs. 4.11a et 4.11b). Un flux peut rentrer dans la LB par le Cap Cépet à l'ouest et longer les côtes nord de la LB pour ressortir par le Cap Carqueiranne (Fig. 4.11a). Le deuxième flux indiqué dans la Fig. 4.11b correspond à l'export des bouées en surface par des courants au centre de la LB vers le large en direction sud-est.
- En vent d'Est, les trajectoires de bouées dont nous disposons sont plus uniformes et constantes que pour le vent d'Ouest. Les courants de surface dans la LB semblent être induits par le vent dans la LB.
- Dans l'ensemble et particulièrement en vent d'Ouest, nous observons une grande variabilité des courants dans une même campagne : en terme de direction puisque les trajectoires peuvent se croiser et en terme d'intensité de vitesse puisque les vitesses peuvent passer du simple au double (entre deux bouées ou au cours du temps pour une bouée).

Nous pouvons noter que les campagnes en mer ont eu lieu lors d'épisodes de vent faibles. Lors de ces épisodes, les inerties et les renverses de courant sont plus présentes qu'en vent moyen à fort. Dans ces conditions, les circulations sont plus difficiles à mettre en évidence.

Il serait intéressant de comparer ces observations avec des simulations de traceurs passifs. Cependant, nous n'obtiendrions pas exactement les mêmes trajectoires dues aux imprécisions du modèle TBAY, des forçages de vents, du moment précis et de la position exacte du lâcher de chaque bouée. Le fait que les campagnes se déroulent pendant des épisodes de vent faible augmente aussi la sensibilité de la circulation aux paramètres précédents. La comparaison permettrait par contre de mettre en évidence ces circulations aux mêmes dates. Les travaux dans les sections suivantes ont pour but d'observer les circulations dans la rade avec d'autres outils et correspondent donc à une autre approche pour le même objectif.

4.4 Stratégies de simulations et d'analyses

4.4.1 Jeux de données d'observations et modèles

Le tableau 4.1 donne un aperçu de tous les jeux de données utilisés (observations et modèles), ainsi que leurs périodes.

Un des objectifs majeurs de cette thèse est d'étudier la dispersion de contaminants (voir chapitre 5) : nous disposions en mars 2017 d'observations du Cuivre dissous, ce qui nous a

poussé à choisir la période de modélisation 2016-2017. Nous avons alors comparé les sorties du modèle TBAY avec les données ADCP obtenues en 2012 en se concentrant sur des périodes de vents comparables. Les durées des simulations TBAY100-PHYS et TBAY100-TRAC que nous avons réalisées sont de 16 et 15 mois.

TABLE 4.1 – Périodes des données présentées.

Données (observations ou simulations)	Dates
ADCP au Cap Cépet	Janvier-Avril 2012
ADCP au Cap Carqueiranne	Janvier-Avril 2012
Échantillons d'eau de mer	20 mars 2017
Simulation TBAY100-PHYS (physique)	Février 2016 - Mai 2017
Simulation TBAY100-TRAC (traceurs)	Février 2016 - Avril 2017

4.4.2 Stratégie d'analyse par *images composites*

Pour identifier les principaux schémas de circulation hydrodynamique, notre étude s'est portée à la fois sur les vents dominants de la région, c'est à dire le vent d'Est et le Mistral et sur les intrusions du CN. En effet, plusieurs études dans la Rade de Toulon (Millot et al., 1981; Dufresne et al., 2014) ont mis en évidence la grande influence des forçages atmosphériques sur la circulation hydrodynamique de surface de la Rade de Toulon, mais le chapitre précédent de cette thèse a aussi montré l'importance des intrusions du CN lors des périodes de vent d'Est en terme d'apport d'énergie. Ces intrusions ont alors un rôle aussi important que le vent dans l'énergie présente dans la rade.

À partir des forçages externes atmosphériques ARPEGE de Météo-France (Fig. 4.12), nous définissons donc trois conditions de vent suivant deux directions et deux intensités :

- Un vent Mistral d'intensité moyenne (de 258.75° à 326.25°) : un vent de direction sud-ouest à nord avec une intensité comprise entre 6 et 10 m.s^{-1}. Nous ne prenons pas en compte les vents inférieurs à 6 m.s^{-1} qui correspondent à des situations de vent calme ;
- Un vent Mistral d'intensité forte : un vent d'intensité supérieure à 10 m.s^{-1} ;
- Un vent d'Est d'intensité moyenne à forte (de 56.25° à 101.25°) : un vent de direction sud-est à nord-est avec une intensité supérieure à 6 m.s^{-1} ;

Nous n'avons pas considéré les périodes de vent calme (c'est à dire un vent inférieur à 6 m.s^{-1}), pendant lesquelles les courants peuvent être très variables et difficilement prévisibles. Leurs variabilités sont alors dues à d'autres processus tels que la propagation de la houle venant du large, les coups de vents, ... combinés avec des renverses temporelles de courant.

La circulation dans la rade a été ensuite analysée pour chaque condition de vent. Nous avons

regroupé toutes les sorties de modèle correspondant à chaque condition. Nous avons calculé la vitesse moyenne et l'écart-type à la moyenne pour la surface et une coupe verticale (segment rouge sur la Fig. 2.5) pour chaque condition. Ces cartes dites *images composites* sont un outil statistique très utile pour mettre en évidence la circulation moyenne pour chaque forçage de vent.

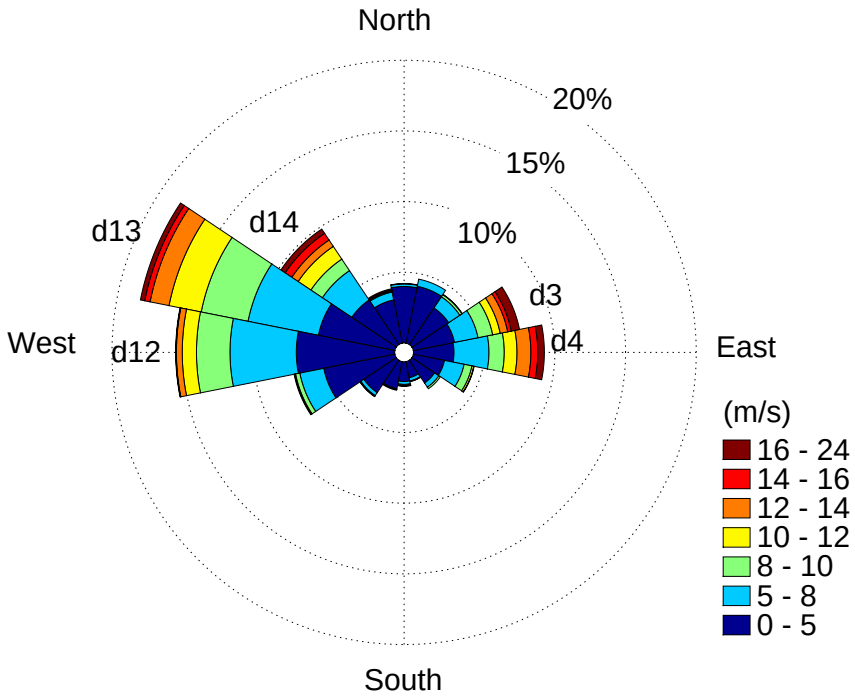

FIGURE 4.12 – Rose des vents modélisés par ARPEGE Météo-France, de février 2016 à mai 2017 et utilisés en forçages externes dans TBAY. Les directions de vent sont divisées en 16 secteurs de 22.5° chacun. Le Mistral est composé de vents de direction ouest-nord-ouest dont trois directions principales : d12, d13 et d14 de 258.75° à 326.25°. Le vent d'Est est composé de deux directions principales : d3 et d4 de 56.25° à 101.25°.

4.5 Schémas de circulations induites par le vent

4.5.1 Vitesses moyennes en surface

Nous avons analysé les moyennes des courants de surface simulés par TBAY100-PHYS grâce à des *images composites* sur la période de février 2016 à mai 2017. Nous en ressortons 3 moyennes de surface ainsi que les écarts-types à la moyenne présentés sur la Fig. 4.13, en fonction du vent : conditions de Mistral d'intensité moyenne (6-10 m.s^{-1}), conditions de Mistral d'intensité forte (supérieure à 10 m.s^{-1}) et conditions de vent d'Est d'intensité moyenne et forte (supérieure à 6 m.s^{-1})

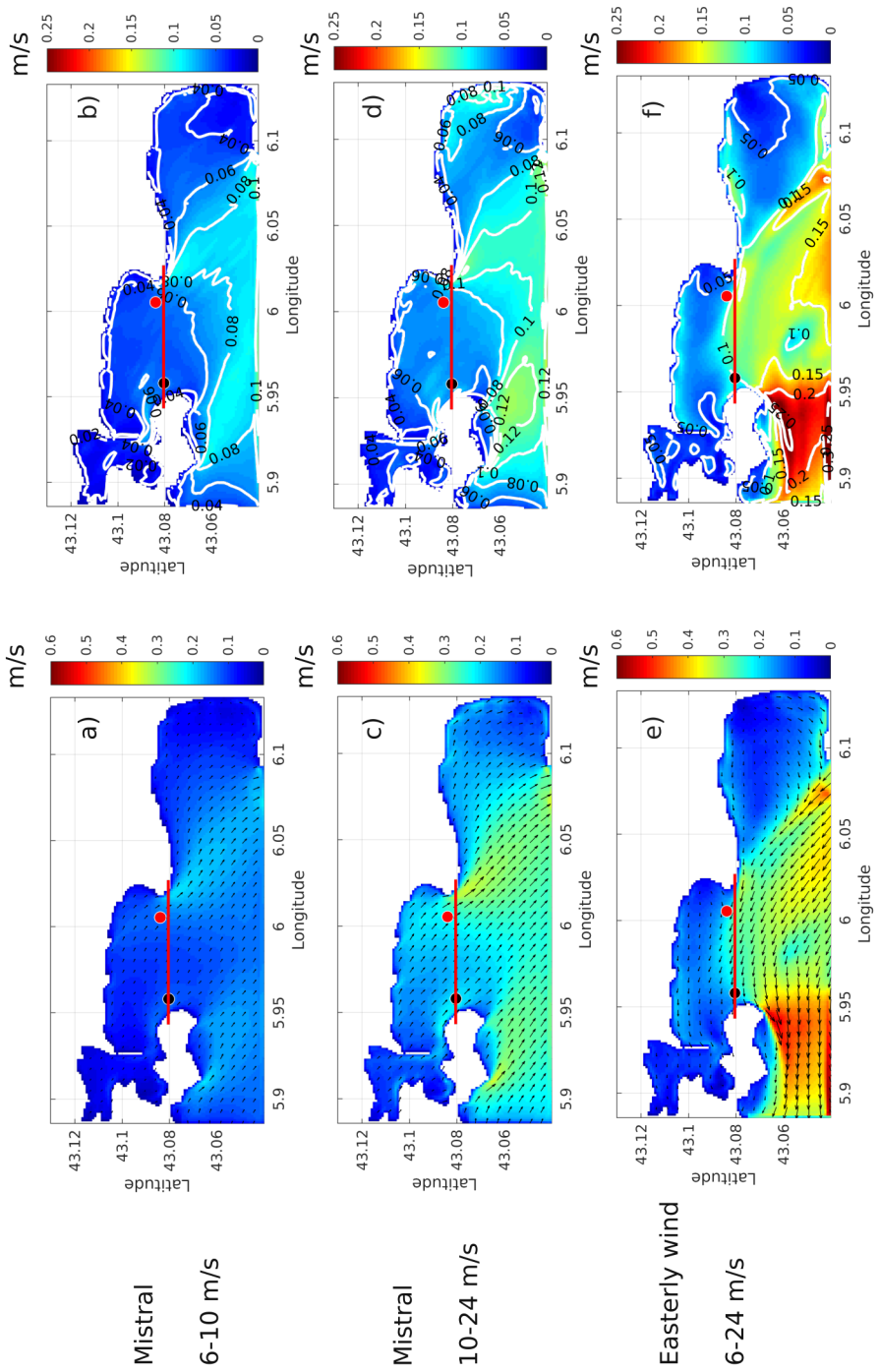

FIGURE 4.13 – À gauche (a,c,e) sont des moyennes des courants de surface suivant les conditions de vent (m.s^{-1}). À droite, (b,d,f) sont les écarts-types à ces moyennes (m.s^{-1}). En haut, (a,b) correspondent à ces cas de Mistral d'intensité moyenne (6 - 10 m.s^{-1}), au milieu (c,d) pour un Mistral de forte intensité (10 - 24 m.s^{-1}) et en bas, (e, f) un vent d'Est (6 - 24 m.s^{-1}). Les positions des ADCPs sont indiquées par des points au Cap Cépet (noir) et au Cap Carqueiranne (rouge) et la ligne rouge indique la localisation d'une coupe verticale.

Les vitesses moyennes des courants de surface en conditions de Mistral et de vent d'Est montrent des directions de courants opposées pour ces deux conditions de vent (Fig. 4.13). Globalement, le Mistral entraîne la couche de surface vers le sud-est (Fig. 4.13a,c), tandis que le vent d'Est la pousse vers le nord-ouest (Fig. 4.13e). Le Mistral d'intensité moyenne (6-10 m.s^{-1}) renforce l'intensité du courant de surface au niveau du Cap Cépet et du Cap Carqueiranne (Fig. 4.13a) tandis que les évènements forts (10-24 m.s^{-1}) ont en plus un impact sur les courants de surface dans l'ensemble de la LB (Fig. 4.13c). Une analyse des directions du Mistral (d12, d13, d14 ; non présentée ici) montre une circulation hydrodynamique de surface relativement semblable, avec quelques différences mineures sur les côtes sud du Cap Cépet et du Cap Carqueiranne. Par conséquence, l'intensité du Mistral semble avoir beaucoup plus d'influence sur le courant de surface que sa direction. A l'inverse, l'intensité du vent d'Est n'a qu'un impact mineur sur le courant de surface, comme le montre la Fig. 4.13e. On peut noter que dans la partie sud du domaine, les intensités de vent sont plus importantes et ont un gradient plus fort par rapport aux conditions de Mistral (Fig. 4.13 e).

4.5.2 Courants moyens sur des coupes verticales

Pour mieux comprendre l'impact des conditions de vent sur la colonne d'eau, nous avons étudié la circulation sur une coupe verticale entre le Cap Cépet et le Cap Carqueiranne, pour chacune des sitatuations de vent présentée sur la Fig. 4.13.

Pour l'ensemble des conditions de Mistral moyen (6-10 m.s^{-1}), la circulation moyenne correspond à un flux entrant homogène (rouge) au centre de la coupe verticale (Fig. 4.14a), à un flux sortant (bleu) près du Cap Carqueiranne et à un flux sortant étroit près du Cap Cépet (Fig. 4.13). L'écart-type (Fig. 4.14b) montre des variations plus importantes pour les courants sortants près du Cap Cépet et Cap Carqueiranne : ce sont des localisations où les courants sortants suivent la bathymétrie plus ou moins profondément, selon l'intensité du vent. Les épisodes de Mistral forts (supérieurs à 10 m.s^{-1}) induisent une circulation bi-couche dans la rade (Fig. 4.14c), comme cela a déjà été montré pour certaines périodes par Duffa et al. (2011). Nous observons ici clairement que la couche de surface est entraînée au large vers le sud, avec une intensité maximum de 0.25 m.s^{-1} près du Cap Carqueiranne, tandis qu'un flux entrant (rouge) est présent en profondeur. L'inversion entre ces deux flux est localisée aux environs de 10 m de profondeur, mais plus le vent gagne en intensité, plus cette inversion apparaît en profondeur. Cet apport d'eaux froides par le fond, chassant un flux d'eau chaude en surface équivaut à un upwelling présent au large et jusque dans la LB, comme présenté en 4.2.1.

Pour des épisodes de Mistral d'intensité forte, un courant de sortie présentant de fortes variations contourne Cap Carqueiranne (voir la figure des écarts-types Fig. 4.14d). Des effets

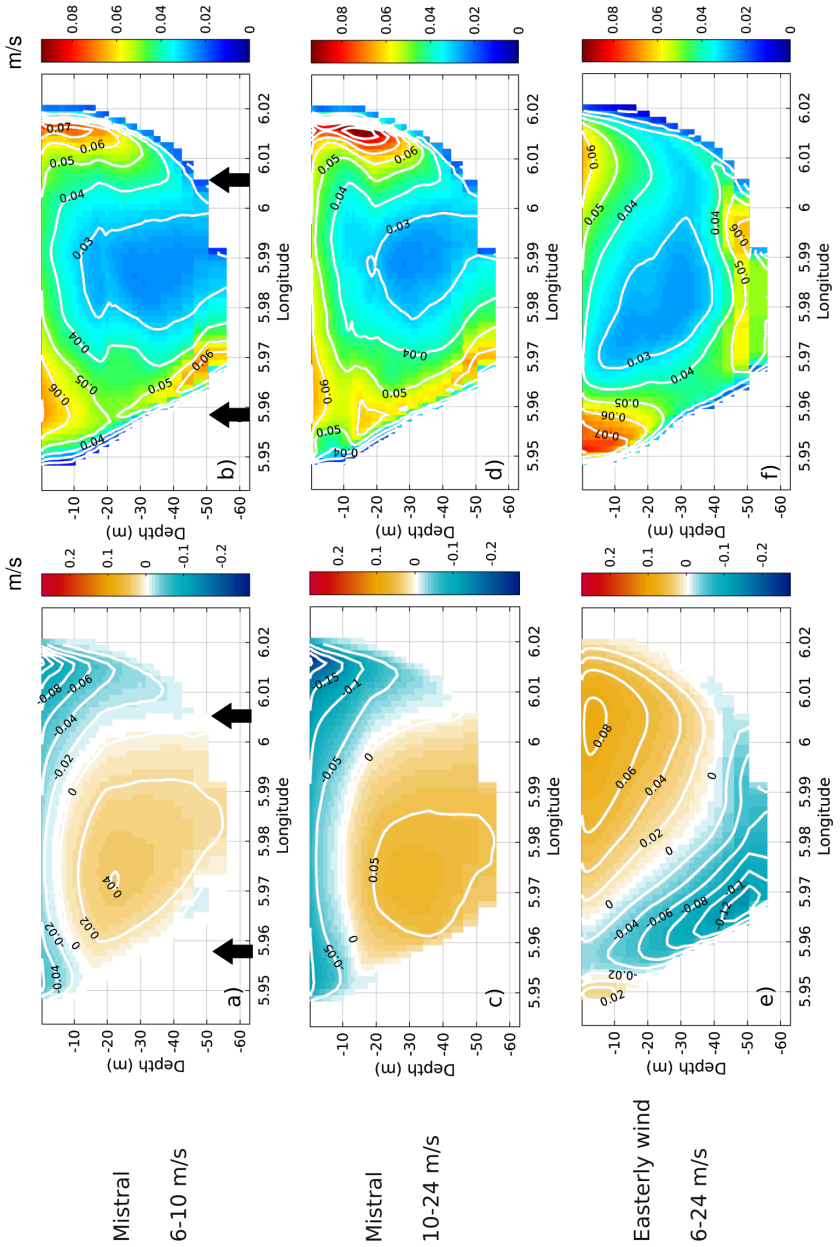

FIGURE 4.14 – À gauche, (a,c,e) sont des vitesses méridiennes moyennes selon différentes caractéristiques de vent (images composites) sur une coupe verticale entre Cap Cépet et Cap Carqueiranne (section en rouge dans Fig. 2.5B). Par convention, les vitesses positives vont du Sud au Nord. À droite, (b,d,f) sont les écarts-types à la moyenne de ces vitesses méridiennes. En haut, (a,b) correspondent à un vent Mistral d'intensité moyenne (6 - 10 m.s^{-1}), au milieu (c,d) à un Mistral de forte intensité (10 - 24 m.s^{-1}) et en bas (e, f) à un vent d'Est (6 - 24 m.s^{-1}). Les flèches noires indiquent les localisations des ADCPs.

de bathymétrie peuvent expliquer que lorsque le vent forcit, le courant s'accélère plus au niveau du Cap qu'ailleurs.

Les *images composites* ne permettent pas d'observer de différences notables entre des vents d'intensités moyenne et forte lors de vent d'Est (intensité supérieure à 6 m.s^{-1})(Fig. 4.14e). Le vent d'Est génère une veine d'eau entrante dans la LB côté est (Fig. 4.13), dont le coeur de la veine se trouve en surface proche du Cap Carqueiranne (Fig. 4.14e). Sur la coupe verticale, nous observons que la veine sortante suit la bathymétrie à l'ouest de la rade, vers Cap Cépet. Le coeur de cette veine sortante est localisé à environ 50 m de profondeur. Un étroit courant entrant se retrouve confiné sur la côte de Saint-Mandrier, vers Cap Cépet : relativement fluctuant (Fig. 4.14f), il peut même disparaître pour changer de direction et se joindre à l'entrée d'eau.

L'analyse des *images composites* permet de confirmer la grande variabilité des courants dans la Rade de Toulon (Duffa et al., 2011; Dufresne et al., 2014). Elle nous permet aussi de corréler des schémas de circulation avec des caractéristiques de vents typiques de la région.

4.5.3 Schémas principaux de circulation

Une analyse qualitative des résultats du modèle TBAY, en utilisant les images composites décrites dans les sections 4.5.1 et 4.5.2, nous amène à proposer 4 schémas de circulation. En se basant sur des critères de direction et d'intensité du vent, ainsi que sur la présence ou l'absence d'intrusion du CN dans la rade, nous arrivons aux schémas suivants :

1. Le schéma Anticyclonique (*ACP* pour "Anticyclonic Pattern") : un flux entrant barotrope du côté de la péninsule de Saint-Mandrier suit la bathymétrie de façon anticyclonique (Fig. 4.15a). Le flux barotrope ressort de la LB du côté du Cap Carqueiranne. Ce schéma de circulation se met en place pendant des épisodes de Mistral d'intensité faible à moyenne. Dans la plupart des cas, un contre-courant vers le sud-est se retrouve confiné le long de la presqu'île de Saint-Mandrier.
2. Le schéma Bi-couche (*BLP* pour "Bi-layer Pattern") (Fig. 4.15c) : la colonne d'eau se retrouve divisée en deux masses d'eau distinctes, se dirigeant vers des sens opposés. BLP est un schéma de circulation se produisant uniquement lors d'épisodes de Mistral d'intensité forte (Fig. 4.14b) : le vent entraîne la couche de surface vers le large, tandis qu'un afflux entrant arrive par le fond. Dans la LB, les courants sont alors maximum près du Cap Carqueiranne et dus à des effets de cap.
3. Le schéma Cyclonique (*CP* pour "Cyclonic Pattern") (Fig. 4.15b) : une circulation anti-horaire est induite par des vents d'Est.
4. Le schéma Intrusion (*IP* pour "Intrusion Pattern") (Fig. 4.15d) : un flux entrant près du Cap Carqueiranne apparaît lors d'une intrusion du Courant Nord dans la LB durant un épisode de vent d'Est.

Ces schémas de circulation sont corrélés avec les conditions de vent, ils montrent aussi l'impact non négligeable des intrusions du Courant Nord dans la rade. Ces intrusions dépendent de la circulation à méso-échelle du Courant Nord en amont et plus précisément si celle-ci a généré des intrusions dans la baie de Hyères (Declerck et al., 2016).

Pour valider ces schémas de circulation, les résultats du modèle sont comparés aux valeurs des courants extraites des observations ADCP, localisées entre la LB et le large. En analysant des épisodes de vent similaires (intensité moyenne ou forte, vent d'Est ou Mistral), nous avons réalisé une évaluation qualitative de la circulation dans la Rade de Toulon.

Les courants de surface et de fond, enregistrés par les ADCPs des deux sites Cap Carqueiranne et Cap Cépet, sont présentés dans des roses de courants (Fig. 4.16) sur la période de déploiement des ADCPs (Janvier-Avril 2012). Les données sont représentées sous forme de pourcentage moyen pour chaque direction de courant (par convention, la direction indiquée est la direction vers laquelle se dirige le courant). Deux directions de courants, aussi bien en surface qu'au fond, sont mises en évidence dans cette étude : des flux sortants de la rade d'orientation sud-est et des flux entrants dans la rade d'orientation nord-ouest.

L'intensité des courants de surface est plus forte au Cap Carqueiranne et peut atteindre 0.25 m.s^{-1} durant cette période (Fig. 4.16). Quand l'intensité des courants augmente, plus de 40% des courants de surface se dirigent vers le sud-est en direction du large, tandis qu'environ 15% se dirigent vers le nord-ouest. Au Cap Cépet, les courants de surface sont plus faibles qu'au Cap Carqueiranne avec une intensité maximale de 0.2 m.s^{-1} et presque 30% des courants se dirigent vers le nord-nord-ouest (Fig. 4.16a). La deuxième direction privilégiée au Cap Cépet en surface semble être le sud-sud-est, mais elle ne se démarque que très peu des autres directions (comme le sud-ouest). En conséquence, les courants de surface au Cap Carqueiranne semblent mieux corrélés au vent que ceux du Cap Cépet : leur intensité est plus forte et ils ont globalement la même direction et le même sens que le vent (Mistral et vent d'Est). Cette observation est cohérente avec les résultats obtenus avec le modèle TBAY : les résultats numériques reproduisent aussi des courants de surface plus faibles au Cap Cépet qu'au Cap Carqueiranne (Fig. 4.13). C'est en surface près du Cap Carqueiranne durant les épisodes de Mistral (Fig. 4.14c) que l'on a observé la plus forte vitesse méridienne, avec une vitesse moyenne de 0.25 m.s^{-1}. Comme pour les données d'ADCP, les épisodes de vent d'Est engendrent des vitesses méridiennes calculées plus faibles que les épisodes de Mistral au Cap Carqueiranne (Fig. 4.14e).

Les courants de fond au Cap Cépet sont principalement orientés vers une seule direction : 85% du temps, le flux d'eau sort de la LB vers le sud-sud-est avec une intensité maximale de 0.2 m.s^{-1}. Ce courant de sortie semble exister presque continuellement au niveau du Cap Cépet, ce qui est correctement reproduit par le modèle pour les vents d'Est, avec un noyau de la veine aux alentours de 50 m de profondeur (Fig. 4.14e). Ce courant de sortie peut aussi apparaître

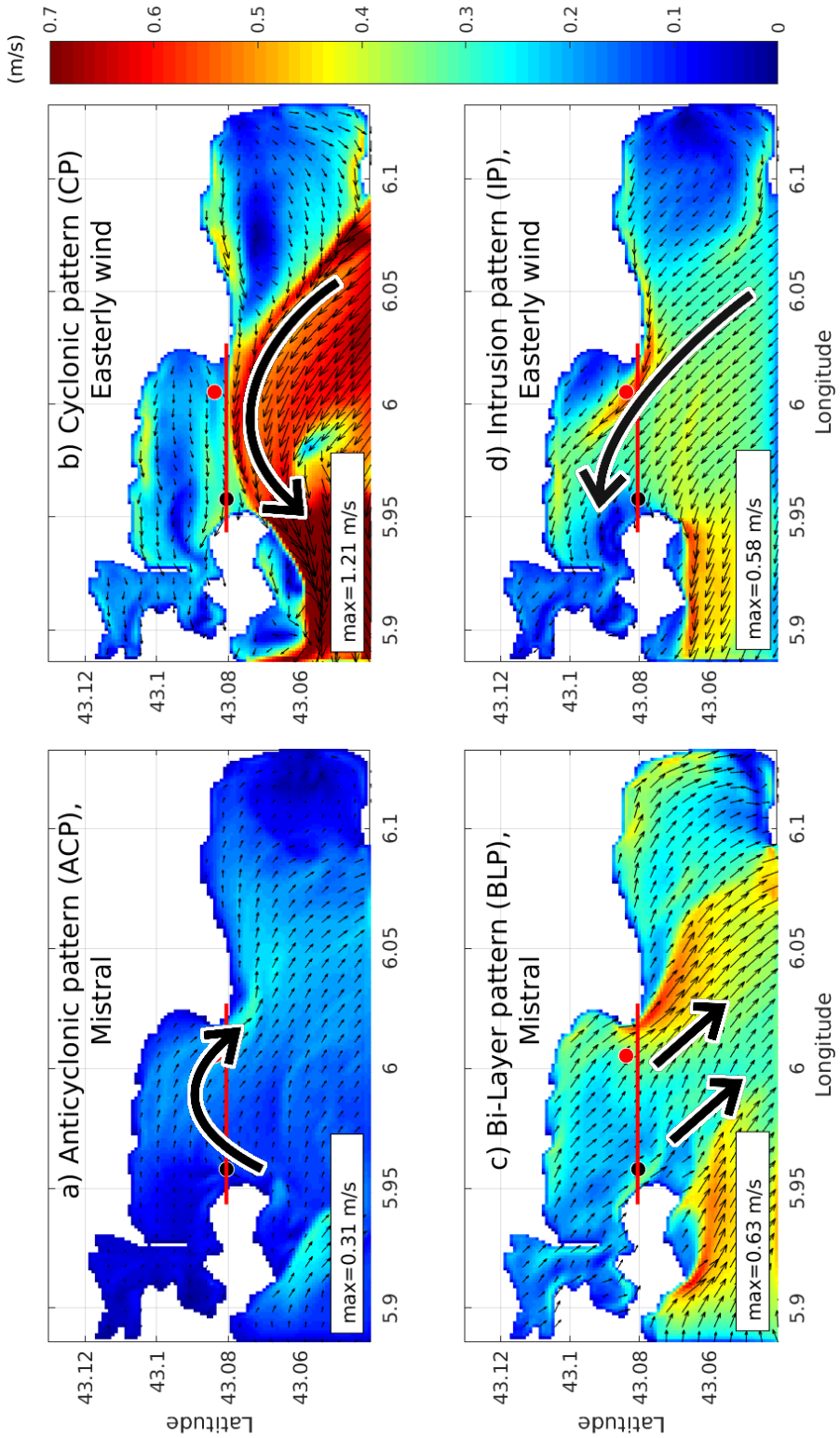

FIGURE 4.15 – Exemples de vitesses de surface (m.s^{-1}) pour les 4 schémas de circulation : a) ACP pendant un épisode de Mistral moyen le 5 avril 2017, b) CP pendant un épisode de vent d'Est le 13 février 2017, c) BLP pendant un épisode de Mistral fort le 6 février 2017, d) IP pendant un épisode de vent d'Est le 5 mars 2017. La ligne rouge indique la localisation de la section verticale utilisée pour les images composites. Les positions des ADCPs sont indiquées par des points au Cap Cépet (noir) et au Cap Carqueiranne (rouge).

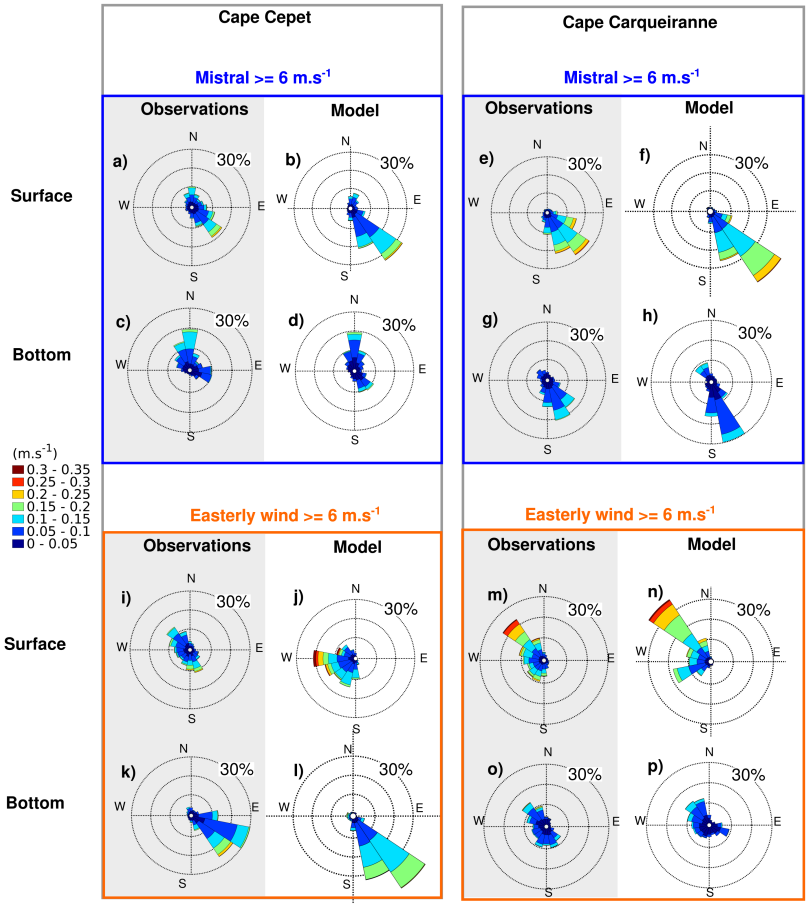

FIGURE 4.16 – Roses des courants (m.s^{-1}) enregistrés à partir des ADCPs pour les sites Cépet (à gauche), et Carqueiranne (à droite) (par convention, la direction indiquée est la direction vers laquelle se dirige le courant). (a,c) : courants de surface et (b,d) : courants de fond.

en cas de Mistral lorsqu'un étroit courant de sortie se retrouve confiné le long des côtes de la péninsule de Saint-Mandrier.

Au Cap Carqueiranne, les courants de fond sont plus faibles que les courants de surface, tout en gardant la même direction et le même sens. 35% du temps, ces courants se dirigent vers le sud-sud-est, 20% du temps vers le nord-ouest, avec un maximum d'intensité de 0.15 m.s^{-1} pour ces deux directions. On peut tout de même noter que les courants semblent effectuer une très légère rotation horaire de la surface vers le fond de la colonne d'eau.

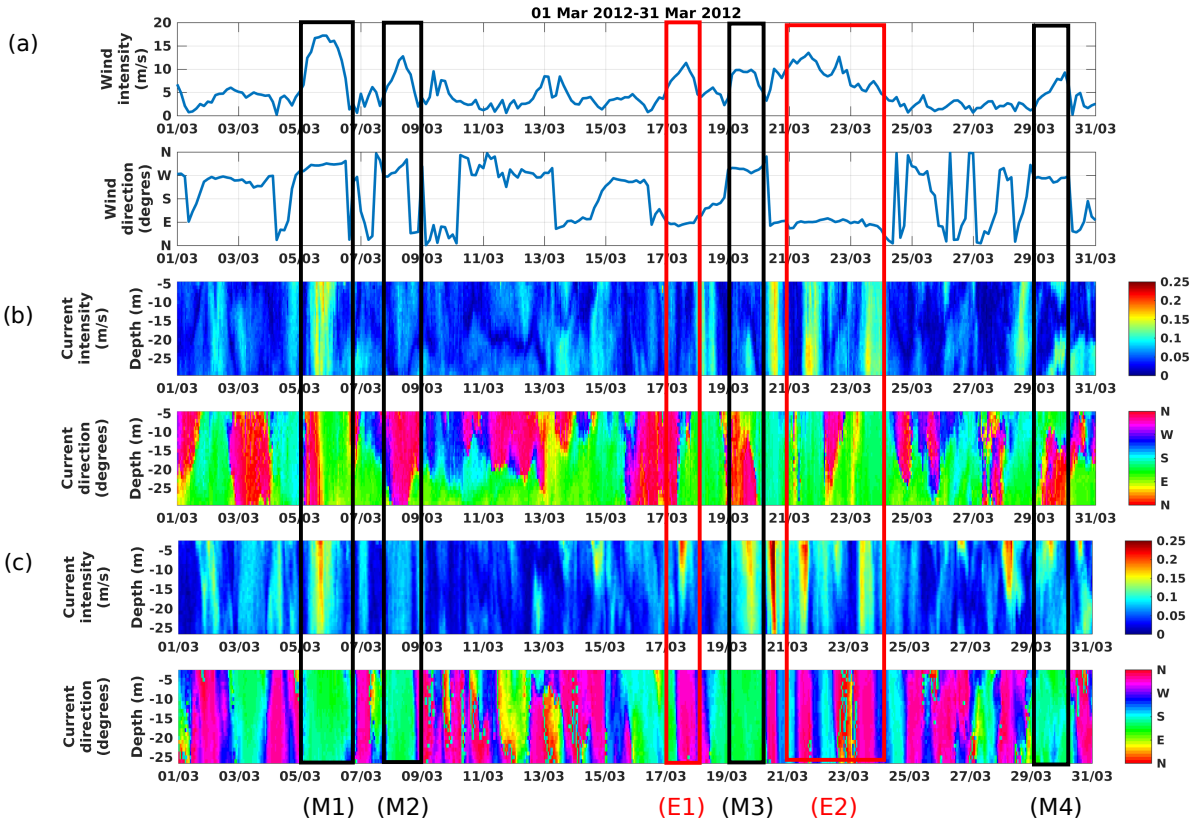

FIGURE 4.17 – (a) Intensité du vent (m.s^{-1}) et direction à partir des données ARPEGE (Météo-France). Diagrammes Hovmöller des intensités des courants enregistrés (m.s^{-1}) et des directions (degrés) aux (b) Cap Cépet et (c) Cap Carqueiranne (cf. Fig. 2.5). Les épisodes de Mistral sont indiqués par des rectangles noirs (M1, M2, M3, M4), les épisodes de vent d'Est par des rectangles rouges (E1, E2).

Les résultats d'ADCP de mars 2012 sur toute la colonne d'eau sont présentés Fig. 4.17, avec la série temporelle des paramètres de vents correspondants. Lors de notre étude, nous avons choisi d'étudier particulièrement le mois de mars puisqu'il est représentatif des mois d'hiver. Il contient à la fois des épisodes de Mistral moyen et fort (rectangles noirs ; M1, M2, M3, M4) et

des épisodes de vent d'Est moyen et fort (rectangles rouges ; E1, E2).

Au début du premier épisode de Mistral (M1 ; Fig. 4.17), le courant près du Cap Cépet s'écoule vers le nord, tandis qu'il s'écoule vers le sud-est au niveau du Cap Carqueiranne. Cette circulation pourrait correspondre au schéma de circulation Anticyclonique *ACP* (Fig. 4.17). Lors de cet épisode de Mistral, alors que le vent forcit (milieu de M1), les intensités de courant enregistrées au niveau des deux sites augmentent et le sens du courant s'inverse près du Cap Cépet (Fig. 4.17b). Ensuite, lors de la deuxième partie de cet épisode M1, l'ensemble du courant sur toute la colonne d'eau se dirige vers le sud-est, ce qui pourrait correspondre au schéma Bi-couche (*BLP*) présenté Fig. 4.15c et Fig. 4.14c.

Le second épisode de Mistral (M2), caractérisé par un vent d'intensité moyenne, présente lui aussi une circulation typique d'un schéma *ACP*. Quant aux deux derniers épisodes de Mistral selectionnés (M3, M4), ils se rapprochent d'un schéma *BLP* vers le Cap Cépet accompagné d'un flux vers le sud-est au Cap Carqueiranne : ce qui est similaire à la circulation de l'image composite présentée par fort vent de Mistral (Fig. 4.14c). Lors d'épisodes de Mistral, la circulation vers le Cap Cépet semble donc se diviser en un flux entrant en profondeur et un flux sortant à la surface séparés par une renverse de courant relativement nette. Au Cap Carqueiranne, le flux est uniformément sortant sur toute la colonne d'eau.

Dans le modèle TBAY, certaines de ces caractéristiques sont correctement reproduites. Par exemple, pour un épisode de vent de Mistral moyen (Fig. 4.14a), une veine entrante est visible au fond de la colonne d'eau du côté du Cap Cépet. Les courants près du Cap Carqueiranne sont aussi correctement reproduits, puisque TBAY modélise à cet endroit une sortie d'eau vers le sud sur toute la colonne d'eau, sans renverse de courant. Cependant, nous ne pouvons pas observer toutes les caractéristiques des données d'ADCP sur les images composites. Par exemple, pour des vents de Mistral moyen, nous observons une veine entrante sur toute la colonne d'eau sur les données ADCP mais elle n'est pas visible sur la figure des vitesses moyennes composites. En observant la figure des écarts-types, nous voyons tout de même que la zone où devrait se trouver cette veine entrante est sujette à de grandes variations (Fig. 4.14b). Cette veine entrante n'apparaît pas assez régulièrement pour qu'elle soit visible dans la circulation moyenne visible sur l'image composite de Mistral moyen.

Durant les épisodes de vent d'Est (épisodes E1, E2 ; Fig. 4.17), les données d'ADCP montrent qu'au Cap Carqueiranne, l'intensité est la plus forte lorsque le flux est dirigé vers le nord-ouest. Les veines d'eau dirigées vers le sud ou le sud-ouest sont généralement associées à des intensités plus faibles. Le flux intense vers le nord-ouest au Cap Carqueiranne est probablement corrélé avec une intrusion du Courant Nord dans la LB et donc peut être une indication d'un schéma de circulation Intrusion (*IP* ; Fig. 4.15). Dans le cas des courants faibles dirigés vers le sud-ouest, plusieurs scénarii peuvent être envisagés. Premièrement, ils peuvent être associés avec une période sans intrusion du CN : les courants sont deviés avant d'entrer dans la LB, comme dans le cas d'un schéma Cyclonic (*CP* ; Fig. 4.15). Il est aussi possible que, pour des vents de

Mistral moyen, la localisation de l'ADCP se situe dans une zone calme, protégée par le Cap Carqueiranne, ce qui engendrerait alors des courants beaucoup plus faibles. Au Cap Cépet, le direction sud-est semble être la direction privilégiée, soit un courant sortant (Fig. 4.17b). Par conséquent, l'intrusion du CN au Cap Carqueiranne serait contrebalancée par une sortie à l'ouest au Cap Cépet.

Lors des épisodes de vent d'Est, la circulation au niveau des ADCPs semble reproduite de manière satisfaisante par le modèle TBAY même si la validation ne peut se faire que de manière qualitative en se basant sur des épisodes semblables. Les images composites (Fig. 4.14e) montrent que le flux entrant moyen lors d'épisode de vent d'Est est réparti sur toute la colonne d'eau du côté du Cap Carqueiranne. De ce côté de la rade, le coeur de la veine entrante dans la LB se trouve en surface. A l'opposé, au Cap Cépet, le flux moyen est principalement sortant mais en se basant sur les informations d'écarts-types, nous observons que l'intensité de la veine sortante fluctue de manière importante : cette fluctuation est aussi visible sur les observations ADCP.

Enfin, nous pouvons ajouter à toutes ces observations qu'après tous les épisodes de vent fort (que ce soit du Mistral ou du vent d'Est), la circulation dans la Rade de Toulon subit rapidement des renverses temporelles de courant. Durant ces renverses, la circulation apparaît alors relativement instable.

4.6 Conclusions partielles

La première partie de ce chapitre montre que pour une résolution de 100 m et avec les paramétrisations utilisées, les effets non hydrostatiques sont très peu visibles dans la configuration TBAY100. C'est pourquoi les simulations ensuite utilisées dans ce chapitre ont été réalisées avec approximation hydrostatique.

Ensuite, les flotteurs dérivants permettent de mettre en évidence plusieurs circulations suivant les directions des vents. En vent d'ouest, nous observons une grande variabilité des courants dans une même campagne (en intensité et en direction). En vent d'Est, les trajectoires de bouées dont nous disposons sont plus uniformes et constantes que pour le vent d'Ouest.

Les simulations de TBAY100 reproduisent certaines caractéristiques de la circulation hydrodynamique observée grâce aux bouées dérivantes et aux deux ADCPs mouillés dans des zones d'échanges entre la LB et le large. À partir des sorties modèles de TBAY100, nous avons mis en évidence quatre schémas de circulation suivant des caractéristiques de vent et les intrusions du CN. Ces schémas sont en accord avec les schémas de circulation obtenus grâce aux campagnes de lâchers de bouées. Ce travail a été réalisé à l'aide d'images composites. Ces schémas sont souvent en accord avec les observations ADCP et ils donnent un aperçu des exports possibles de contaminants, ce qui est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 5

Dispersion de polluants

Sommaire

5.1 Introduction 109
5.2 Stratégie de modélisation 111
5.3 Stratégies de simulations 112
5.4 Simulations en conditions réelles 115
5.5 Influence de la direction du vent sur le panache de dispersions de contaminant 119
5.6 Schémas de distribution des contaminants dépendant du vent et du CN 122
5.7 Variabilité saisonnière de la dispersion de contaminant 124
5.8 Apport du NH pour la dispersion des traceurs 125
5.9 Conclusions partielles 129

5.1 Introduction

De récentes études ont mis en évidence de fortes concentrations métalliques (plomb, cuivre, zinc, ...) dans la Rade de Toulon aussi bien dans les sédiments (Tessier et al., 2011; Pougnet et al., 2014) que dans la couche d'eau en surface (Dang et al., 2015; Jean et al., 2012; Coclet et al., 2018). La SB est la zone la plus polluée de la rade : les sédiments de surface y contiennent des taux de métaux beaucoup plus importants que les valeurs de bruit standard en Mer Méditerranée : 1000 fois plus pour le mercure, 80 fois plus pour le cuivre, 40 fois plus pour le zinc et 31 fois plus pour le plomb (Tessier et al., 2011). La concentration de polluants dans les eaux de surface est 40 et 70 fois plus forte en plomb et cuivre dissous (Coclet et al., 2018) que ce qui a pû être observé au large, dans les eaux de la Mer Méditerranée (Tovar-Sanchez et al., 2014). Ainsi la Rade de Toulon apparaît comme un des sites maritimes les plus pollués du Nord de la Méditerranée (Tessier et al., 2011). Ces différentes études ont permis de dresser un bilan de la pollution dans la Rade de Toulon et de suggérer aussi plusieurs explications à la contamination de certaines couches de sédiments (Tessier et al., 2011; Tessier, 2012) :

- historique militaire : lors du sabordage de la flotte française en 1942, les intenses bombardements (des centaines de bateaux ont été coulés dans la SB) pourraient expliquer

une grande partie de la contamination. Le fulminate de mercure présent dans les amorces de munitions utilisées pourrait expliquer les taux de mercure. Les sabordages de bateaux (via les peintures, batteries, tuyauteries,...) ainsi que le renflouage (découpes des coques) expliqueraient les taux de cuivre, plomb et zinc ;

- activités nautiques : peintures anti-fouling et anodes sacrificielles en zinc pour éviter la corrosion de la coque de bateau expliqueraient les contaminations en cuivre et zinc ;
- autres : rejets urbains via les deux rivières le Las et l'Eygoutier, retombées atmosphériques ...

Récemment, à travers les programmes METFLUX [1], PREVENT [2] et MERMEX [3], des échantillons chimiques ont été prélevés dans la Rade de Toulon et ensuite analysés par N. Layglon (MIO, Université de Toulon), en suivant un protocole décrit dans (Jean et al., 2012). Ces analyses ont montré une concentration importante de cuivre dissous en Mars 2017, avec des valeurs allant de 3 nM (3 nanomolaire, soit 3 nmol.l^{-1}) dans la LB jusqu'à 113 nM dans la SB (Fig. 5.1). La distribution de cuivre dissous est relativement uniforme dans la LB et très proche des concentrations de bruit en Mer Méditerranée, 1.6 nM ; (Tovar-Sanchez et al., 2014). Dans la SB, nous observons d'importants gradients de concentrations avec des maxima de concentrations dans le port civil (113 nM), le port militaire (67 nM), le port civil de La Seyne-sur-Mer (40 nM) et le port civil de Saint-Mandrier (82 NM).

Ces valeurs sont en accord avec plusieurs campagnes d'observations précédentes (e.g. Coclet et al., 2018), ce qui nous amène à penser que ces ports peuvent être considérés comme des sources potentielles de cuivre dissous dans la rade. Dans ces zones portuaires, une source évidente et importante de cuivre est la peinture anti-fouling appliquée sur les coques des bateaux en tant que biocide destiné à éviter que des organismes marins n'y adhérent (e.g. Schiff et al., 2007). Depuis l'interdiction des formules de peintures anti-fouling à base de triorganotin, la plupart des peintures actuelles contiennent un pigment biocide à base de cuivre. Ceci a eu pour conséquence d'augmenter la concentration de cuivre dissous dans les eaux côtières, surtout près des ports (e.g. Biggs and D'Anna, 2012; Warnken et al., 2004).

Les peintures anti-fouling sont donc très probablement une source majeure de cuivre dissous dans la Rade de Toulon.

Au regard de l'importance des niveaux de concentration de cuivre dans la Rade de Toulon, nous nous intéressons au transport de ce contaminant dans la zone ainsi qu'à établir un lien

1. Evaluation des flux de métaux traces en zone côtière méditerranéenne – application à la Rade de Toulon, 2016-2019

2. PRotection du littoral méditerranéen : ÉValuation, surveillancE, conséqueNces, impacT économique et sociétal – Application à la Rade de Toulon, site internet : http ://www.univ-tln.fr/Restitution-scientifique-du-projet-PREVENT.html

3. Marine Ecosystems Response in the Mediterranean Experiment, site internet : https ://mermex.mio.univ-amu.fr/

entre sa distribution et l'hydrodynamique de la rade. Pour comprendre et évaluer l'impact des niveaux élevés de cuivre dissous sur la qualité des eaux de la Rade de Toulon, nous avons réalisé des schémas de distribution en fonction de différentes conditions de vent. Nous avons complété cette analyse par une étude sur la variabilité saisonnière à travers une simulation de 15 mois. Certaines sections des travaux présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une seconde partie d'une publication en cours de soumission dans le journal Estuarine, Coastal and Shelf Science sous le titre *Impact of wind-driven circulation on contaminant dispersion in a semi-enclosed bay.*

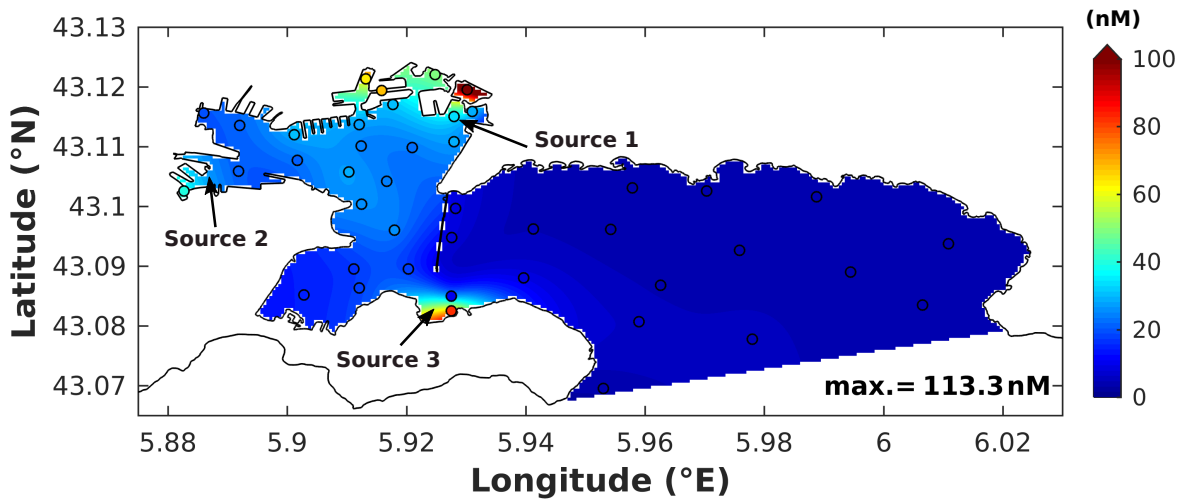

FIGURE 5.1 – Distribution de cuivre à la surface de l'eau (nM) en mars 2017 interpolée à partir des valeurs observées en mars 2017. Les localisations des 3 sources de contaminants modélisées dans TBAY sont : le port civil de Toulon (source 1), le port civil de la Seyne-sur-Mer (source 2) et le port civil de Saint-Mandrier (source 3). Les points o représentent les valeurs observées en mars 2017.

5.2 Stratégie de modélisation

Le cuivre est un élément chimique indispensable à la vie puisqu'il intervient dans les processus du métabolisme des organismes, bien que toxique à haute dose. De plus, il peut se concentrer dans certains organismes filtrants (moules, huîtres, ...) et se retrouver dans la chaîne alimentaire. Cependant, seul le cuivre libre est toxique (Cu2+) et il reste très minoritaire car il se complexe vite avec la matière organique.

Le cuivre est un élément connu pour sa forte affinité avec les matières organiques dissoutes (MOD) dans un environnement marin. Les MOD vont faciliter sa spéciation (e.g. Buck et al., 2007) et il se retrouve donc très facilement sous forme dissoute. Cet état nous permet de le

modéliser en tant que traceur passif et de négliger sa sédimentation.

C'est pourquoi notre étude sur le cuivre apporte une première base pour une étude postérieure concernant des éléments chimiques plus complexes et beaucoup plus toxiques tels que le mercure.

Pour modéliser le relargage de cuivre, nous avons basé notre raisonnement sur la carte de distribution du cuivre dissous obtenue en mars 2017 (Fig.5.1). Nous avons donc fait le choix de modéliser dans TBAY le cuivre comme un traceur passif relargué en trois sources majeures : les ports civils de (1) Toulon, (2) la Seyne-sur-Mer et (3) Saint-Mandrier (voir Fig. 2.5B pour la localisation précise des sources dans la configuration TBAY).

Comme la majorité des mouillages portuaires sont occupés à l'année, le cuivre issu des peintures anti-fouling peut être modélisé comme un source continue. La quantité de cuivre relarguée à chaque pas de temps du modèle et à chaque source (Cu_{source} ; nmol dt^{-1}) est calculée selon la capacité d'accueil de chaque port (c'est à dire le nombre de mouillages) en se basant sur cette équation :

$$Cu_{\text{source}} = N_{\text{boats}} \times S_{\text{mean}} \times AR \times dt \tag{5.1}$$

Où :

- N_{boats} est le nombre de mouillages par port ;
- S_{mean} est la surface moyenne immergée d'une coque (i.e. 41 m^2) d'un bateau typique de plaisance (12 m de long, 4 m de large). Cette surface est obtenue par un calcul donné par les fabricants de peinture (i.e. la longueur par la largeur par 0.85, un coefficient standard ; Earley et al. (2014)) ;
- AR est le taux moyen de relargage des peintures anti-fouling (6.9 nmol m^{-2} s^{-1}).

Le calcul de cette dernière valeur AR est basé sur des estimations de lessivage (ou lixiviation) continu de cuivre, sans prendre en compte un éventuel carénage ou l'usage du bateau qui augmenterait cette valeur. Le cycle total typique d'une peinture anti-fouling sur un bateau est estimée ici à trois ans pour les deux types de peintures principales (4164 μg cm^{-2} ou 1388 μg cm^{-2} yr^{-1} ce qui correspond à 6.9 nmol m^{-2} s^{-1}). Ces estimations sont issues de mesures in-situ dans la Baie de San-Diego, USA (Earley et al., 2014). Ce taux moyen AR fournit donc une valeur minimum de taux de lessivage du cuivre des peintures anti-fouling vers l'environnement marin.

5.3 Stratégies de simulations

Pour analyser la dispersion des contaminants dissous, nous avons étudié des épisodes de vent moyen et fort à travers toutes les périodes dont nous disposions, c'est à dire : (1) septembre

TABLE 5.1 – Estimation des taux de relargages de cuivre aux trois sources ponctuelles indentifiées dans la Rade de Toulon. Nboats est le nombre de mouillages par port et Cu est la quantité de cuivre relarguée par pas de temps (nmol/5s)

	N_{boats}	Cu (nmol/5s)
Source 1 (port civil de Toulon)	982	1.5×10^6
Source 2 (port de la Seyne-sur-Mer)	300	4.5×10^5
Source 3 (port civil de Saint-Mandrier)	800	1×10^6

2013 à mars 2014 et (2) février 2016 à mai 2017. La simulation de 15 mois TBAY100-TRAC commence en février 2016 et se finit en avril 2017.

Nous nous sommes basés sur les intensités et directions de vents de février 2016 à mai 2017 pour réaliser des cas de test de dispersion de contaminants (voir la rose des vents Fig . 5.2). Les principales directions de Mistral présentes pendant cette période sont indiquées par les secteurs d12 à d14 tandis que les principales directions de vent d'Est présentes sont les directions d3-d4. Sur cette rose des vents, nous avons choisi de représenter toutes les directions de Mistral et de vent d'Est de la période de manière exhaustive par les secteurs bleu (Mistral) et rouge (vent d'Est).

Cette analyse s'est faite en deux étapes :

- **Simulations réelles :** nous avons d'abord réalisé des simulations de dispersion de polluants en conditions réelles, avec des vents issus de forçages météorologiques ARPEGE (fréquence de 3h) pour une dizaine de dates choisies. Les dates de ces simulations ont été retenues avec attention pour respecter les critères suivants : une stabilité du vent la plus constante possible (en intensité et direction), des vents d'intensité moyenne à forte, des épisodes de durée supérieure ou égale à 3 jours pour avoir des conditions de vent établies. L'objectif de cette étape est d'étudier la dispersion pour des simulations en conditions réelles et de comprendre les dispersions suivant la circulation hydrodynamique.
- **Cas de test à vent constant :** Dans un deuxième temps, pour mieux maîtriser les paramètres en jeu, nous avons choisi d'appliquer un vent constant (direction et intensité constantes) sur une partie des simulations précédentes au lieu du vent issu d'ARPEGE pendant des durées de 3 à 8 jours. Nous avons lancé autant de simulations que de directions de vent souhaitées (6 directions de Mistral et 7 directions de vent d'Est de la Fig. 5.2). L'objectif était alors d'observer la modification de la dispersion des panaches suivant les directions de vent. Les questions scientifiques étaient les suivantes : la direction du vent (NO ou O par exemple) est-elle un facteur à prendre en compte ? quel est l'impact d'un changement de direction sur le panache de contaminants ? À partir des résultats de ces simulations à vent constant, nous établissons des schémas représentatifs de dispersion

de contaminants.

5.4 Simulations en conditions réelles

Pour comprendre et évaluer l'impact des niveaux élevés de cuivre dissous sur la qualité des eaux de la Rade de Toulon, la première étape a consisté à réaliser des simulations en conditions réelles comme indiqué dans le chapitre sur les stratégies de simulation. Les dates de ces simulations sont indiquées dans Tab. 5.2 (épisodes de Mistral) et Tab. 5.3 (épisodes de vent d'Est).

Nous avons analysé l'influence des deux directions sur la dispersion de contaminants dissous, pour une intensité moyenne (8 m.s^{-1}) et une intensité forte (16 m.s^{-1}) de vent. En fonction de différentes conditions de vent, des cartes de distribution représentatives sont ensuite analysées.

Table 5.2 – Jeu de cas de test avec vent réel en période de Mistral

Nom	Début	Durée (jours) (jours)	Intensité de vent maximum (m.s^{-1})
EXP1-M	05/11/2013	8	15
EXP2-M	20/11/2013	4	20
EXP3-M	11/01/2017	5	18
EXP4-M	05/03/2017	6	22
EXP5-M	04/06/2017	4	14

Table 5.3 – Jeu de cas de test avec vent réel en période de vent d'Est

Nom	Début	Durée (jours) (jours)	Intensité de vent maximum (m.s^{-1})
EXP1-E	19/10/2013	8	13
EXP2-E	19/01/2017	5	18
EXP3-E	10/02/2017	6	17
EXP4-E	10/05/2017	3	14

Les Fig. 5.3b et 5.4b représentent la concentration de polluants intégrée sur la colonne d'eau à des instants donnés. Les concentrations instantanées choisies pour ces figures sont représentatives de ce que nous avons pu observer dans l'ensemble des cas de test des tableaux Tab. 5.2 et Tab. 5.3. Le relargage du contaminant aux sources issues des trois ports civils (sources 1, 2, 3 de la Fig. 2.5) est un relargage test de 10^5 unités/5s, 5 s étant le pas de temps de la simulation.

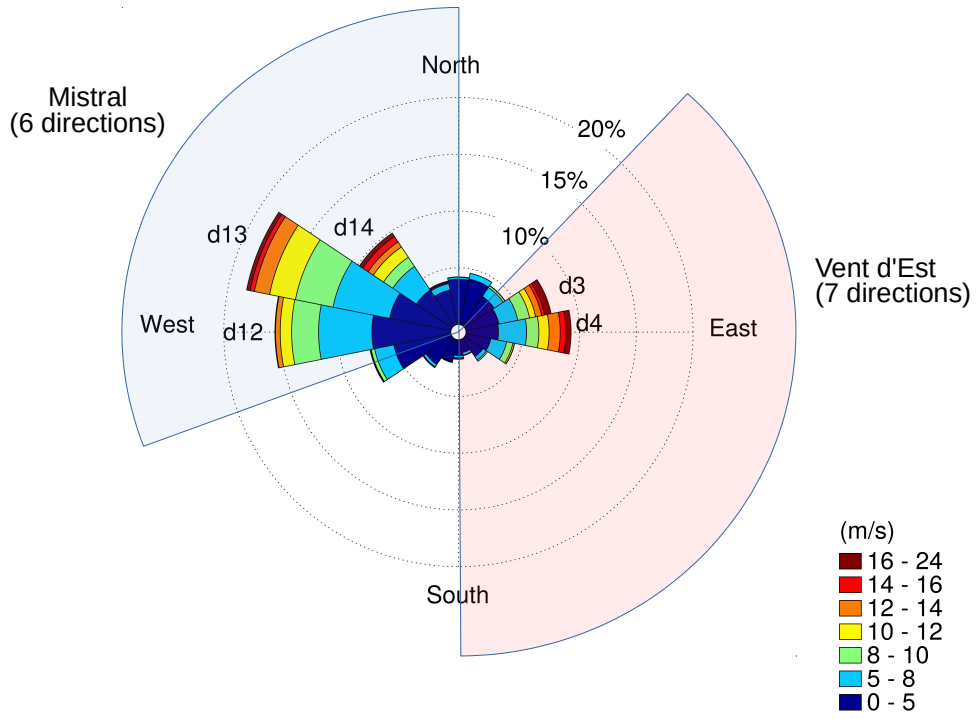

FIGURE 5.2 – Rose des vents correspondant aux forçages de vent issus de ARPEGE, Meteo-France, de février 2016 à mai 2017 (m.s^{-1}). Les directions sont divisées en 16 secteurs de 22.5° chacun. Les directions de vent choisies pour nos simulations sont indiquées par un secteur bleu (Mistral) et un secteur rouge (vent d'Est). Les directions privilégiées de Mistral dans la période sont d12, d13, d14 (258.75° à 326.25°), tandis que les celles de vent d'Est sont d3 et d4 (56.25° à 101.25°).

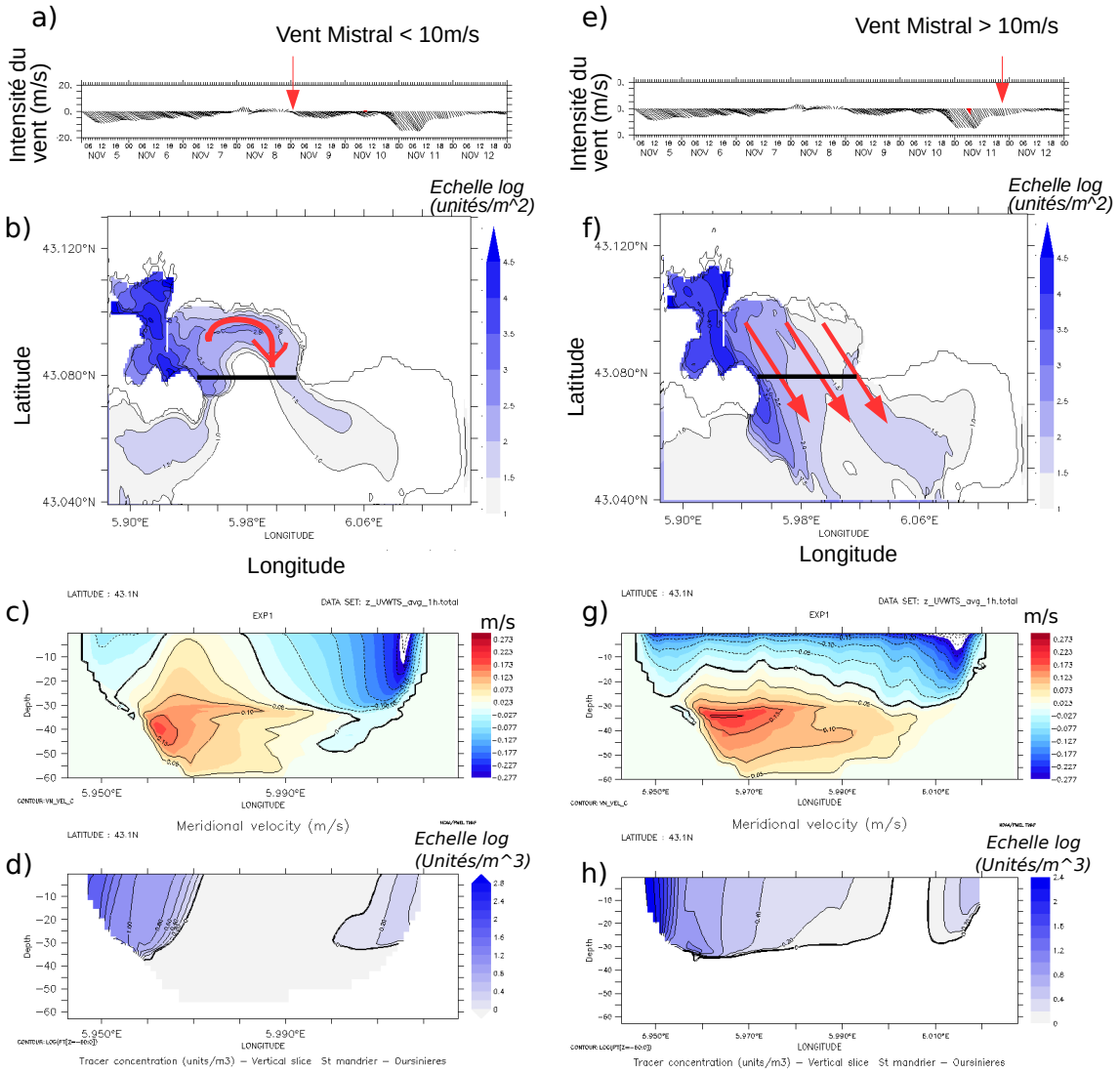

FIGURE 5.3 – Intensité et direction du vent (m.s^{-1}) en a) et e), la date de la figure du dessous est indiquée avec la flèche rouge. Concentration de polluants issus des 3 ports civils (sources 1, 2, 3 de la Fig. 2.5) intégrée sur la colonne d'eau (unité.m^{-2}) pour des épisodes de Mistral en conditions de vent réel : intensité moyenne (b) et intensité forte (f). En (c) et (g) vitesse méridienne (m.s^{-1}), perpendiculaire à la section indiquée par un trait noir (vitesse entrante dans la LB en rouge, sortante en bleu). En (d) et (h) distribution des polluants sur cette section (unité.m^{-3}). Le relargage est un relargage test de 10^5 unités/5s.

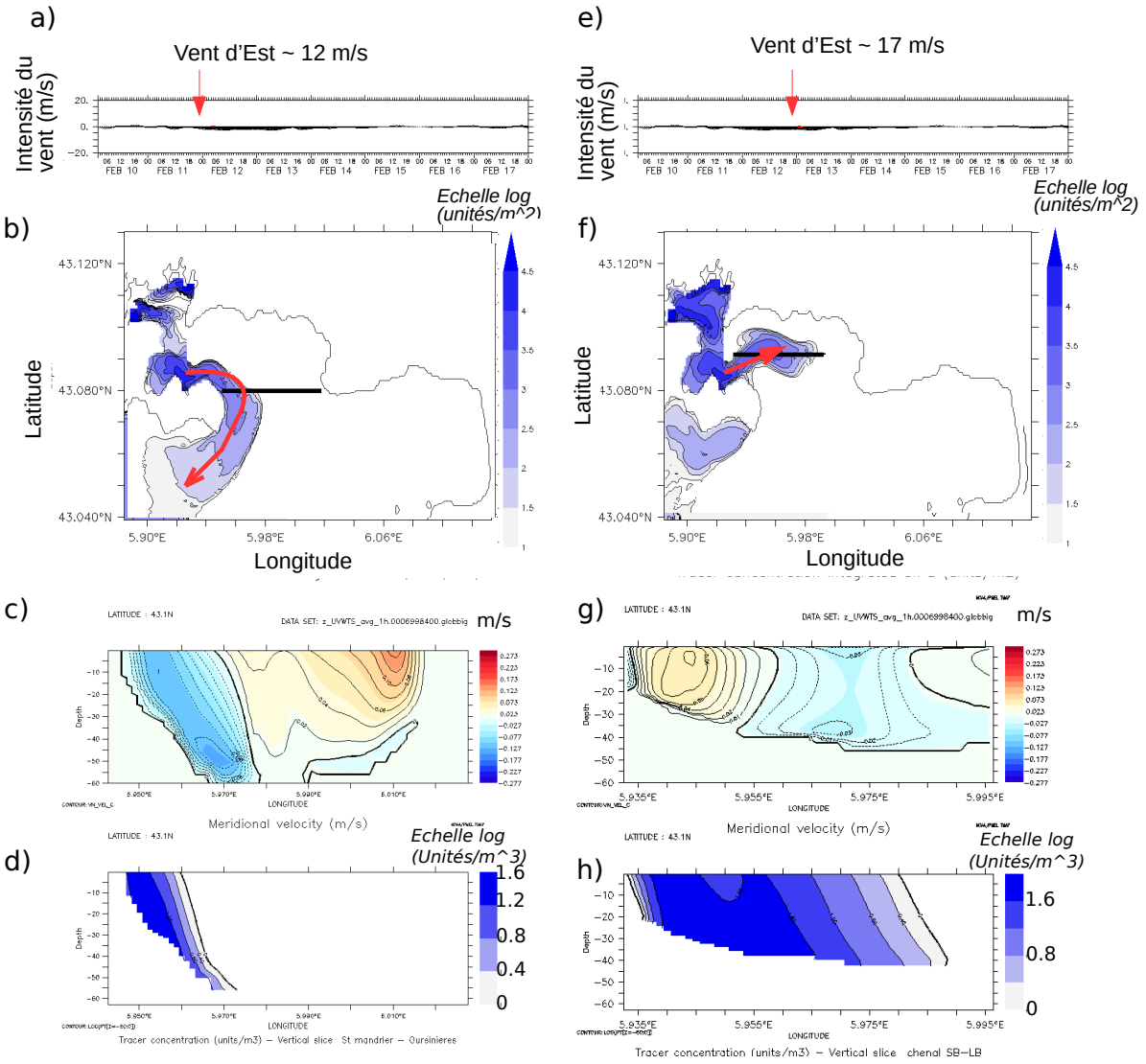

FIGURE 5.4 – Idem que 5.3 pour des épisodes de vent d'Est en conditions de vent réel : avec intrusion dans la LB (b) et sans intrusion dans la LB (f).

Dans la 5.3a, le Mistral est relativement faible. La dispersion de polluants s'évacue grâce à deux veines de courant dès sa sortie de la SB : le panache suit une circulation anticylonique dans la LB et il s'évacue également à l'ouest en contournant la Presqu'île de Saint-Mandrier. Sur une section verticale Cap Cépet - Cap Carqueiranne, la Fig. 5.3d permet d'observer la distribution verticale de polluants. En corrélant cette figure avec la Fig. 5.3c représentant la vitesse méridienne perpendiculaire à la coupe, nous observons que le panache de polluants majeur sortant longe Saint-Mandrier en se collant à la côte. Un autre flux sortant au niveau du Cap Carqueiranne transporte aussi des polluants, mais en concentration moins élevée. Dans ces deux flux sortants, les concentrations de polluants sont homogènes sur la colonne d'eau indiquant un mélange vertical important. L'apport d'eau du large (vitesse méridienne en rouge Fig. 5.3c) amène une eau non contaminée.

Dans la 5.3f, le Mistral est beaucoup plus fort et il apparaît une situation d'upwelling : les contaminants sont alors dispersés sur l'ensemble de la rade (dans ce cas, sur la couche de surface d'environ 30 m), ce qui est observé aussi dans la Fig. 5.3h.

Bien que l'intensité du vent semble avoir une influence sur la dispersion de contaminants pour des épisodes de Mistral, il n'en est pas de même pour le vent d'Est. Les Fig. 5.4b et Fig. 5.4d représentent les deux possibilités de dispersion que l'on retrouve le plus dans nos simulations lors d'épisodes de vent d'Est. Elles semblent relativement décorrélées de la force du vent. Dans le premier cas, le panache de polluants est très net et suit la presqu'île de Saint-Mandrier pour s'évacuer de la LB (Fig. 5.4b). Dans le deuxième cas, la pollution va avoir tendance à se disperser dans l'ensemble de la LB (Fig. 5.4d). Sur les coupes verticales de vitesse méridienne et concentration de polluants, on peut voir que dans le premier cas, un flux entrant de 0.14 $m.s^{-1}$ entre dans la LB et il est compensé par un flux de sortie au niveau de Cap Cépet. Cela équivaut à un schéma de circulation IP (Intrusion Pattern) et les contaminants sont transportés par le flux de sortie Fig. 5.4d. Sur la Fig. 5.4g, les vitesses méridiennes sont beaucoup moins fortes (de l'ordre de 0.08 $m.s^{-1}$ au maximum), autorisant des tourbillons dans la LB qui dispersent les contaminants. Les vitesses moins fortes dans la LB sont la signature d'un Cyclonic Pattern (CP) pour lequel un méandre du CN contourne la LB.

Ces simulations en conditions réelles permettent de mettre en évidence des panaches de dispersion de contaminant qui reviennent très régulièrement et qui sont très semblables d'une simulation à une autre. La section suivante propose d'améliorer cette analyse en réalisant des cas de test avec vent constant de manière à supprimer la perturbation induite par les fluctuations de vent en intensité ou direction dans la zone du modèle.

De plus, l'analyse de toutes les configurations en vent d'Est nous a montré que l'intensité n'était pas le seul facteur à prendre en compte : les intrusions présentes jusque dans la LB jouent un rôle majeur que l'on a mis en évidence dans les deux chapitres précédents et il est donc logique de retrouver son influence sur la dispersion de polluants.

5.5 Influence de la direction du vent sur le panache de dispersions de contaminant

Pour plusieurs simulations relatives au Mistral et au vent d'Est de la section précédente 5.4, nous avons réalisé une batterie de tests sur toutes les directions souhaitées pour des intensités de vent moyen de 8 m.s^{-1} et de vent fort de 16 m.s^{-1}. Les Fig. 5.5 et 5.6 montrent l'enveloppe du panache de polluants de 10 unités/m^2 pour des vents constants de Mistral et de vent d'Est au bout de 2 jours. Cette enveloppe nous permet de comparer les dispersions en fonction de la direction du vent. L'enveloppe grise correspond à l'ensemble des enveloppes de chaque direction.

Nous pouvons observer que le Mistral d'intensité moyenne Fig. 5.5a induit une circulation anticyclonique qui recouvre plus ou moins la LB selon la direction du vent. Le panache sortant en longeant la presqu'île de Saint-Mandrier est très semblable quelle que soit la direction du vent. Sur la Fig. 5.5b, la circulation engendrée par un Mistral fort provoque une évacuation de l'eau de la rade en surface : la couche de surface va alors disperser les polluants de manière plus ou moins rapide. Nous pouvons remarquer que la baie de l'Almanarre peut être touchée par des pollutions pour des vents de direction sud-ouest de 247.5° (d11) à nord-ouest de 292.5° (d13), d13 étant la direction la plus rencontrée en moyenne pour des vents forts dans la période 2016-2017.

En ce qui concerne les périodes de vent d'Est, la Fig. 5.6a présente un étroit panache de sortie de polluants très net, pour lequel nous observons très peu de différences entre les directions de vent. Ce panache sort de la LB en longeant la presqu'île de Saint-Mandrier. Il n'y a pas de fuite de polluants dans la LB, excepté pour les cas extrêmes de 45° et 180°. L'autre schéma de dispersion en vent d'Est Fig. 5.6b nous permet d'observer une pollution qui s'étend dans toute la LB quand la direction du vent tourne du sud-est vers le nord-est. Cette pollution suit la direction du vent dans ce cas. Le panache de sortie de la LB au niveau de Saint-Mandrier est relativement semblable et large, quelle que soit la direction du vent.

Ces analyses montrent des différences assez faibles selon les directions de vent dans les 4 cas et les différences qui existent sont logiques au regard des variations de direction de vent. Ces figures nous permettent donc d'affirmer qu'il est suffisant de travailler uniquement sur les directions principales de vent (d12 soit 292.5° en Mistral et d4 soit 90° en vent d'Est) sur la période 2016-2017 et que nous perdons peu d'informations à nous concentrer sur celles-ci (voir Fig. 5.2).

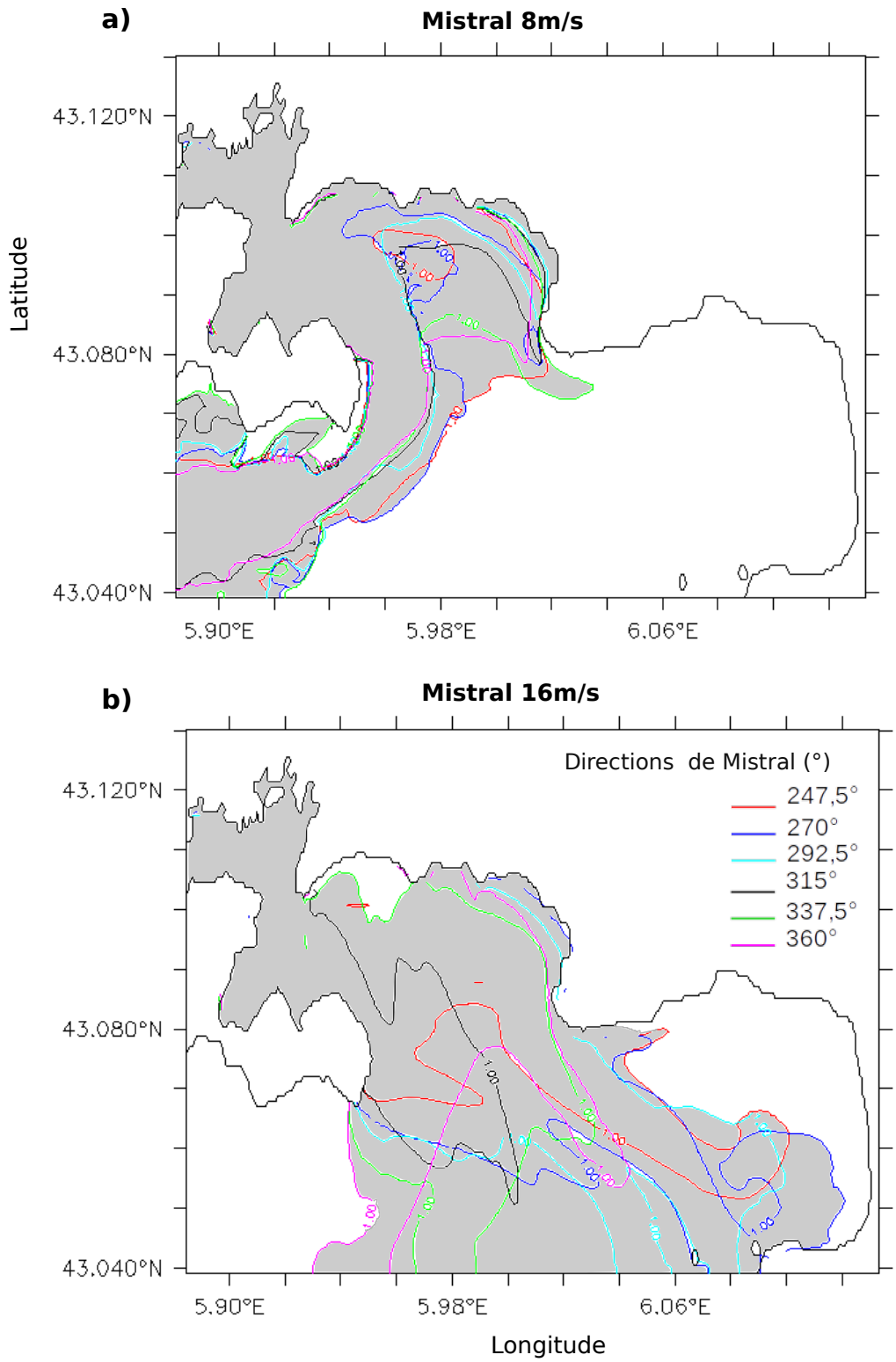

FIGURE 5.5 – Enveloppe de polluants de 10 unités/m^2 pour des vents constants d'intensité 8 m.s^{-1} (a) et 16 m.s^{-1} (b) et de directions allant de 247.5° à 360° (Mistral). L'enveloppe grise correspond à une enveloppe globale de toutes les directions. La concentration de polluants est intégrée sur la colonne d'eau (échelle logarithmique, unité/m^2). Les sources sont issues des 3 ports civils (sources 1, 2, 3 de la Fig. 2.5) et le relargage est un relargage de 10^5 unités/5s.

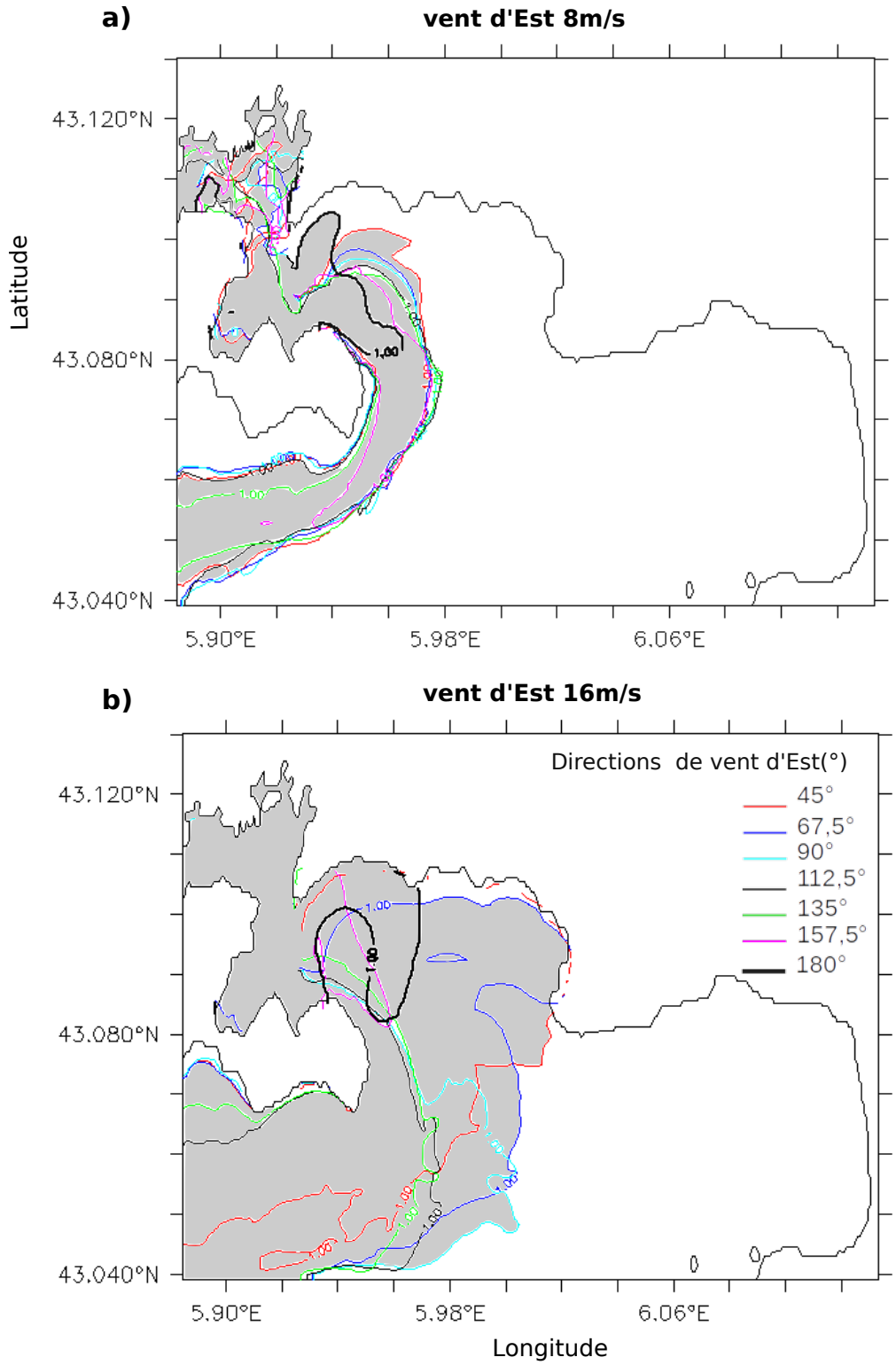

FIGURE 5.6 – Idem que 5.5 pour des directions allant de 45° à 180° (vent d'Est).

5.6 Schémas de distribution des contaminants dépendant du vent et du CN

Dans un dernier temps, nous avons réalisé des simulations à partir de quelques dates précédentes avec une seule direction de vent pour les épisodes de Mistral (292.5°) et pour les épisodes de vent d'Est (90°). Les mêmes schémas ont été obtenus pour ces différentes dates pour chacun des 4 scénarii 1) Mistral 8 m.s^{-1}, 2) Mistral 16 m.s^{-1}, 3) vent d'Est avec intrusion du CN et 4) vent d'Est sans intrusion du CN, ce qui confirme la représentativité de ces schémas de distribution de contaminant pour chaque scénario.

La Fig. 5.7-1 représente les concentrations de traceurs intégrées sur la colonne d'eau au bout de 2 jours simulés, avec un relargage plus proche de valeurs réelles, puisque nous avons utilisé cette fois-ci les valeurs de relargages calculées dans la section 5.2, à partir du nombre de mouillages moyen dans chaque port. Les Fig. 5.7-2 montrent la profondeur pour laquelle la concentration de cuivre dissous est maximum. Ainsi, nous avons une vision plus claire de la profondeur de la veine de courant qui transporte cette pollution.

Nous pouvons donc établir 4 profils type de dispersion de contaminant dissous suivant les épisodes de vent, leur intensité et les intrusions du CN présentes ou non :

Vent Mistral pendant 2 jours Pour une intensité moyenne (8 m.s^{-1}), le panache de contaminants dissous relargué dans la SB se répand dans quasiment toute la LB (Fig. 5.7-A1). La concentration maximum se retrouve à la surface de toute la rade excepté à la sortie de la SB à l'est de la digue : le panache de contaminants plonge au fond côté ouest de la LB (Fig. 5.7-A2). La dispersion du relargage de contaminant dans le port civil de Toulon (source 1) reste confinée au nord de la SB tandis que les contaminants issus des sources 2 et 3 sont évacués de la SB pendant ces deux jours. Le Mistral d'intensité forte (16 m.s^{-1}) transporte les contaminants dissous dans l'ensemble de la LB et au large jusqu'à la presqu'île de Giens dans les deux jours simulés (Fig. 5.7-B1), démontrant clairement la circulation dirigée par les vents dans la Rade de Toulon. La majeure partie des contaminants reste alors en surface (Fig. 5.7-B2).

Vent d'Est pendant 2 jours Dans le cas de vents d'Est, nous avons montré que la présence ou l'absence d'intrusions du CN est le facteur déterminant définissant les schémas de dispersion des contaminants et non l'intensité du vent. Lors d'intrusions du CN dans la LB pendant des épisodes de vent d'Est, le panache de contaminants s'évacue de la Rade de Toulon le long d'une étroite veine de courant longeant la presqu'île de Saint-Mandrier (Fig. 5.7-C1), en suivant la bathymétrie. Passé ce cap, les polluants sont transportés en surface sur la côte sud de la presqu'île et évoluent à mi-profondeur plus au large. Ils seront alors très probablement emportés par le CN ensuite et très rapidement transportés à l'ouest le long des côtes. Dans des cas de vents d'est sans intrusion du CN dans la LB, une partie des contaminants se disperse dans toute

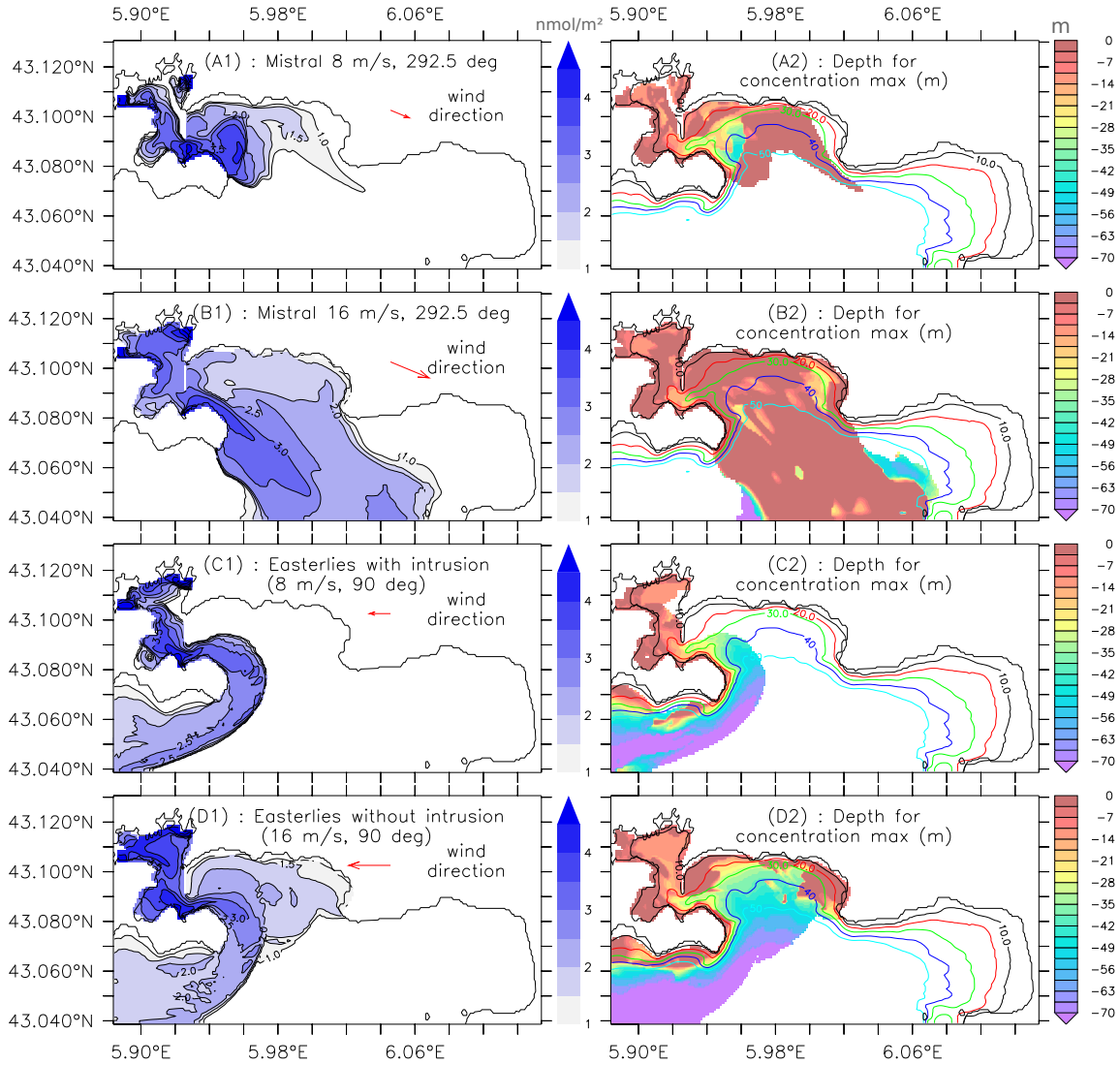

FIGURE 5.7 – À gauche (A1, B1, C1, D1), cas de test de relargage de polluants pour les 3 sources source 1, source 2, source 3. Intégration des concentration de traceurs sur la colonne d'eau, échelle logarithmique (nmol/m^2). A droite, (A2, B2, C2, D2), profondeur pour laquelle la concentration de traceur est maximum (m). Plusieurs conditions de vent constant sont simulées : Mistral moyen (A), Mistral fort (B), vent d'Est avec intrusion du CN (C) et vent d'Est sans intrusion du CN (D).

la LB. Ils sont ensuite évacués par la même veine de courant sortante le long de la presqu'île de Saint-Mandrier. Les contaminants sont plus en profondeur dans la colonne d'eau qu'en situation de Mistral dans la SB. Lorsqu'ils s'évacuent ensuite de la SB au niveau de digue, ils plongent vers le fond en suivant la bathymétrie et vont longer la presqu'île.

Conclusion :
En conclusion de cette partie, à partir de 3 sources de contaminants au niveau des ports principaux dans la SB, le modèle montre qu'en dehors de la Rade de Toulon et plus particulièrement sur la côte sud de la presqu'île de Saint-Mandrier se trouvent fréquemment des panaches de contaminants dissous (pour 2 des 4 scénarii, ou environ 15% des simulations). Dans l'ensemble, les contaminants ont tendance à rester en surface, il est donc nécessaire de rester vigilant sur la qualité des eaux de surface de ces zones. De plus, les contaminants dissous originaires de la Rade de Toulon peuvent atteindre le Parc National de Port-Cros lors d'épisodes de Mistral fort, soit environ 10% des simulations. L'impact de la pollution de la Rade de Toulon sur le Parc National est limité mais tout de même possible, ce qui justifie la poursuite de cette étude à l'aide d'un modèle qui s'étendrait jusqu'au Parc National.

5.7 Variabilité saisonnière de la dispersion de contaminant

Nous souhaitons observer la variabilité saisonnière de la distribution de contaminant dissous dans la Rade de Toulon. Pour cela, nous avons réalisé une simulation nommée TBAY-TRAC de 15 mois avec les mêmes conditions de relargage de polluants que précédemment. Pour cette étude, nous nous sommes intéressés aux eaux de surface (les premiers 5 m de la colonne d'eau) dans les zones de loisirs tels que les plages et les zones d'aquaculture, pour lesquelles la qualité de l'eau a un impact sur la santé publique. Nous avons donc choisi d'étudier la variabilité temporelle du cuivre dissous dans la Fig. 5.8 pour les plages très fréquentées du Mourillon (LB) et la zone d'aquaculture au Lazaret (SB) (Fig.2.5B), que nous comparons à une zone au nord-est de la SB (proche des sources 1 et 2).

Les sorties du modèle montrent qu'aux 3 localisations, les eaux de surface sont systématiquement plus concentrées en cuivre dissous (jusqu'à 5 fois plus que les valeurs de bruit de fond) durant le printemps (pour 2016 et 2017) et pour le début de l'été. Les vents relativement faibles à ces périodes (Fig. 5.8) sont peut être la cause de ces phénomènes puisqu'ils vont induire des courants plus faibles (Dufresne et al., 2014) et ainsi privilégier une accumulation des contaminants dans l'ensemble de la SB, également dans le Lazaret. Cette accumulation peut se retrouver alors à plus faible échelle dans les eaux du Mourillon, à l'ouest de la LB, puisqu'elles sont liées aux eaux de la SB par une petite passe au nord de la digue (voir Fig 2.5). De plus, les épisodes de Mistral d'intensité moyenne (6-10 m.s^{-1}) rencontrés à ces périodes de l'année sont propices à créer des schémas de circulation anticyclonique (Fig. 4.15, chapitre précédent).

Ces circulations hydrodynamiques pourraient aussi être la cause des concentrations un peu plus importantes dans les eaux du Mourillon.

Les valeurs de contaminants du système ne sont pas stabilisées au bout d'un an dans des zones éloignées des sources telles que les plages localisées à l'est du domaine de TBAY. Les concentrations de cuivre dans notre modèle dans ces zones sont très proches des valeurs de fond de la Mer Méditerranée au bout de 15 mois (i.e. 1.6 nM ; Tovar-Sanchez et al. (2014)), ce qui correspond aussi aux observations de mars 2017 (Fig. 5.1).

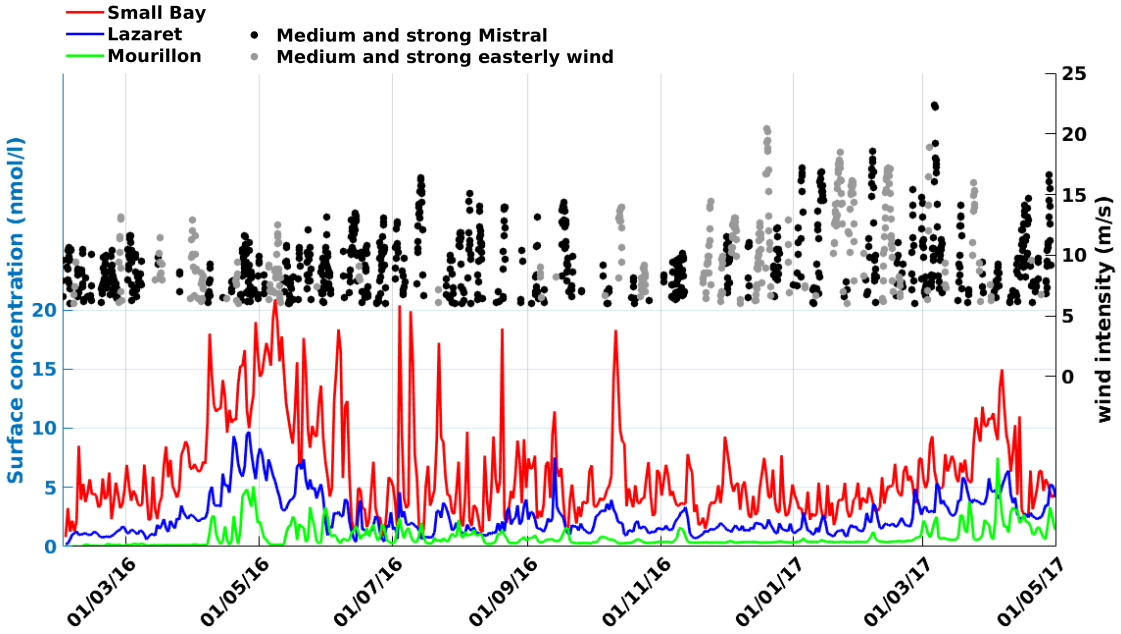

FIGURE 5.8 – Évolution temporelle de la distribution de Cuivre en surface (nmol l^{-1}) pendant une simulation d'un an de la configuration TBAY, dans 3 sites d'études indiqués Fig. 2.5. Intensité du vent ($m.s^{-1}$) pour les épisodes d'intensité moyenne et forte : les cercles noirs pour les épisodes de Mistral, cercles gris pour les épisodes de vent d'Est.

5.8 Apport du NH pour la dispersion des traceurs

Le chapitre précédent 4 a montré que les localisations et la nature des processus hydrodynamiques dans la rade de Toulon sont très peu différentes entre des simulations hydrostatiques et non hydrostatiques. Au regard de ces résultats, l'objectif de cette section est d'observer l'impact de l'approximation H ou d'une résolution NH sur la dispersion de polluants. Même si les simulations NH n'apportent pas de différences en terme de circulation, y-a-t-il un impact sur le transport de traceurs ?

Pour cela, nous avons réalisé deux simulations, avec et sans approximation H, en novembre 2013, date pour laquelle un upwelling a été simulé. Le relargage de polluants est effectif à partir

du 9 novembre 2013, date à laquelle on constate une remontée des eaux froides du large par le fond.

Les deux figures Fig. 5.9 et 5.10 représentent l'intégration de traceurs sur la colonne d'eau 3 et 6 jours après relargage de polluants à partir des trois ports, comme les simulations précédentes. 3 jours après le relargage, une fois la remontée des eaux froides passée, nous pouvons observer quelques différences dans le panache de contaminants. Les zones impactées par l'enveloppe de pollution de 1 nmol.m^{-2} sont très similaires. Au bout de 6 jours, le panache de pollution est aussi comparable entre les deux simulations.

En conséquence, même s'il apparaît des différences de trajets des polluants entre les simulations H et NH de manière momentanée, probablement dues à une meilleure simulation du mélange en NH, les forçages atmosphériques de la rade rétablissent un trajet semblable entre les deux tests.

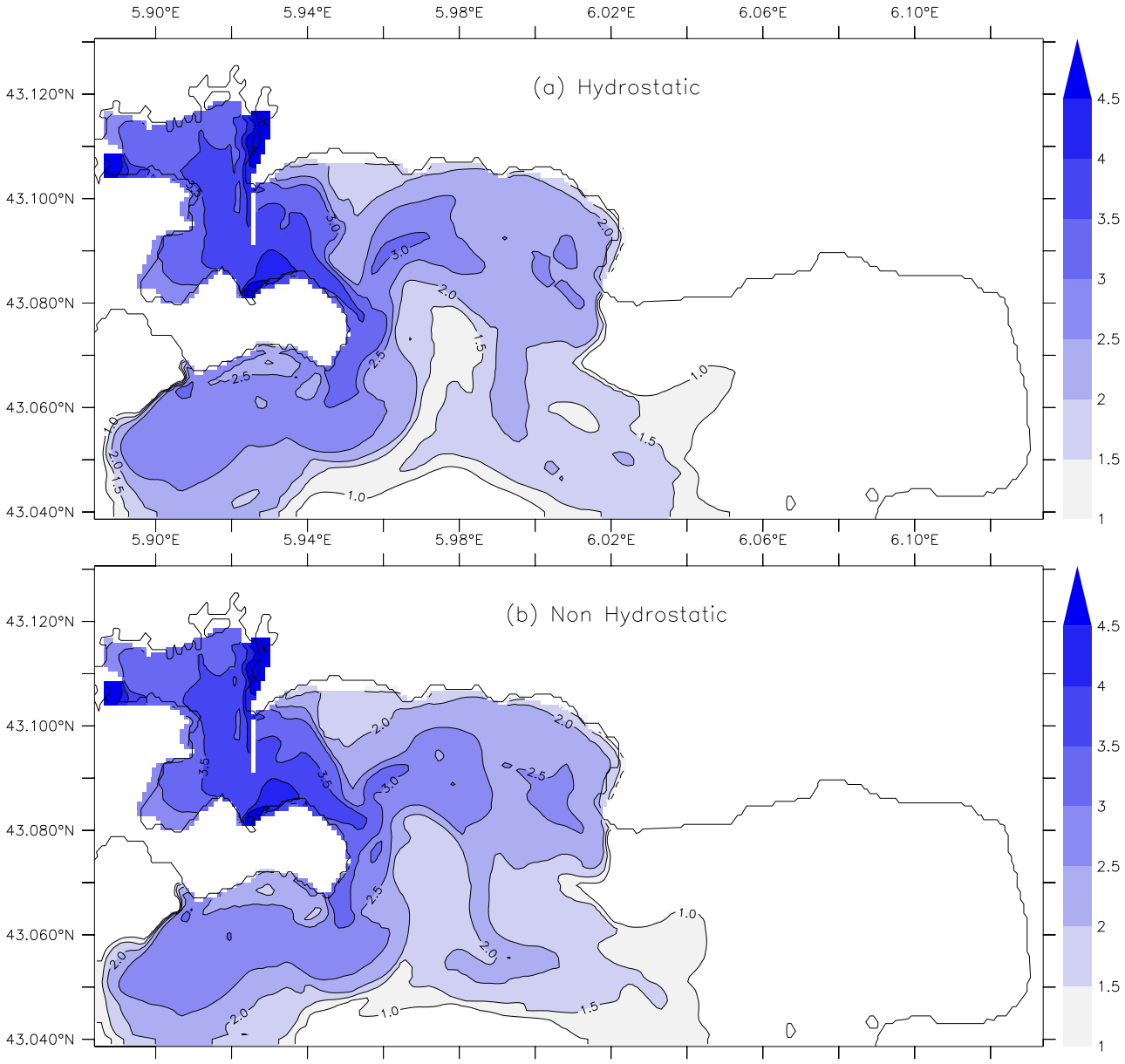

FIGURE 5.9 – Intégration des concentration de traceurs sur la colonne d'eau, échelle logarithmique (nmol/m^2), avec approximation hydrostatique (a) et en non hydrostatique (b), le 12 novembre 2013. Relargage de polluants pour les 3 sources : source 1, source 2, source 3 depuis 3 jours.

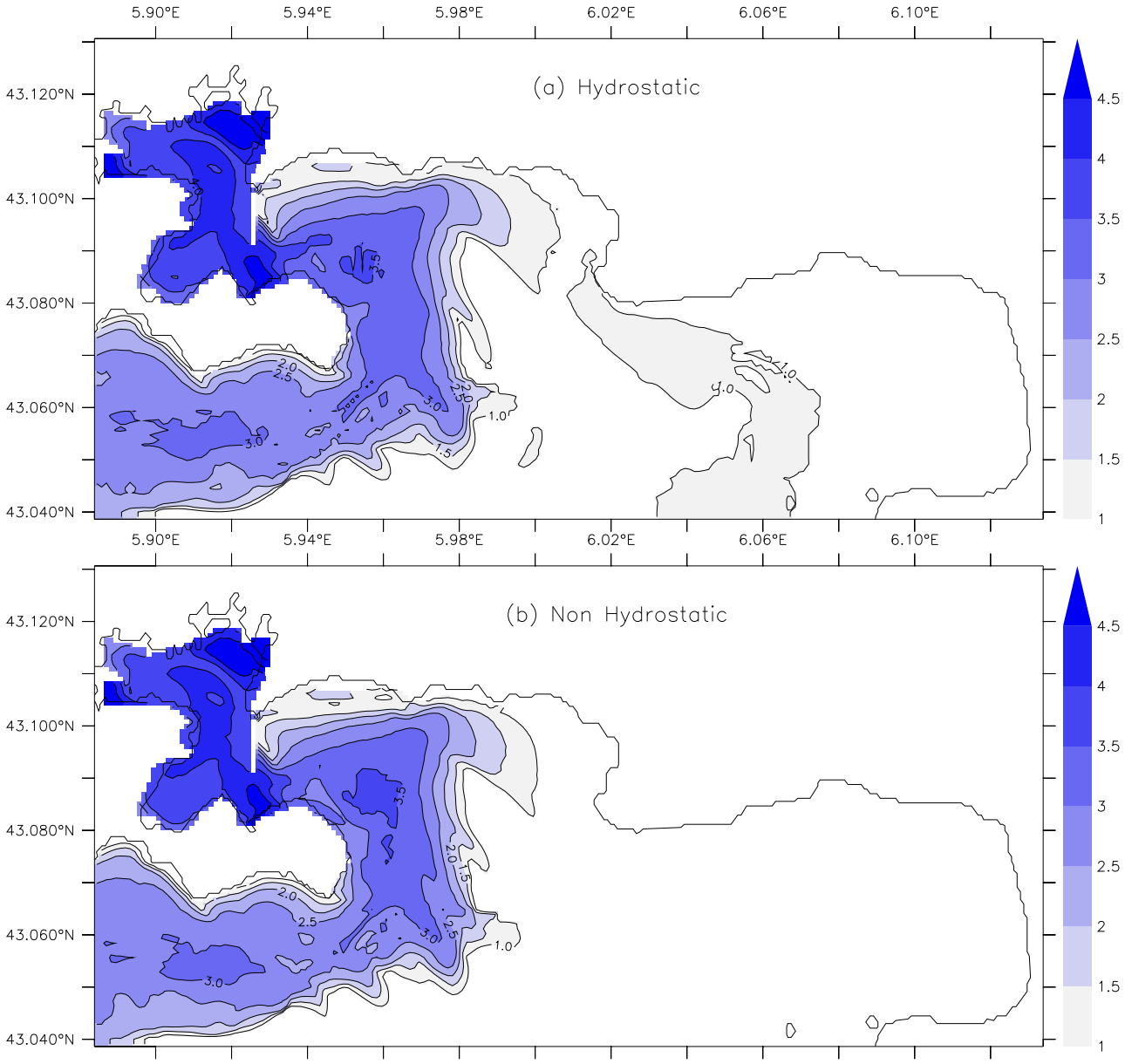

FIGURE 5.10 – Intégration des concentration de traceurs sur la colonne d'eau, échelle logarithmique (nmol/m^2), avec approximation hydrostatique (a) et en non hydrostatique (b), le 15 novembre 2013. Relargage de polluants pour les 3 sources : source 1, source 2, source 3 depuis 6 jours.

5.9 Conclusions partielles

Nous avons posé plusieurs hypothèses pour modéliser la dispersion de polluants de la Rade de Toulon : sources de pollution, taux de relargage, paramétrisation de la dispersion et du modèle TBAY en lui même. À partir des observations de Cuivre obtenues en mars 2017(Fig. 5.1), nous avons modélisé 3 sources de relargage de cuivre en supposant que le relargage était issu des peintures anti-fouling présentes sur les coques de bateaux dans les 3 principaux ports de la SB. La valeur du nombre de bateaux et la surface moyenne des coques équivalent à une estimation basse.

Nous avons estimé les taux de relargage en se basant sur une estimation de la surface globale de coques de bateaux dans ces ports à partir d'un taux moyen de relargage issu de mesures in-situ. Enfin, le choix des paramètres de mélange vertical, les paramètres de viscosité, les schémas d'advection entre autres ont aussi une influence sur la circulation hydrodynamique et donc sur la dispersion de polluants.

Ces hypothèses nous amènent aux conclusions suivantes sur les résultats du modèle TBAY100 : Pour un relargage de polluants issus de plusieurs sources dans la SB, l'étude de la dispersion du panache permet de mettre en évidence 4 schémas de dispersion liés à des schémas de circulation. Ces schémas type sont liés à la nature des épisodes de vent (Mistral ou vent d'Est), à leur intensité et à la présence ou l'absence d'intrusions du CN.

Dans les 4 schémas, le panache de contaminants dissous se répand à la surface de toute la LB et lors d'épisodes de Mistral fort, peut même s'étendre jusqu'à la presqu'île de Giens. Si le Mistral souffle assez longtemps, le panache de contaminants pourrait donc s'étendre jusque dans la Baie de Hyères et le Parc National de Port-Cros. En cas de vent d'Est, les contaminants s'évacuent par une veine étroite sortante de la LB qui longe la presqu'île de Saint-Mandrier en suivant la bathymétrie. Le panache de contaminants rejoint alors probablement le CN au large. Parallèlement, une partie des contaminants dissous peut aussi se répandre dans l'ensemble de la LB lorsqu'il n'y a pas d'intrusion du CN, avant de rejoindre la branche sortante au niveau de Saint-Mandrier.

Ces schémas de transport de polluants ne sont pas sensibles à une modélisation avec résolution NH. L'approximation hydrostatique semble donc être suffisante pour comprendre les transports de flux de contaminants pour nos hypothèses de travail, c'est à dire avec la maquette TBAY de résolution spatiale 100 m et ses paramétrisations.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Ce travail de thèse a permis d'avancer sur la connaissance des processus hydrodynamiques qui régissent une baie semi-fermée comme la rade de Toulon. Les travaux menés sont divisés en trois parties et peuvent se résumer ainsi :

- Tout d'abord nous avons quantifié les apports d'énergie pour un système simplifié. Cette analyse a été extrapolée à la Rade de Toulon et nous avons examiné en particulier l'apport énergétique du Courant Nord (CN) sur la rade. Nous avons simulé l'hydrodynamique de cette rade à l'aide d'un modèle à très haute résolution TBAY100. Cette configuration à 100 m de résolution spatiale permet de bénéficier de deux modèles validés emboîtés à plus grande échelle. Cette descente d'échelle à travers trois modèles partant de la façade méditerranéenne française pour arriver à une rade est un challenge technique. Les simulations de TBAY100 ont été réalisées avec et sans forçages atmosphériques (cas de test avec vent nul) de manière à quantifier l'énergie apportée par le vent sur la zone. Cette étude a permis de montrer que l'énergie de la Rade de Toulon était la plupart du temps apportée par le vent, mais que lors d'épisodes de vent d'Est, des intrusions du CN dans la Grande Rade forçaient sa circulation avec de forts apports d'énergie cinétique.
- Ensuite nous avons analysé les courants dans la Grande Rade à l'aide d'*images composites* pour en extraire des schémas de circulations. Cette synthèse nous a permis de proposer 4 schémas de circulation en fonction de l'intensité et de la direction du vent, également de la présence ou l'absence d'intrusions du Courant Nord (CN) dans la Grande Rade. Nous avons analysé plusieurs jeux de données d'observations pour confirmer et compléter ces résultats. Les campagnes de bouées dérivantes ainsi que l'analyse d'ADCPs localisés entre la LB et le large ont permis de valider des circulations de surface ainsi que des circulations sur la colonne d'eau. Enfin, les observations lors d'*upwellings* confirment le réalisme de la configuration TBAY100 pour ces processus.
- Enfin, le dernier objectif de cette thèse était de comprendre les phénomènes qui régissent la dispersion de contaminants dissous dans la rade. Nous avons pour cela étudié le cas du cuivre dissous issu de peintures anti-fouling, car le cuivre peut être assimilé à un traceur passif. Cette étude a nécessité une collaboration étroite avec des chimistes notamment pour l'analyse des cartes de distribution du cuivre et la modélisation des sources et les taux de relargage du contaminant. En s'appuyant sur les schémas de circulation précédents ainsi que ces hypothèses, nous montrons que les polluants se répandent dans

toute la Grande Rade excepté lorsqu'elle est sujette à des intrusions du CN. Un Mistral de forte intensité va entraîner en surface les polluants au large vers le sud-est et nous suggérons donc que suivant la durée de cet épisode, le panache de contaminants pourrait s'étendre jusqu'au Parc National de Port-Cros situé dans la Baie de Hyères. Enfin, nos études suggèrent que les polluants sont évacués par Saint-Mandrier vers le Courant Nord en cas de vent d'Est.

Notons que la configuration mise en place dans la Rade de Toulon avec le modèle MITgcm pourrait être améliorée. Il serait par exemple intéressant d'étudier l'impact d'une meilleure résolution spatiale et temporelle des forçages atmosphériques. Le choix d'ARPEGE présentait l'avantage d'avoir des forçages atmosphériques cohérents avec NIDOR, la configuration qui nous fournit les conditions aux limites mais le passage d'ARPEGE (résolution horizontale de 7.5 km et résolution temporelle de 3h) à AROME (résolution horizontale de 1.3 km et résolution temporelle de 1h) pourrait permettre de mieux prendre en compte les cisaillements horizontaux de vent et d'éviter des biais de trajectoire et d'intensité selon Lebeaupin Brossier et al. (2009).

De même, nous n'avons pas noté de différences importantes entre des simulations avec approximation hydrostatique et des simulations en non hydrostatique. La résolution spatiale de notre grille de 100 m pourrait être augmentée à des échelles beaucoup plus fines. Cette descente d'échelle n'apportera peut être pas de résultats car les phénomènes subméso-échelles de la Rade de Toulon peuvent être simplement hydrostatiques. Dans notre étude, nous avons fixé la résolution de notre maquette à 100 m car le but était de travailler sur la dispersion de contaminants sur des périodes longues (simulation d'un an) et il fallait composer avec des verrous informatiques en terme de temps de calcul et de stockage : les sorties horaires sur plusieurs années pour une grille spatiale de 200x100x75 points génèrent des Téraoctets et 1 jour de simulation de TBAY tourne en 50 min. La grille spatiale de 100 m a permis de réaliser dans un temps correct les nombreux tests avec et sans traceurs ainsi que les simulations sur plusieurs années.

Enfin, nous allons disposer des résultats d'une campagne d'ADCP réalisée en 2018 concernant 3 nouvelles localisations (les positions de 2012 ayant été améliorées). Il sera donc intéressant d'analyser ces observations et de les corréler avec les résultats de TBAY. Cette étude devrait faire l'objet d'un travail futur au sein de notre équipe.

Les résultats de notre étude sont actuellement utilisés dans dans le projet Intereg Maritimo IMPACT mené en parallèle, projet s'intéressant aux connectivités entre des zones portuaires et des Aires Marines Protégées. En effet, l'impact de la pollution de la Rade de Toulon sur le Parc National de Port-Cros très proche est limité mais tout de même possible, ce qui justifie des recherches futures : il serait alors intéressant d'utiliser la maquette TBAY emboitée dans une configuration comprenant la Baie de Hyères et le Parc National pour modéliser la dispersion de particules de contaminants et la connectivité entre ces deux zones. Le zoom TBAY optimiserait

la circulation dans la Rade de Toulon et pourrait donc affiner le transport de particules dans cette zone.

En terme de perspectives, il convient de continuer l'étude sur la dispersion de polluants et de travailler sur l'amélioration des hypothèses, tout en restant prudent sur leur validité. Les résultats présentés sur la distribution de polluants dépendent des hypothèses choisies de façon théorique (nombre de coques, nombre de ports, ...) et s'appuient sur quelques données expérimentales. Le choix des sources est aussi arbitraire mais sensé. D'autres hypothèses peuvent être envisagées, si possible en s'appuyant sur de nombreuses campagnes d'observation qui permettront de définir des conditions initiales ainsi que les sources réelles. Le cuivre est un élément peu toxique, d'autant plus que dans l'environnement il apparaît le plus souvent dans une forme non toxique, complexée avec de la matière organique. Cependant, nous avons choisi le cuivre dans notre modèle pour sa capacité à agir comme un traceur passif : cette thèse nous permettra ensuite de passer à l'étude de polluants plus nocifs tel que le plomb ou le mercure, qui nécessitent un modèle gérant la sédimentation et des interactions chimiques.

La configuration TBAY couplée avec les traceurs passifs online apparaît comme un outil prometteur pour la prédiction de la dispersion de contaminants dans la Rade de Toulon. Cette maquette sera aussi un des supports d'un projet Intereg Maritimo nommé SINAPSI qui commencera en 2019. Ce projet a pour but d'améliorer la sécurité lors de la navigation dans les ports grâce à des données en temps réel sur les conditions météorologiques et maritimes, ces données étant à destination des opérateurs portuaires. Parmi les outils mis en place pour répondre à ces objectifs, la maquette TBAY de la Rade de Toulon permettra de simuler la circulation hydrodynamique dans cette rade et est donc amenée à être maintenue et améliorée dans un contexte opérationnel.

Bibliographie

Adcroft, A., Hill, C., Marshall, J., Sep. 1997. Representation of Topography by Shaved Cells in a Height Coordinate Ocean Model. Monthly Weather Review 125 (9), 2293–2315.

Alberola, C., Millot, C., 2003. Circulation in the French mediterranean coastal zone near Marseilles : the influence of wind and the Northern Current. Continental Shelf Research 23, 587–610, lU.

Alberola, C., Millot, C., Font, J., Jan. 1995a. On the seasonal and mesoscale variabilities of the Northern Current during the PRIMO-0 experiment in the western Mediterranean-sea. Oceanologica Acta 18 (2), 163–192.

Alberola, C., Rousseau, S., Millot, C., Astraldi, M., Font, J., Garcialafuente, J., Gasparini, G., Send, U., Vangriesheim, A., Jan. 1995b. Tidal currents in the western mediterranean-sea. Oceanologica Acta 18 (2), 273–284.

André, G., Garreau, P., Fraunie, P., Feb. 2009. Mesoscale slope current variability in the Gulf of Lions. Interpretation of in-situ measurements using a three-dimensional model. Continental Shelf Research 29 (2), 407–423.

André, G., Garreau, P., Garnier, V., Fraunié, P., Dec. 2005. Modelled variability of the sea surface circulation in the North-western Mediterranean Sea and in the Gulf of Lions. Ocean Dynamics 55 (3), 294–308.

Arakawa, A., Lamb, V. R., 1977. Computational Design of the Basic Dynamical Processes of the UCLA General Circulation Model. In : Methods in Computational Physics : Advances in Research and Applications. Vol. 17. Elsevier, pp. 173–265.

Auclair, F., Estournel, C., Floor, J. W., Herrmann, M., Nguyen, C., Marsaleix, P., 2011. A non-hydrostatic algorithm for free-surface ocean modelling. Ocean Modelling 36 (1–2), 49–70.

Barrier, N., Petrenko, A. A., Ourmières, Y., Mar. 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 (3), 313–327.

Benfer, King B. A., Lemckert C. J., Zigic S., Mar. 2010. Modeling the Effect of Flow Structure Selection on Residence Time in an Artificial Canal System : Case Study. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering 136 (2), 91–96.

Bethoux, J. P., Prieur, L., Bong, J. H., Jan. 1988. Le courant Ligure au large de Nice. Oceanologica Acta, Special issue sp, 59–67.

Bethoux, J. P., Prieur, L., Nyffeler, F., Jan. 1982. The Water Circulation in the North-Western Mediterranean Sea, its Relations with Wind and Atmospheric Pressure. In : Nihoul, J. C. J. (Ed.), Elsevier Oceanography Series. Vol. 34 of Hydrodynamics of Semi-Enclosed Seas. Elsevier, pp. 129–142.

Biggs, T. W., D'Anna, H., Mar. 2012. Rapid increase in copper concentrations in a new marina, San Diego Bay. Marine Pollution Bulletin 64 (3), 627–635.

Bruneau, C.-H., Fabrie, P., Oct. 1994. Effective downstream boundary conditions for incompressible Navier–Stokes equations. International Journal for Numerical Methods in Fluids 19 (8), 693–705.

Bruneau, C.-H., Fabrie, P., 1996. New efficient boundary conditions for incompressible Navier-Stokes equations : a well-posedness result. ESAIM : Mathematical Modelling and Numerical Analysis 30 (7), 815–840.

Buck, K. N., Ross, J. R. M., Russell Flegal, A., Bruland, K. W., Sep. 2007. A review of total dissolved copper and its chemical speciation in San Francisco Bay, California. Environmental Research 105 (1), 5–19.

Coclet, C., Garnier, C., Delpy, F., Jamet, D., Durrieu, G., Le Poupon, C., Mayer, M., Misson, B., Apr. 2018. Trace metal contamination as a toxic and structuring factor impacting ultraphytoplankton communities in a multicontaminated Mediterranean coastal area. Progress in Oceanography 163, 196–213.

Conan, P., Millot, C., Jan. 1995. Variability of the northern current off Marseilles, western Mediterranean-sea, from February to June 1992. Oceanologica Acta 18 (2), 193–205.

Crepon, M., Wald, L., Monget, J. M., Jan. 1982. Low-frequency waves in the Ligurian Sea during December 1977. Journal of Geophysical Research : Oceans 87 (C1), 595–600.

Cucco, A., Umgiesser, G., Ferrarin, C., Perilli, A., Canu, D. M., Solidoro, C., Apr. 2009. Eulerian and lagrangian transport time scales of a tidal active coastal basin. Ecological Modelling 220 (7), 913–922.

Dang, D. H., Schäfer, J., Brach-Papa, C., Lenoble, V., Durrieu, G., Dutruch, L., Chiffoleau, J.-F., Gonzalez, J.-L., Blanc, G., Mullot, J.-U., Mounier, S., Garnier, C., Oct. 2015. Evidencing the Impact of Coastal Contaminated Sediments on Mussels Through Pb Stable Isotopes Composition. Environmental Science & Technology 49 (19), 11438–11448.

Debreu, L., Vouland, C., Blayo, E., Jan. 2008. AGRIF : Adaptive Grid Refinement in Fortran. Comput. Geosci. 34 (1), 8–13.

Declerck, A., Dec. 2016. Approche numérique et expérimentale pour une meilleure description physique des processus de subméso-échelle : Application à la mer Méditerranée nord-occidentale. thesis, Toulon.

Declerck, A., Ourmières, Y., Molcard, A., Nov. 2016. Assessment of the coastal dynamics in a nested zoom and feedback on the boundary current : the North-Western Mediterranean Sea case. Ocean Dynamics 66 (11), 1529–1542.

Dickey, T. D., 2003. Emerging ocean observations for interdisciplinary data assimilation systems. Journal of Marine Systems 40-41, 5 – 48.

Duffa, C., Dufois, F., Coudray, S., Nov. 2011. An operational model to simulate post-accidental radionuclide transfers in Toulon marine area : preliminary development. Ocean Dynamics 61 (11), 1811–1821.

Dufresne, C., Nov. 2014. Compréhension et analyse des processus hydro-sédimentaires de la Baie de Toulon. : Apport à la modélisation de la dispersion des radionucléides. phdthesis, Université de Toulon.

Dufresne, C., Duffa, C., Rey, V., 2014. Wind-forced circulation model and water exchanges through the channel in the Bay of Toulon. Ocean Dynamics 64 (2), 209–224.

Dufresne, C., Duffa, C., Rey, V., Verney, R., Mar. 2018. Hydro-sedimentary model as a post-accidental management tool : Application to radionuclide marine dispersion in the Bay of Toulon (France). Ocean & Coastal Management 153, 176–192.

Earley, P. J., Swope, B. L., Barbeau, K., Bundy, R., McDonald, J. A., Rivera-Duarte, I., Jan. 2014. Life cycle contributions of copper from vessel painting and maintenance activities. Biofouling 30 (1), 51–68.

Estournel, C., Kondrachoff, V., Marsaleix, P., Vehil, R., Jul. 1997. The plume of the Rhone : numerical simulation and remote sensing. Continental Shelf Research 17 (8), 899–924.

Flexas, M. M., Durrieu de Madron, X., Garcia, M. A., Canals, M., Arnau, P., Jun. 2002. Flow variability in the Gulf of Lions during the MATER HFF experiment (March–May 1997). Journal of Marine Systems 33-34, 197–214.

Forget, P., Barbin, Y., Andre, G., Jul. 2008. Monitoring of Surface Ocean Circulation in the Gulf of Lions (North-West Mediterranean Sea) Using WERA HF Radars. In : IGARSS 2008 - 2008 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium. Vol. 1. pp. I–375–I–378.

Fox-Kemper, B., Menemenlis, D., 2013. Can Large Eddy Simulation Techniques Improve Mesoscale Rich Ocean Models ? In : Ocean Modeling in an Eddying Regime. American Geophysical Union (AGU), pp. 319–337.

Grell, A., Dudhia, J., Stauffer, D., 1994. A description of the fifth-generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5). Technical report.

Griffies, S. M., Hallberg, R. W., Aug. 2000. Biharmonic Friction with a Smagorinsky-Like Viscosity for Use in Large-Scale Eddy-Permitting Ocean Models. Monthly Weather Review 128 (8), 2935–2946.

Grifoll, M., Jordà, G., Borja, A., Espino, M., Jan. 2010. A new risk assessment method for water quality degradation in harbour domains, using hydrodynamic models. Marine Pollution Bulletin 60 (1), 69–78.

Guihou, K., Sep. 2013. Étude de la dynamique du Courant Nord au large de Toulon, à l'aide de modèle, observations in-situ et données satellites. phdthesis, Université de Toulon.

Guihou, K., Marmain, J., Ourmières, Y., Molcard, A., Zakardjian, B., Forget, P., Jun. 2013. A case study of the mesoscale dynamics in the North-Western Mediterranean Sea : a combined data–model approach. Ocean Dynamics 63 (7), 793–808.

Haine, T. W. N., Williams, P. D., 2002. The role of nonhydrostatic dynamics in controlling development of a surface ocean front. Ocean Modelling 4 (2), 121–135.

Hoeke, R. K., Storlazzi, C. D., Ridd, P. V., Apr. 2013. Drivers of circulation in a fringing coral reef embayment : A wave-flow coupled numerical modeling study of Hanalei Bay, Hawaii. Continental Shelf Research 58, 79–95.

Horn, D. A., Imberger, J., Ivey, G. N., May 2001. The degeneration of large-scale interfacial gravity waves in lakes. Journal of Fluid Mechanics 434, 181–207.

Horn, D. A., Imberger, J., Ivey, G. N., Redekopp, L. G., Sep. 2002. A weakly nonlinear model of long internal waves in closed basins. Journal of Fluid Mechanics 467, 269–287.

Jean, N., Dumont, E., Durrieu, G., Balliau, T., Jamet, J.-L., Personnic, S., Garnier, C., Sep. 2012. Protein expression from zooplankton communities in a metal contaminated NW mediterranean coastal ecosystem. Marine Environmental Research 80 (Supplement C), 12–26.

Lapouyade, A., Durrieu de Madron, X., May 2001. Seasonal variability of the advective transport of particulate matter and organic carbon in the Gulf of Lion (NW Mediterranean). Oceanologica Acta 24 (3), 295–312.

Large, G., Mcwilliams, C., Doney, S., 1994. Oceanic vertical mixing : A review and a model with a nonlocal boundary-layer parameterization. Reviews of Geophysics 32 (4), 363–403.

Large, G., Yeager, S., 2004. Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea-ice models : The data sets and flux climatologies. Technical note (No. NCAR/TN-460+STR).

Lebeaupin Brossier, C., Ducrocq, V., Giordani, H., Jun. 2009. Effects of the air–sea coupling time frequency on the ocean response during Mediterranean intense events. Ocean Dynamics 59 (4), 539–549.

Leith, C. E., Mar. 1968. Diffusion Approximation for Two-Dimensional Turbulence. The Physics of Fluids 11 (3), 671–672.

Leith, C. E., Nov. 1996. Stochastic models of chaotic systems. Physica D : Nonlinear Phenomena 98 (2), 481–491.

Llebot, C., Rueda, F. J., Solé, J., Artigas, M. L., Estrada, M., Jan. 2014. Hydrodynamic states in a wind-driven microtidal estuary (Alfacs Bay). Journal of Sea Research 85, 263–276.

Magaldi, M. G., Haine, T. W. N., Feb. 2015. Hydrostatic and non-hydrostatic simulations of dense waters cascading off a shelf : The East Greenland case. Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers 96, 89–104.

Mahadevan, A., 2006. Modeling vertical motion at ocean fronts : Are nonhydrostatic effects relevant at submesoscales ? Ocean Modelling 14 (3–4), 222–240.

Mahadevan, A., Archer, D., Jan. 2000. Modeling the impact of fronts and mesoscale circulation on the nutrient supply and biogeochemistry of the upper ocean. Journal of Geophysical Research : Oceans 105 (C1), 1209–1225.

Mahadevan, A., Oliger, J., Street, R., Sep. 1996. A Nonhydrostatic Mesoscale Ocean Model. Part I : Well-Posedness and Scaling. Journal of Physical Oceanography 26 (9), 1868–1880.

Marmain, J., Molcard, A., Forget, P., Barth, A., Ourmieres, Y., Jun. 2014. Assimilation of HF radar surface currents to optimize forcing in the northwestern Mediterranean Sea. Nonlinear Processes in Geophysics 21, 659–675.

Marshall, J., Adcroft, A., Campin, J.-M., Hill, C., White, A., Dec. 2004. Atmosphere–Ocean Modeling Exploiting Fluid Isomorphisms. Monthly Weather Review 132 (12), 2882–2894.

Marshall, J., Adcroft, A., Hill, C., Perelman, L., Heisey, C., Mar. 1997a. A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers. Journal of Geophysical Research : Oceans 102 (C3), 5753–5766.

Marshall, J., Hill, C., Perelman, L., Adcroft, A., Mar. 1997b. Hydrostatic, quasi-hydrostatic, and non-hydrostatic ocean modeling. Journal of Geophysical Research : Oceans 102 (C3), 5733–5752.

Marshall, J., Schott, F., Feb. 1999. Open-ocean convection : Observations, theory, and models. Reviews of Geophysics 37 (1), 1–64.

Mazoyer, C., Vanneste, H., Dufresne, C., Ourmières, Y., Magaldi, M. G., Molcard, A., 2019. Impact of wind-driven circulation on contaminant dispersion in a semi-enclosed bay. Estuarine, Coastal and Shelf Science 233, 106529.

Millot, C., Jan. 1979. Wind induced upwellings in the gulf of lions. Oceanologica Acta 2 (3), 261–274.

Millot, C., Sep. 1990. The Gulf of Lions' hydrodynamics. Continental Shelf Research 10 (9), 885–894.

Millot, C., Apr. 1991. Mesoscale and seasonal variabilities of the circulation in the western Mediterranean. Dynamics of Atmospheres and Oceans 15 (3), 179–214.

Millot, C., 1999. Circulation in the Western Mediterranean Sea. Journal of Marine Systems 20, 423–442.

Millot, C., Broyard, R., Metais, O., Tine, J., Jan. 1981. Les oscillations propres de la rade de Toulon. Oceanologica Acta 4 (3), 259–262.

Millot, C., Wald, L., 1980. Upwelling in the Gulf of Lions. Vol. 1. American Geophysical Union, pp. 160–166.

New, A. L., Da Silva, J. C. B., May 2002. Remote-sensing evidence for the local generation of internal soliton packets in the central Bay of Biscay. Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers 49 (5), 915–934.

Ourmières, Yann, 2016. La modélisation océanique : un outil privilégié mais sensible de l'océanographie moderne. Mémoire pour l'obtention de l'Habilitation à Diriger des recherches, Université de Toulon.

Petrenko, A. A., Sep. 2003. Variability of circulation features in the Gulf of Lion NW Mediterranean Sea. Importance of inertial currents. Oceanologica Acta 26 (4), 323–338.

Pougnet, F., Schäfer, J., Dutruch, L., Garnier, C., Tessier, E., Dang, D. H., Lanceleur, L., Mullot, J.-U., Lenoble, V., Blanc, G., May 2014. Sources and historical record of tin and butyl-tin species in a Mediterranean bay (Toulon Bay, France). Environmental Science and Pollution Research 21 (10), 6640–6651.

Rubio, A., Taillandier, V., Garreau, P., Nov. 2009. Reconstruction of the Mediterranean northern current variability and associated cross-shelf transport in the Gulf of Lions from satellite-tracked drifters and model outputs. Journal of Marine Systems 78, S63–S78.

Sammari, C., Millot, C., Prieur, L., Jun. 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 (6), 893–917.

Schiff, K., Brown, J., Diehl, D., Greenstein, D., Mar. 2007. Extent and magnitude of copper contamination in marinas of the San Diego region, California, USA. Marine Pollution Bulletin 54 (3), 322–328.

Shen, J., Haas, L., Nov. 2004. Calculating age and residence time in the tidal York River using three-dimensional model experiments. Estuarine, Coastal and Shelf Science 61 (3), 449–461.

Smagorinsky, J., Mar. 1963. General circulation experiments with the primitive equations. Monthly Weather Review 91 (3), 99–164.

Smagorinsky, J., 1993. Some historical remarks on the use of nonlinear viscosities. Large eddy simulation of complex engineering and geophysical flows 1, 69–106.

Staquet, C., Sommeria, J., Jan. 2002. Internal gravity waves : From Instabilities to Turbulence. Annual Review of Fluid Mechanics 34 (1), 559–593.

Taupier-Letage, I., Millot, C., Apr. 1986. General hydrodynamical features in the ligurian sea inferred from the dyome experiment. Oceanologica Acta 9 (2), 119–131.

Tessier, E., May 2012. Diagnostic de la contamination sédimentaire par les métaux/métalloïdes dans la rade de Toulon et mécanismes controlant leur mobilité. Thèse, Université de Toulon.

Tessier, E., Garnier, C., Mullot, J.-U., Lenoble, V., Arnaud, M., Raynaud, M., Mounier, S., Oct. 2011. Study of the spatial and historical distribution of sediment inorganic contamination in the Toulon bay (France). Marine Pollution Bulletin 62 (10), 2075–2086.

Tine, J, Martano, G, Cabilic, J, Jeudy de Grissac, A, 1981. Hydrodynamisme en Rade Abri de Toulon. Documentation technique, Ministère de la Défense, Marine Nationale.

Tovar-Sanchez, A., Arrieta, J. M., Duarte, C. M., Sanudo-Wilhelmy, S. A., 2014. Spatial gradients in trace metal concentrations in the surface microlayer of the Mediterranean Sea. Frontiers in Marine Science 1.

Ulses, C., Grenz, C., Marsaleix, P., Schaaff, E., Estournel, C., Meulé, S., Pinazo, C., May 2005. Circulation in a semi-enclosed bay under influence of strong freshwater input. Journal of Marine Systems 56 (1), 113–132.

Warnken, J., Dunn, R. J. K., Teasdale, P. R., Nov. 2004. Investigation of recreational boats as a source of copper at anchorage sites using time-integrated diffusive gradients in thin film and sediment measurements. Marine Pollution Bulletin 49 (9), 833–843.

Weilbeer, H., Jankowski, J., 2000. A three-dimensional non-hydrostatic model for free surface flows–development, verification and limitations. In : Proc. Of 6th International Conference Estuarine and Coastal Modeling. pp. 162–177.

Table des figures

1 La rade de Toulon, au fil de nos discussions... par Justine (7 ans). 11

1.1 Situation de la Rade de Toulon, sur la façade méditerranéenne française. Figure à partir du site Geoportail de l'IGN. 16

1.2 Relief (m) de la zone de Toulon. Figure à partir de `http://fr-fr.topographic-map.com`, données OpenStreetMap. 17

1.3 Variation spatiale des contaminants dans les eaux de surface de la Rade de Toulon. A : Cu, B :Pb, C :N-NO^3, D : P-PO_4^{3-}. Figure issue de (Coclet et al., 2018). 19

1.4 Circulation des masses d'eau dans le bassin occidental Méditerranéen. De haut en bas : circulation des eaux atlantiques modifiées (MAW), circulation des eaux intermédiaires Levantines (LIW), et circulation des eaux profondes (WMDW) (figure issue de Millot (1999)) 21

1.5 Bathymétrie de la Méditerranée nord-occidentale (m). Représentation schématique de la circulation du CN le long de la côte nord-occidentale. Figure issue de Ourmières, Yann (2016). 22

1.6 Intensité du courant de surface ($m.s^{-1}$) moyennée de Septembre 2013 à Janvier 2014, simulée par des configurations emboitées mises en place au MIO (Guihou et al., 2013; Declerck et al., 2016) ; l'emboitement est indiqué par l'encadré en pointillés noirs. L'isobathe 1000 m a été superposée en noir. Les intrusions dans la baie de Hyères sont indiquées par des flèches noires sur la figure de droite. Figure de gauche tirée de Declerck (2016). 23

1.7 Présentation des quatre axes du projet universitaire PREVENT (Évaluation, Surveillance, Conséquences et Impact économique et sociétal). 25

2.1 a) Diagramme temps (vertical) – espace (horizontal) illustrant les échelles de processus océaniques physiques et biologiques par des ovales ; b) Rectangles indiquant approximativement les échelles temporelles et spatiales des capacités des plates-formes d'observation actuelles, selon Dickey (2003). 30

2.2 Stratégies de déduction de la vitesse verticale dans le MITgcm. La vitesse verticale est diagnostiquée dans les formes HPE et QH (Quasi-Hydrostatic), tandis qu'elle est calculée de manière prognostique pour la forme NH. Selon Marshall et al. (1997b). 35

2.3 Répresentation de la topographie (pointillé) avec une méthode full step (haut), *partial step* (milieu), *piecewise* ou *shaved cells* (bas). Figure issue de (Adcroft et al., 1997). 37

2.4 Diagramme schématique montrant les différentes échelles dans l'océan. Entre les échelles géostrophiques (hydrostatiques) et convectives (non hydrostatiques) se trouve une zone appelée "zone grise" pour laquelle l'hypothèse hydrostatique n'est plus valable (diagramme selon (Marshall et al., 1997b)). 40
2.5 A. Carte de la Rade de Toulon et ses environs. Le rectangle noir indique le domaine TBAY. B. Bathymétrie (m) dans la Rade de Toulon. Les points orange indiquent les localisations d'ADCP : Cap Cépet et Carqueiranne. La ligne rouge indique la position de la section verticale présentée Fig. 4.14. Les points noirs indiquent les positions des trois sources de contaminants : le port civil de Toulon (source 1), le port civil de la Seyne-sur-Mer (source 2), et le port civil de Saint-Mandrier (source 3). Les rectangles rouges : localisations pour lesquelles nous discuterons de la dispersion de contaminant dans la section 5.7. 46
2.6 Température de surface le 11/11/2013 à 12h pour plusieurs configurations en downscalling : (a) GLAZUR64, (b) NIDOR192, (c)TBAY100. Les échelles de températures sont volontairement différentes pour observer tous les phénomènes dans chaque configuration. 48
2.7 Schéma du mouillage et du fonctionnement d'un ADCP, issu de (Dufresne, 2014) 50
2.8 Récupération d'une bouée dérivante par Yann Ourmières lors d'une de nos campagnes, laboratoire MIO. 51

3.1 Bathymétrie (m) et localisation des deux domaines d'étude. 69
3.2 a) Direction et intensité du vent moyenné sur (m.s^{-1}). b) Évolution temporelle des puissances par masse volumique liée au vent $\int_S \frac{1}{\rho}\vec{u}.\vec{\tau}dS$ (courbe noire), liée aux forçages externes $\int_\Omega \frac{1}{\rho}\nabla p_{\mathsf{dyn}}.\mathbf{u}d\Omega$ (courbe rose) et liée à la variation d'énergie cinétique $\int_\Omega \frac{dEc}{dt}d\Omega$ (courbe verte) dans le domaine global (m^5.s^{-3}). 69
3.3 Mêmes diagnostiques que pour la Fig. 3.2 dans le domaine de la SB et LB. . . . 70
3.4 Bathymétrie (m) et localisation des deux domaines d'étude BOX1 et BOX2. . . 72
3.5 a) Intensité du vent (m.s^{-1}) sur le domaine de la Rade de Toulon. b) Direction du vent (degrés). La période de vent d'Est étudiée est représentée par l'encadré. 72
3.6 Énergie cinétique moyenne (m^2.s^{-2}) sur les 20 premiers mètres pour les 3 simulations WIND, NOWIND18, NOWIND21 dans la BOX1 (b) et dans la BOX2 (d). Le domaine d'étude est encadré pour la BOX1(a) et la BOX2(c). (e), (f) et (g) représentent les courant de surface (m.s^{-1}) calculés avec NIDOR le 19, 25 et 29 octobre 2013. 73
3.7 a) Intensité et direction du vent (m.s^{-1}). Coupe verticale de la vitesse méridienne (m.s^{-1}) entre Cap Cépet et Cap Carqueiranne pour les simulations WIND(b), NOWIND18(c) et NOWIND21(d), le 25 octobre 2013 à 15h00. La vitesse est perpendiculaire à la coupe. 75

3.8 Évolution temporelle des ratios d'énergie cinétique pour les deux domaines BOX1 (courbe rouge) et BOX2 (courbe verte) et du module du vent (courbe noire). L'énergie cinétique est calculée sur les 20 premiers mètres de la colonne d'eau. Les épisodes de vent d'intensité moyenne à forte (> 6 m.s^{-1}) sont représentés par un rectangle gris clair (Mistral, M1, M2 et M3) et par un rectangle orange (vent d'Est, E1, E2, et E3). 76

4.1 a) Température (°C) de surface dans GLAZUR64 le 18/09/2013, sorties journalières. b) Température (°C) de surface dans NIDOR le 18/09/2013, sorties journalières. c) Température (°C) de surface dans TBAY le 18/09/2013 à 12h, sorties horaires. d) Observations du thermosalinographe TRANSMED enregistrées le 16-17/09/2013. Crédit : I. Taupier-Letage (CNRS). e) Image thermique NOAA/AVHRR du 18/09/2013 03 :56 (les températures augmentent du bleu au rouge). Crédit : I. Taupier-Letage (CNRS). 82

4.2 a) Module du vent (m/s) et b) direction du vent (°) en juin 2017 au centre de la grande rade de Toulon. Sorties ARPEGE MétéoFrance. Le rectangle bleu correspond à l'épisode de Mistral étudié. 83

4.3 a) Température (°C) de surface dans NIDOR le 07/06/2017, sorties journalières. b) Température (°C) de surface dans TBAY le 07/06/2017, sorties journalières. c) Température (°C) de surface dans TBAY le 07/06/2017 à 12h, sorties horaires. d) Image thermale issue des observations satellite de NPP, crédits : I. Taupier-Letage. e) Courants de surface issus des observations Radars HF du 07/06/2018 à 4h41. f) Température de surface (eau) (°C) issue du réseau HTMNET au port St Louis, près de la digue du côté de la grande rade. 84

4.4 a) Température (°C) de surface SST pour la simulation H le 7 juin 2017 à 12h00. b) Différences de SST entre la simu-H et la simu-NH pour cette même date. . . . 87

4.5 Vorticité (s^{-}1) en surface pour la simulation H le 7 juin 2017 à 12h00. La coupe verticale ci-après est représentée par un trait rouge. 88

4.6 Différence de vorticité (s^{-1}) en surface entre la simulation H et la simulation NH le 7 juin 2017 à 12h00. La coupe verticale ci-après est représentée par un trait rouge. 88

4.7 Vorticité (s^{-1}) en coupe verticale pour la simulation H le 7 juin 2017 à 12h00. La coupe verticale est localisée par un trait rouge sur la figure précédente Fig. 4.5. 89

4.8 a) Vitesse verticale w (m.s^{-1}), c) Vitesse zonale u (m.s^{-1}), e) Température T (°C) pour une section verticale localisée par un trait rouge sur la Fig. 4.5 le 07/06/2017 à 12h00. Les différences de ces variables entre la simu-H et la simu-NH sont représentées en (bdf). 91

4.9 Trajectoires des bouées dérivantes pour plusieurs dates de vent d'Ouest superposées. Les flèches oranges représentent les trajets schématisés de courants de surface dans la grande rade. Les autres couleurs représentent les trajets des bouées. 94

4.10 Trajectoires des bouées dérivantes le 04 juillet 2017, en vent d'Est. Chaque couleur représente le trajet d'une bouée. 94

4.11 Schémas de circulations en vent d'ouest (a) et (b), courant de sortie à Cap Cépet (c) et schémas de circulation en vent d'est-nord-est (d). 95

4.12 Rose des vents modélisés par ARPEGE Météo-France, de février 2016 à mai 2017 et utilisés en forçages externes dans TBAY. Les directions de vent sont divisées en 16 secteurs de 22.5° chacun. Le Mistral est composé de vents de direction ouest-nord-ouest dont trois directions principales : d12, d13 et d14 de 258.75° à 326.25°. Le vent d'Est est composé de deux directions principales : d3 et d4 de 56.25° à 101.25°. 98

4.13 À gauche (a,c,e) sont des moyennes des courants de surface suivant les conditions de vent (m.s^{-1}). À droite, (b,d,f) sont les écarts-types à ces moyennes (m.s^{-1}). En haut, (a,b) correspondent à ces cas de Mistral d'intensité moyenne (6 - 10 m.s^{-1}), au milieu (c,d) pour un Mistral de forte intensité (10 - 24 m.s^{-1}) et en bas, (e, f) un vent d'Est (6 - 24 m.s^{-1}). Les positions des ADCPs sont indiquées par des points au Cap Cépet (noir) et au Cap Carqueiranne (rouge) et la ligne rouge indique la localisation d'une coupe verticale. 99

4.14 À gauche, (a,c,e) sont des vitesses méridiennes moyennes selon différentes caractéristiques de vent (images composites) sur une coupe verticale entre Cap Cépet et Cap Carqueiranne (section en rouge dans Fig. 2.5B). Par convention, les vitesses positives vont du Sud au Nord. À droite, (b,d,f) sont les écarts-types à la moyenne de ces vitesses méridiennes. En haut, (a,b) correspondent à un vent Mistral d'intensité moyenne (6 - 10 m.s^{-1}), au milieu (c,d) à un Mistral de forte intensité (10 - 24 m.s^{-1}) et en bas (e, f) à un vent d'Est (6 - 24 m.s^{-1}). Les flèches noires indiquent les localisations des ADCPs. 101

4.15 Exemples de vitesses de surface (m.s^{-1}) pour les 4 schémas de circulation :
a) ACP pendant un épisode de Mistral moyen le 5 avril 2017, b) CP pendant un épisode de vent d'Est le 13 février 2017, c) BLP pendant un épisode de Mistral fort le 6 février 2017,
d) IP pendant un épisode de vent d'Est le 5 mars 2017. La ligne rouge indique la localisation de la section verticale utilisée pour les images composites. Les positions des ADCPs sont indiquées par des points au Cap Cépet (noir) et au Cap Carqueiranne (rouge). 104

4.16 Roses des courants (m.s^{-1}) enregistrés à partir des ADCPs pour les sites Cépet (à gauche), et Carqueiranne (à droite) (par convention, la direction indiquée est la direction vers laquelle se dirige le courant). (a,c) : courants de surface et (b,d) : courants de fond. 105

4.17 (a) Intensité du vent (m.s^{-1}) et direction à partir des données ARPEGE (Météo-France). Diagrammes Hovmöller des intensités des courants enregistrés (m.s^{-1}) et des directions (degrés) aux (b) Cap Cépet et (c) Cap Carqueiranne (cf. Fig. 2.5). Les épisodes de Mistral sont indiqués par des rectangles noirs (M1, M2, M3, M4), les épisodes de vent d'Est par des rectangles rouges (E1, E2). 106

5.1 Distribution de cuivre à la surface de l'eau (nM) en mars 2017 interpolée à partir des valeurs observées en mars 2017. Les localisations des 3 sources de contaminants modélisées dans TBAY sont : le port civil de Toulon (source 1), le port civil de la Seyne-sur-Mer (source 2) et le port civil de Saint-Mandrier (source 3). Les points o représentent les valeurs observées en mars 2017. 111

5.2 Rose des vents correspondant aux forçages de vent issus de ARPEGE, Meteo-France, de février 2016 à mai 2017 (m.s^{-1}). Les directions sont divisées en 16 secteurs de 22.5° chacun. Les directions de vent choisies pour nos simulations sont indiquées par un secteur bleu (Mistral) et un secteur rouge (vent d'Est). Les directions privilégiées de Mistral dans la période sont d12, d13, d14 (258.75° à 326.25°), tandis que les celles de vent d'Est sont d3 et d4 (56.25° à 101.25°). . . 114

5.3 Intensité et direction du vent (m.s^{-1}) en a) et e), la date de la figure du dessous est indiquée avec la flèche rouge. Concentration de polluants issus des 3 ports civils (sources 1, 2, 3 de la Fig. 2.5) intégrée sur la colonne d'eau (unité.m^{-2}) pour des épisodes de Mistral en conditions de vent réel : intensité moyenne (b) et intensité forte (f). En (c) et (g) vitesse méridienne (m.s^{-1}), perpendiculaire à la section indiquée par un trait noir (vitesse entrante dans la LB en rouge, sortante en bleu). En (d) et (h) distribution des polluants sur cette section (unité.m^{-3}). Le relargage est un relargage test de 10^5 unités/5s. 116

5.4 Idem que 5.3 pour des épisodes de vent d'Est en conditions de vent réel : avec intrusion dans la LB (b) et sans intrusion dans la LB (f). 117

5.5 Enveloppe de polluants de 10 unités/m^2 pour des vents constants d'intensité 8 m.s^{-1} (a) et 16 m.s^{-1} (b) et de directions allant de 247.5° à 360° (Mistral). L'enveloppe grise correspond à une enveloppe globale de toutes les directions. La concentration de polluants est intégrée sur la colonne d'eau (échelle logarithmique, unité/m^2). Les sources sont issues des 3 ports civils (sources 1, 2, 3 de la Fig. 2.5) et le relargage est un relargage de 10^5 unités/5s. 120

5.6 Idem que 5.5 pour des directions allant de 45° à 180° (vent d'Est). 121

5.7 À gauche (A1, B1, C1, D1), cas de test de relargage de polluants pour les 3 sources source 1, source 2, source 3. Intégration des concentration de traceurs sur la colonne d'eau, échelle logarithmique (nmol/m^2). A droite, (A2, B2, C2, D2), profondeur pour laquelle la concentration de traceur est maximum (m). Plusieurs conditions de vent constant sont simulées : Mistral moyen (A), Mistral fort (B), vent d'Est avec intrusion du CN (C) et vent d'Est sans intrusion du CN (D). . . 123
5.8 Évolution temporelle de la distribution de Cuivre en surface (nmol l^{-1}) pendant une simulation d'un an de la configuration TBAY, dans 3 sites d'études indiqués Fig. 2.5. Intensité du vent (m.s^{-1}) pour les épisodes d'intensité moyenne et forte : les cercles noirs pour les épisodes de Mistral, cercles gris pour les épisodes de vent d'Est. 125
5.9 Intégration des concentration de traceurs sur la colonne d'eau, échelle logarithmique (nmol/m^2), avec approximation hydrostatique (a) et en non hydrostatique (b), le 12 novembre 2013. Relargage de polluants pour les 3 sources : source 1, source 2, source 3 depuis 3 jours. 127
5.10 Intégration des concentration de traceurs sur la colonne d'eau, échelle logarithmique (nmol/m^2), avec approximation hydrostatique (a) et en non hydrostatique (b), le 15 novembre 2013. Relargage de polluants pour les 3 sources : source 1, source 2, source 3 depuis 6 jours. 128

Liste des tableaux

4.1 Périodes des données présentées. 97

5.1 Estimation des taux de relargages de cuivre aux trois sources ponctuelles indentifiées dans la Rade de Toulon. Nboats est le nombre de mouillages par port et Cu est la quantité de cuivre relarguée par pas de temps (nmol/5s) 113

5.2 Jeu de cas de test avec vent réel en période de Mistral 115

5.3 Jeu de cas de test avec vent réel en période de vent d'Est 115

Annexe A

Impact of wind-driven circulation on contaminant dispersion in a semi-enclosed bay

Estuarine, Coastal and Shelf Science 233 (2020) 106529

Contents lists available at ScienceDirect

Estuarine, Coastal and Shelf Science

journal homepage: http://www.elsevier.com/locate/ecss

Impact of wind-driven circulation on contaminant dispersion in a semi-enclosed bay

Camille Mazoyer [a,b,*], Heleen Vanneste [a], Christiane Dufresne [c], Yann Ourmières [a], Marcello G. Magaldi [d,e], Anne Molcard [a]

[a] Univ Toulon, Aix Marseille Univ., CNRS/INSU, IRD, MIO UM 110, Mediterranean Institute of Oceanography, La Garde, France
[b] Université de Toulon, IMATH, EA 2134, Avenue de l'Université, 83957, La Garde, France
[c] Institut des Sciences de la mer, Université du Québec à Rimouski, 310 allée des Ursulines, C.P., 3300, Rimouski, Québec, G5L 3A1, Canada
[d] Istituto di Scienze Marine, S.S. di La Spezia, Consiglio Nazionale delle Ricerche, Forte Santa Teresa, Pozzuolo di Lerici (SP), I-19032, Italy
[e] Department of Earth and Planetary Sciences, The Johns Hopkins University, Olin Hall, 34th and North Charles Streets, Baltimore, MD 21218, USA

ARTICLE INFO

Keywords:
Semi-enclosed bay
Wind-driven circulation
Contaminant dispersion
MITgcm
Toulon Bay

ABSTRACT

Mediterranean semi-enclosed bays are often exposed to high levels of contaminants originating from anthropogenic activities in the bay. To assess their fate and impact on the environment, it is essential to investigate coastal circulation regimes which may play an important role in the dispersion of contaminants across the bay and beyond. In this study, a high resolution coupled hydrodynamic - passive tracer model was combined with ADCP observations, to identify major circulation patterns and associated dissolved contaminant dispersion pathways in the contaminated semi-enclosed bay of Toulon (South of France, NW Mediterranean Sea). Two dominant circulation patterns and two derived ones could be identified, driven by winds (Mistral and easterly winds) and offshore water intrusions. Medium to strong Mistral events (> 6 m s^{-1}) with a WNW direction cause a bi-layer pattern with surface waters flowing out of the bay and marine waters entering at depth. Less frequently, west Mistral winds of medium to strong strength (> 6 m s^{-1}) may generate an anticyclonic circulation. During easterly wind conditions (> 6 m s^{-1}), an inward flow can be observed which is sometimes reinforced by offshore water intrusions, probably from the local boundary current, the Northern Current (NC). Furthermore, dissolved contaminant dispersion pathways were simulated under typical wind forcing conditions with three point sources of copper (Cu) that were identified based on surface Cu observations. While most of the WNW Mistral wind events transport dissolved copper plumes across and out of the bay, contaminant dispersion can remain confined to the bay under certain west mistral conditions. Conversely, during easterly wind events, contaminants are exiting the bay as a narrow vein along the Saint-Mandrier peninsula, before probably converging on the NC offshore. Accordingly, this study demonstrates the important impact of hydrodynamic-driven processes on the dispersion of contaminants within a semi-enclosed bay.

1. Introduction

Today, marine coastal areas suffer from an extremely high anthropogenic pressure, which is the result of a continuous development of human activities in these areas for centuries. These activities have lead to pollution hot spots, endangering the water quality of ports, beaches, aquaculture zones and marine protected areas, challenging local governments to find a balance between economical and environmental interests. To this end, Toulon Bay (South of France, NW Mediterranean Sea) is an area of interest as it is a semi-enclosed bay harbouring the largest French naval base while located at less than 20 km from the Marine National Park of Port-Cros (Fig. 1). The core of this marine protected area includes two islands within the Hyeres Bay, namely Porquerolles and Port-Cros Islands. The surrounding waters, hosting a unique marine ecosystem, are highly monitored to maintain its quality, protect its biodiversity and promote a sustainable development of tourism and local communities. Its proximity to the highly industrialised Toulon city requires a better understanding of contaminant distribution within the bay and its surroundings, to assess its potential impact on the water quality of the national park. The long history of naval, industrial

* Corresponding author. Univ Toulon, Aix Marseille Univ., CNRS/INSU, IRD, MIO UM 110, Mediterranean Institute of Oceanography, La Garde, France.
E-mail address: camille.mazoyer@mio.osupytheas.fr (C. Mazoyer).

https://doi.org/10.1016/j.ecss.2019.106529
Received 14 October 2018; Received in revised form 25 November 2019; Accepted 4 December 2019
Available online 15 December 2019
0272-7714/© 2019 Published by Elsevier Ltd.

and commercial activities in the Toulon Bay has important environmental consequences for the bay. High concentrations of trace metals (e.g. lead, copper, zinc, …) have been measured in sediments (Tessier et al., 2011; Pougnet et al., 2014) and surface waters (Dang et al., 2015; Jean et al., 2012; Coclet et al., 2018). For both matrices, the contamination is the strongest in the enclosed north-western part of the bay (i.e. the small Bay (SB)) where surface sediments contain up to ca. 1000 times more mercury compared to background values, while up to 80, 40 and 31 times more copper, zinc and lead, respectively (Tessier et al., 2011). Surface waters on the other hand, are ca. 40 and 70-fold enriched in respectively dissolved lead and copper (Coclet et al., 2018), compared to trace metal concentrations observed in the open Mediterranean Sea (Tovar-Sanchez et al., 2014). While Toulon Bay might be considered as one of the most polluted marine areas of the northern Mediterranean Sea (Tessier et al., 2011), contamination might be exported to offshore waters through hydrodynamic processes and reach sensitive areas as the Marine National Park of Port-Cros.

Very few studies have focused on the hydrodynamic processes within the Toulon Bay. Millot et al. (1981) and Tine (1981) were the first to use current profiler data to quantify water exchanges through the channel between the small (SB) and the large bay (LB), while Duffa et al. (2011), Dufresne et al. (2014) and Dufresne et al. (2018) recently constructed a hydro-sedimentary model of the Toulon Bay, to create a post-accidental management tool in the event of radionuclide releases to the environment. These studies showed that the circulation is strongly dependent on wind conditions, causing for instance reversals in the water column in the channel connecting the SB with the LB (Dufresne et al., 2014). While these studies focused on the quantification of the exchanges between the SB and the LB, here we investigate the circulation in the LB under various wind conditions and the resulting exchanges with offshore waters.

The aim of this study is two-fold. The first objective is to identify dominant circulation patterns inside the bay, using an ocean circulation model (MITgcm) and ADCP observations in the Toulon Bay. The second objective is to investigate contaminant transport, by defining dispersion patterns and assess the potential impact on key areas within the bay and beyond.

After a description of the studied site, the model configuration and in situ observations, we describe the wind-driven circulation within the bay. An analysis of the contaminant distribution as observed in March

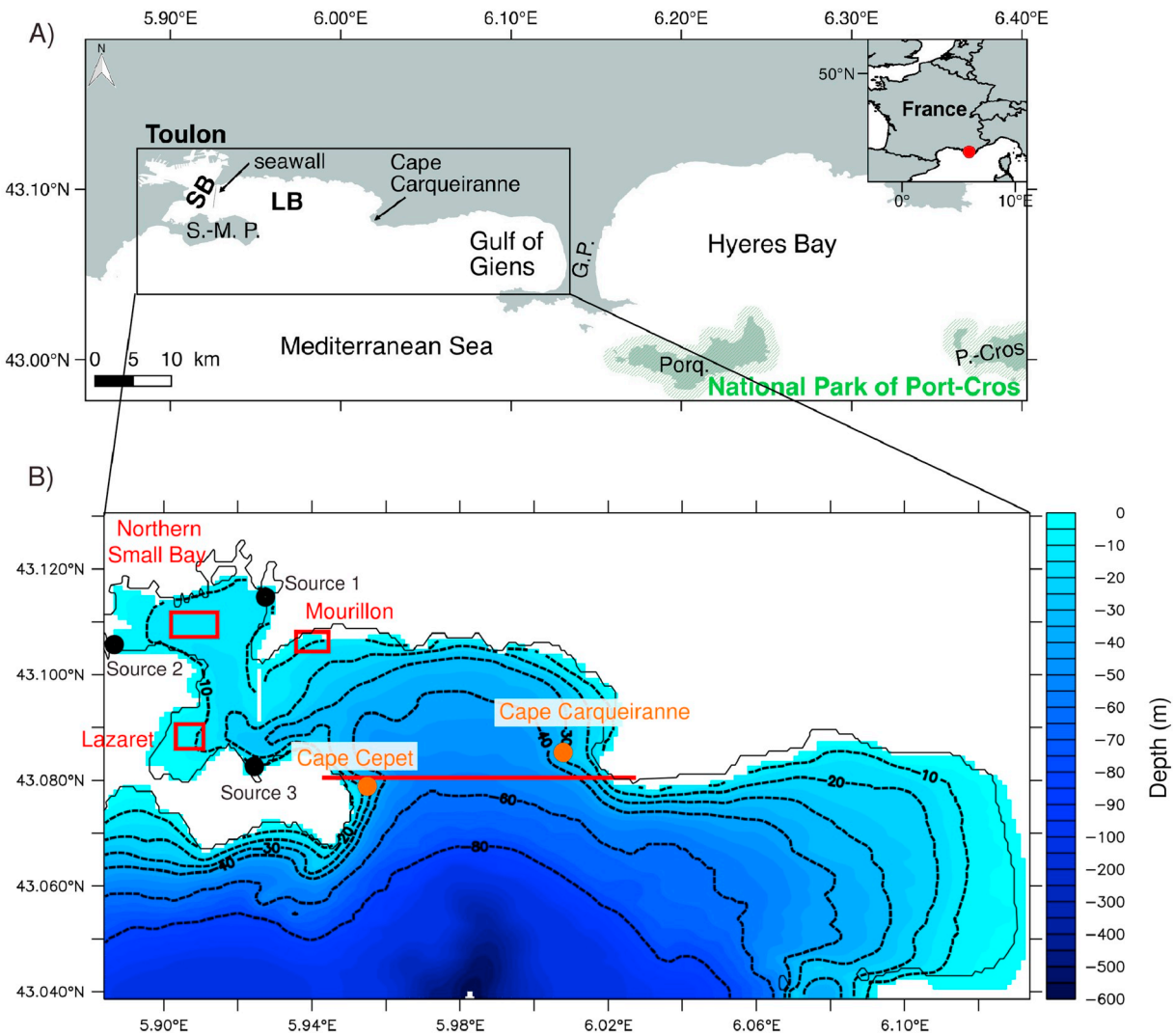

Fig. 1. A) Map of Toulon Bay and its surrounding area (SB: small bay, LB: large bay, S.-M. P.: Saint-Mandrier peninsula, G. P.: Giens peninsula, Porq.:Porquerolles, P.-Cros: Port-Cros). The black box indicates the geographical extent of the model domain of TBAY100. B) Zoom of Toulon Bay with bathymetry (m). The white line between the SB and the LB indicates the impervious seawall on the whole water column. Orange dots indicate ADCP locations: Cape Cepet and Carqueiranne. The red line indicates the position of the vertical cross-section presented in Figs. 6 and 8. Black dots indicate the positions of the three contaminant sources: Toulon civil port (source 1), la Seyne-sur-Mer civil port (source 2), and Saint-Mandrier civil port (source 3). Red boxes: locations for which temporal contaminant dispersion is discussed in section 4.0.2. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

2017 is discussed and the model is used as a tool to simulate the dispersion of dissolved contaminants based on wind conditions.

2. Material and methods

2.1. Study area

The water circulation of the southeast French Mediterranean coast, is characterized by a strong geostrophic boundary current flowing along the North Western Mediterranean Sea coast counter-clockwise, the Northern Current (NC). This current has been largely studied especially focusing on its behaviour upstream in the Ligurian basin (Taupier-Letage and Millot, 1986; Alberola et al., 1995a; Sammari et al., 1995; Bethoux et al., 1982), downstream at the eastern side of the Gulf of Lion (Alberola and Millot, 2003; Conan and Millot, 1995; Flexas et al., 2002), and along its shelf (Auclair et al., 2001; Petrenko, 2003; Rubio et al., 2009; Lapouyade and Durrieu de madron, 2001). However few studies on the NC circulation were conducted in the Var region, which can be seen as an area of transition (Ourmières et al., 2011; Guihou et al., 2013; Declerck et al., 2016). These studies showed that in this area the NC has a meso and sub-mesoscale activity which can create exchanges between the shelves and offshore waters. For instance Declerck et al. (2016) modelled intrusions into the Hyeres Bay, nearby the Toulon Bay. They showed that the NC, through meanders and vortices dynamics, can either act as a barrier or favour in- and offshore water mixing into semi-enclosed bays as Hyeres Bay. Here, we will focus on the Toulon Bay, analyze its inner wind-driven circulation and the possible offshore water intrusions that may be driven by the Northern Current that flows off the bay.

Toulon Bay is a shallow semi-closed area (about 10 km × 15 km), divided into two bays, separated by a seawall of 1.4 km long modelled impervious on the whole water column: a small bay (SB; ≈ 10 km^2) which hosts mostly all the anthropogenic activities and a large bay (LB; ≈ 42 km^2) connected to the offshore sea (Fig. 1). The LB is delimited by Cape Carqueiranne to the east, and by the Saint-Mandrier peninsula to the west. At the south of the LB, the bathymetry is very steep with a canyon of ca. 600 m deep.

Since there is no significant tide motion (tidal amplitude of approximately 20 cm) (Millot et al., 1981; Alberola et al., 1995b) in the Toulon Bay, its circulation is supposed to be mostly wind-driven with possible boundary current intrusions. The wind forcing has an important spatial and temporal variability with strong events (Millot et al., 1981; Dufresne et al., 2014). Three wind situations can be distinguished: Mistral, easterly wind and calm weather. Toulon is surrounded by mountains that deflect these winds: the Mistral blows from the west/north-west, especially in winter and spring. It is a cold, dry and strong wind unlike the easterly wind (from north-east to south-east) that usually brings clouds, rain and waves.

2.2. Model description

The M.I.T General Circulation Model (MITgcm) is a primitive equation ocean circulation model (Marshall et al., 1997). It is a z-coordinate finite-volume model that solves the incompressible Navier-Stokes equations under Boussinesq approximation, on an Arakawa-C grid. In this model, the free surface equation is based on a pressure correction method. For this study, we use the hydrostatic approximation. The time scheme is a quasi second order Adams Bashford and the horizontal advection scheme is the third-order DST (direct spacetime) flux limiter. The horizontal subgrid-scale mixing is parametrised with the biharmonic Leith viscosity (see Leith, 1968, 1996). Vertical background viscosity is set with $Az = 10^{-5}$ m^2 s^{-1}, a standard value. We use the turbulent closure scheme K-profile parameterisation (KPP) from Large et al. (1994), to model vertical sub-grid scale mixing. For atmospheric forcing, we use the bulk formulation from Large and Yeager (2004), and open boundary conditions are prescribed and relaxed by a sponge layer. Free-slip boundary conditions are applied at the bottom and on the lateral boundaries.

2.3. MITgcm high-resolution configuration TBAY100

The Toulon Bay domain spans a longitudinal range from 5.88 ° to 6.13 °E and a latitudinal range from 43.04 ° to 43.13 °N (Fig. 1). The horizontal mesh has 200 × 100 grid points with 100 m resolution. There are 75 depth levels with a 50 cm minimum layer thickness at the surface, increasing to about 30 m near the seabed. Minimum depth is 3 m and maximum depth is 602 m in the canyon at the south boundary (Fig. 1). The timestep is 5 s. Outputs are saved every hour to catch most of the dynamics variability. The TBAY100 configuration has two open boundaries (south and west) and is forced with a NEMO-based configuration (Declerck et al., 2016) which is a 1/192° configuration of the Var coast (hereafter NIDOR192), including the Hyeres Bay and the "Îles d'Or" islands (i.e. Porquerolles, Port-Cros and Levant; Fig. 1). Indeed, TBAY100 is the third level of nested coarser models (GLAZUR64, NIDOR192). GLAZUR64 and NIDOR192 have been validated during previous studies (Ourmières et al., 2011; Guihou et al., 2013). The rigorous downscaling set-up guarantees good confidence in the last and highest resolution configuration TBAY100. The horizontal velocities and mass fields open boundary conditions are uploaded daily. The operational global model ARPEGE from Meteo-France is used as atmospheric forcing: it has a 1/10° spatial resolution (about 9.5 km at our latitude) and a 3 h temporal resolution.

The starting date is the 1st of February 2016, after a 1 month simulation (spin-up evaluated to 15 days). Initial conditions are computed from NIDOR192 output.

2.4. MITgcm ptracers package

We used in this study the *ptracers* package from the MITgcm model. This is a passive tracer package, in which the dissolved tracers do not affect actively the physics of the ocean as they do not affect the water density. Tracers are initialized with precise quantities (for details see Section 4), and are released every time step.

2.5. ADCP

Horizontal velocity data from Acoustic Doppler Current Profilers (ADCP, 600 kHz, RDInstruments) were also used. Sampling frequency was 10 min. Two ADCPs were moored in the south of the LB between January 2012 and April 2012 (see Fig. 1B). Their location were chosen to measure the exchanges between the LB and offshore. ADCP 1 was located near Cape Cepet and ADCP 2 was located near Cape Carqueiranne. The ADCPs were bottom-moored at 32 m, and 29 m respectively. The water column was divided into 35 1-m thick bins with the first bin at 2 m above the bottom.

2.6. Diagnostics - composite pictures

Previous studies on the area (Millot et al., 1981; Dufresne et al., 2014) concluded that atmospheric forcings strongly influence hydrodynamics into the Toulon Bay. Strong weather conditions cause highly variable currents (due to various processes such as offshore swell, wind gusts, …) combined with offshore waters intrusions and temporal reversals. The wind rose depicted in Fig. 2 is computed from the Meteo-France ARPEGE model dataset and used as external atmospheric forcings for the oceanic model (TBAY100). Two major wind regimes can be defined accordingly:

1. A medium to strong Mistral (258.75°–326.25°): a west to north-west wind with an intensity between 6 and 24 m s^{-1} (24.9% of the time);

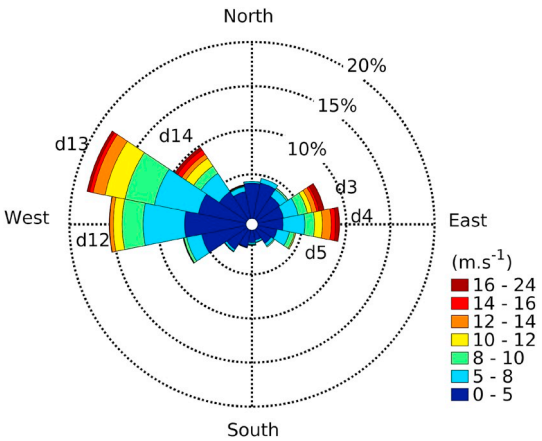

Fig. 2. Windrose for winds used as external forcings from Meteo-France ARPEGE model, from February 2016 to May 2017. Directions are divided into 16 slices of 22.5° each. Mistral wind is composed of west-northwest winds with three main directions: d12, d13, d14 from 258.75° to 326.25°. Easterly wind is composed of east-northeast winds with three main directions: d3, d4 and d5 from 56.25° to 123.75°. Note the windrose shows the direction from where the wind blows.

2. A medium to strong easterly wind (56.25°–101.25°): a south-east to a north-east wind with an intensity between 6 and 24 m s^{-1} (9% of the time);

When the wind intensity is lower than 6 m s^{-1}, we consider to be under calm conditions (i.e. no wind). The circulation within the bay is therefore analyzed for each wind condition. We averaged the horizontal velocity fields associated with the specific wind regime, for the surface layer (0–5 m) and across the capes section (red line on Fig. 1) defining the LB limit. These composite pictures are a powerful tool to highlight an average circulation and its variability under specific conditions.

2.7. Datasets

Table 1 gives an overview of all data presented, and their date ranges. As one of our main goal is to study contaminant dispersion, we have decided to simulate the year 2016–2017 to coincide with dissolved copper observations available for March 2017. Simulations are validated by a comparison with ADCP observations obtained in 2012 (see section 2.5). In order to focus on the wind-driven circulation, the velocities simulated by the model and measured by the ADCP have been filtered. Data have been processed with the PL66 filter (Limeburner et al., 1985), in order to filter all motions under 25 h, including inertial oscillations, diurnal and semidiurnal tidal constituents and eigen motions.

In the next sections, we will first identify the main circulation patterns induced by regional wind characteristics and provide a quantitative validation using ADCP observations. Subsequently, results of 2 days simulations with idealized wind conditions will be presented showing the principal contaminant dispersion pathways in the Toulon Bay. These simulations benefit from the 1-month spin-up of the longer simulation TBAY100-PHYS. Eventually, the TBAY100-TRAC 14-month simulation will allow the assessment of long-term temporal variability in contaminant dispersion, by running a continuous contaminant release from 3 sources representing the main civil ports in the SB (black dots on Fig. 1B).

Table 1
The data ranges of the presented data.

Data (observations or simulations)	Dates
ADCP Cepet	January–April 2012
ADCP Carqueiranne	January–April 2012
Seawater samples	20 March 2017
Simulation TBAY100-PHYS (physics)	February 2016–April 2017
Simulation TBAY100-TRAC (tracers)	February 2016–March 2017
Idealized simulations	/

3. Circulation regimes

3.1. Surface composite pictures

Composite pictures of surface currents (0–5 m) for Mistral and easterly wind, obtained with model results, show opposite current directions induced by the two wind regimes (Fig. 3a,c). Overall, Mistral drags the surface water southeastwards (Fig. 3a) enhancing the surface current intensity near Cape Cepet and Cape Carqueiranne, whereas easterly wind pushes it towards the north-west (Fig. 3c). While Mistral events drive the surface circulation across the entire bay, the influence of easterly wind in the LB is limited (indicated by the small arrows on Fig. 3c).

However in the southern part of the model domain, current intensities are higher and have a stronger gradient compared to Mistral conditions. This may be due to intrusions of offshore waters that amplify the local wind-driven current. To evaluate the relative importance of these intrusions, we computed a transport index across two transects (Fig. 3c and d), inspired from the method used by Barrier et al. (2016) for the quantification of intrusions in the Gulf of Lion. While T1 (Fig. 4) allows us to trace the occurrence of surface offshore water intrusions near the southern boundary of the model domain, T2 identifies water intrusions in the LB. The northward meridional current velocity was used to calculate the positive transport T^+ across each transect over the surface (2–10 m depth to focus on the core of the water intrusions). The transect locations were chosen where the current intensities are large combined with a standard deviation greater than 0.1 m s^{-1} for T1 and 0.05 m s^{-1} for T2 (Fig. 3c and d). The T1 transect ends westward at the canyon location which is a natural bathymetric guidance of offshore water intrusions. Transport is normalised by its temporal mean $< T^+ >$:

$$I(t) = \frac{T(t)^+}{< T^+ >} \quad (1)$$

We consider intrusions to occur when index $I(t) \geq 1$, i.e. when the cross-section positive transport exceeds its mean. Fig. 4 represents the time evolution between February 2016 and April 2017 of the wind (a), T1 (b) and T2(c). As expected, most (94%) of the easterly wind episodes (grey boxes) are associated with T1 intrusions. More than 13 periods reveal strong intrusions with a high T1 index (up to 6–7).

Hence, during medium to strong easterly wind periods, offshore surface waters are pushed toward the LB, bending in a cyclonic circulation at the bay entrance. Whether or not the offshore waters enter the bay can be evaluated by the T2 index. During three episodes (episodes 1, 2 and 6 in Fig. 4), a T2 index higher than 3 highlights the presence of an intrusion within the LB. At other times (episodes 3,4 and 5), the T2 index remains below the index value 3, indicating that the current mainly bypasses the LB. T2 intrusions have been estimated to occur in the LB 78% of the time during easterly wind episodes.

To evaluate the influence of the wind on the intrusion into the LB, a scatter plot in Fig. 5 was used to represent the T1 and T2 indexes according to the wind intensity and direction.

Very high values of T1 occur 16% of the time for ENE strong winds (all points circled by the black line in Fig. 5) corresponding to a non intrusion circulation (T2 small), while high values of T2 (and T1 larger than 1) occur with medium (around 8 m s^{-1}) northeasterly wind (90–120°) (all points circled by the red line in Fig. 5b). The wind direction combined with its intensity seem to be the main forcings, triggering intrusions of offshore water into the LB. The remaining 6% corresponds to situations without intrusions near the southern boundary nor into the LB.

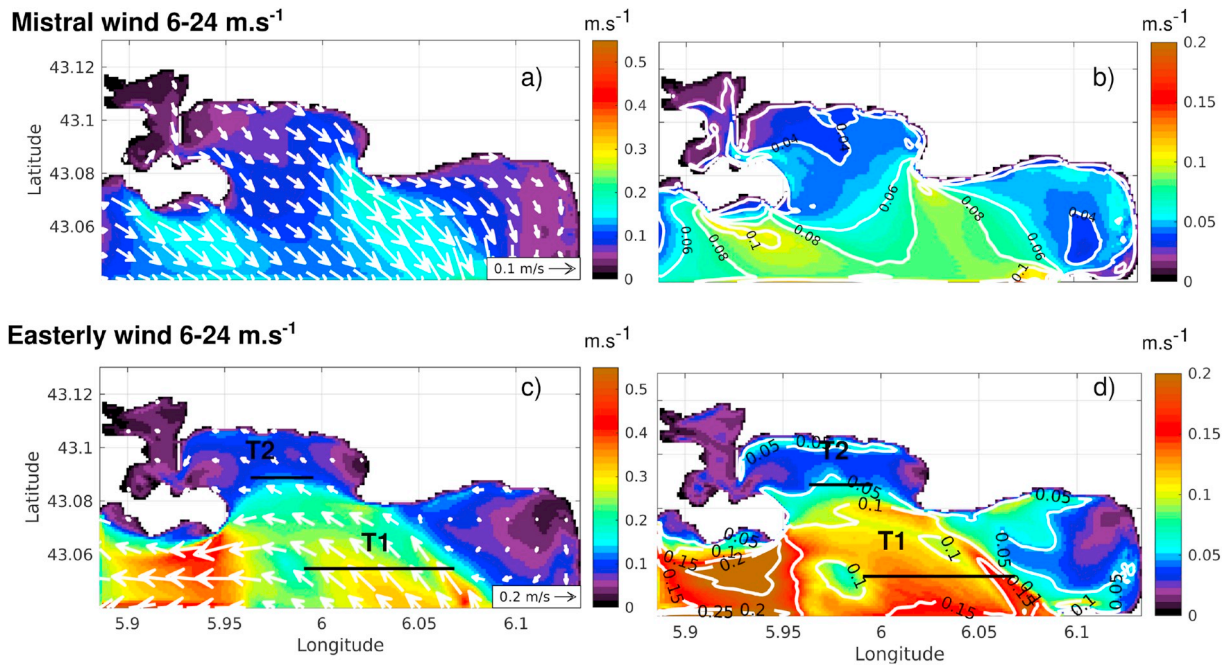

Fig. 3. Left panels (a,c) are composite pictures of surface currents (m s^{-1}). Right panels (b,d) are standard deviations of surface currents for the composite pictures (m s^{-1}). Top panels (a,b) are for medium to strong Mistral (6–24 m s^{-1}), bottom panels (c,d) are for medium to strong easterly wind (6–24 m s^{-1}). The black lines T1,T2 are the cross-sections for the meridional transport estimations.

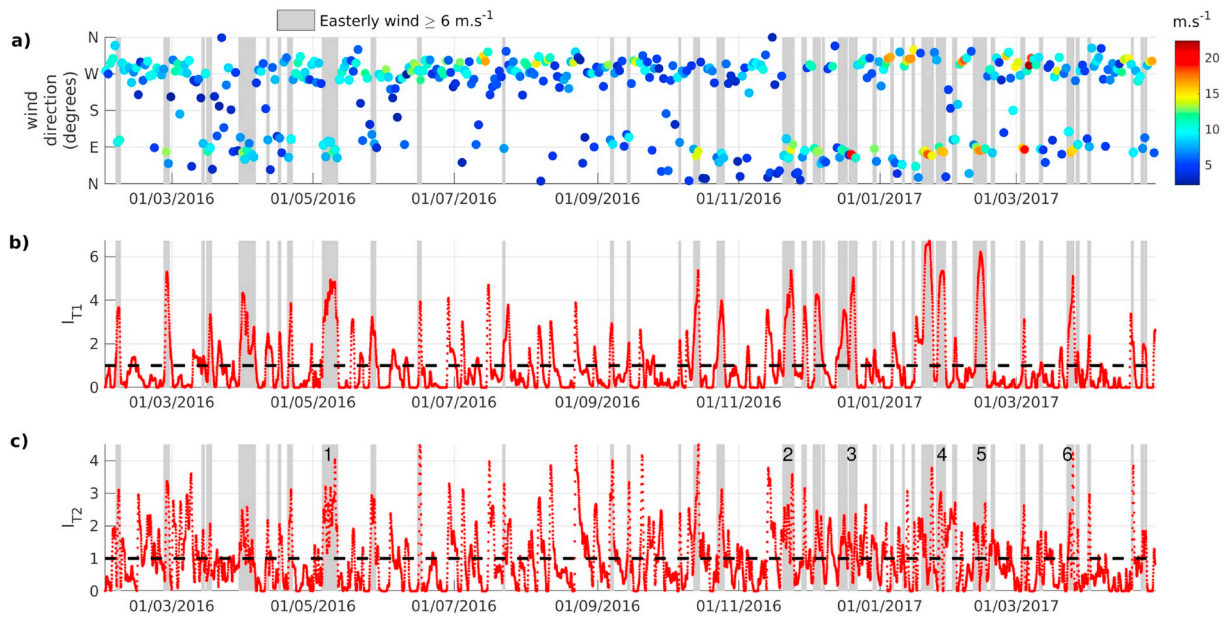

Fig. 4. Model results during February 2016–April 2017 period including (a) wind intensity (m s^{-1}) and direction (from which the wind blew) from Meteo-France ARPEGE model; (b) index intrusion for transect T1; (c) index intrusion for transect T2. Locations of T1 and T2 transects are black lines in Fig. 3. Grey boxes are medium to strong easterly wind periods. The horizontal dotted line corresponds to the detection threshold of intrusions.

3.2. Cross-section composite pictures

After having investigated surface circulation, this section aims at studying the circulation at depth. To study the impact of wind conditions on the entire water column, circulation has been studied along a vertical cross-section between Cape Cepet and Cape Carqueiranne (red line in Fig. 1B).

For a medium to strong Mistral wind (6–24 m s^{-1}), results show a bi-layer circulation into the bay (Fig. 6a), as it was shown for certain time periods by Duffa et al. (2011). We clearly see here that the surface layer flows southward (blue) towards the open sea with a maximum mean value of 0.18 m s^{-1} near Cape Carqueiranne, whereas an incoming flow enters (red) the LB at the bottom of the water column (10–40 m). The average inversion depth is at ca. 10 m depth at the center of the channel, and it can deepen for strong winds.

In order to evaluate the occurrence of the bi-layer circulation, the meridional velocities were integrated at the surface (0–10 m) (blue box in Fig. 8a) and below the inversion depth (20–40 m) (red box in Fig. 8a) in order to avoid its variability. Results show that the bi-layer pattern, defined by an inward surface flux, and outward deep flux, and according

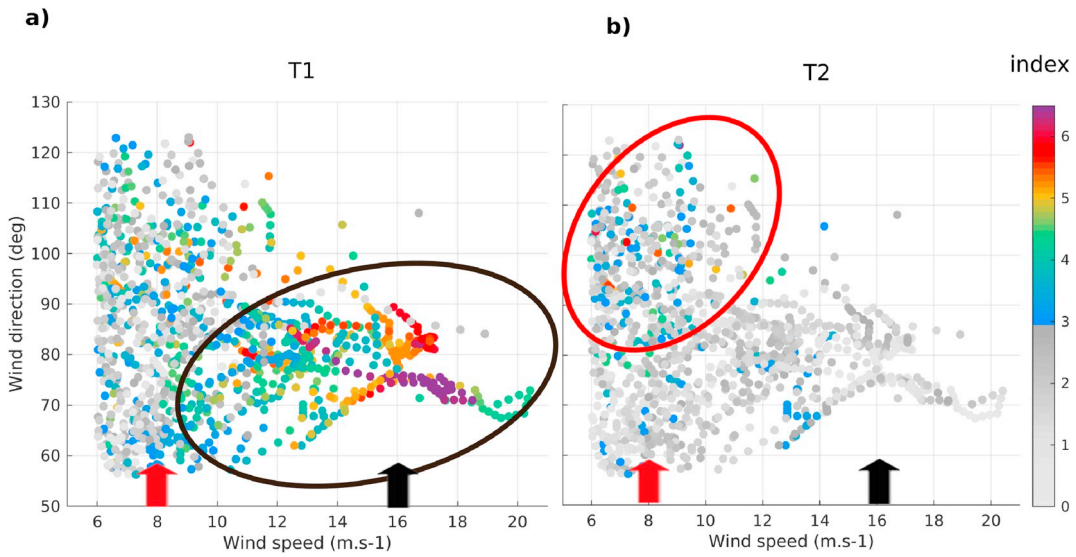

Fig. 5. Scatter plot of wind speed (m s^{-1}) versus wind direction (deg). The colorbar indicates the value of T1 index (a) or T2 index (b). Red circle corresponds to winds with an entrance in the domain and in the LB. Black circle corresponds to winds with an entrance in the domain but no entrance in the LB. Red arrow corresponds to a wind of 8 m s^{-1} and black arrow corresponds to a wind of 16 m s^{-1}. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

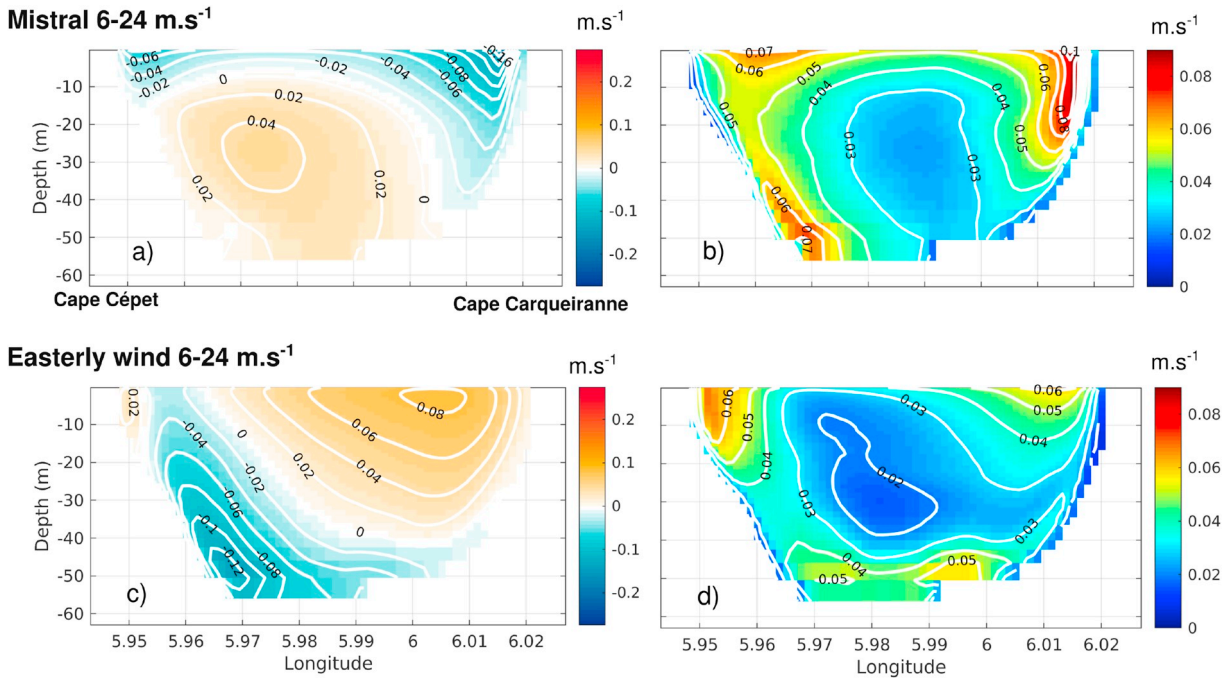

Fig. 6. Left panels (a,c) are composite pictures of meridional velocity on a vertical cross-section between Cape Cepet and Cape Carqueiranne (red line in Fig. 1B). Right panels (b,d) are standard deviations of the meridional velocities for the composite pictures. Top panels (a,b) are for medium to strong intensity Mistral (6–24 m s^{-1}), bottom panels (c, d) are for medium to strong easterly wind (6–24 m s^{-1}). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

to our criteria, occurs for 81% of the Mistral events. The standard deviation on the outcoming current along Cape Carqueiranne (Fig. 6b) suggests that velocity variations are more important in this outflow compared to Cape Cepet. A bathymetric effect is a probable explanation for this current acceleration near this cape induced by stronger wind. Overall the standard deviation of the meridional current across the vertical section has the same order of magnitude of the current itself. This can suggest that the bi-layer system may not be the only possible scheme.

The transport across this section (Fig. 7b) for all the events corresponding to the Mistral regime, is globally in the direction of the wind near the capes and upwind in the middle of the section. The same observation was first shown for an idealized long narrow lake by Csanady (1973), where the transport is downwind in shallow parts of the lake and upwind in deeper parts. This observation has also been made in the Gulf of Trieste a Mediterranean semi-enclosed basin (Malačič et al., 2012), in coastal lagoons (Fiandrino et al., 2017) and in a shallow estuarine lake (Schoen et al., 2014) for wind-driven circulation.

The Toulon Bay bi-layer pattern typical of the classic "wind driven channel circulation" is the dominant pattern during Mistral wind

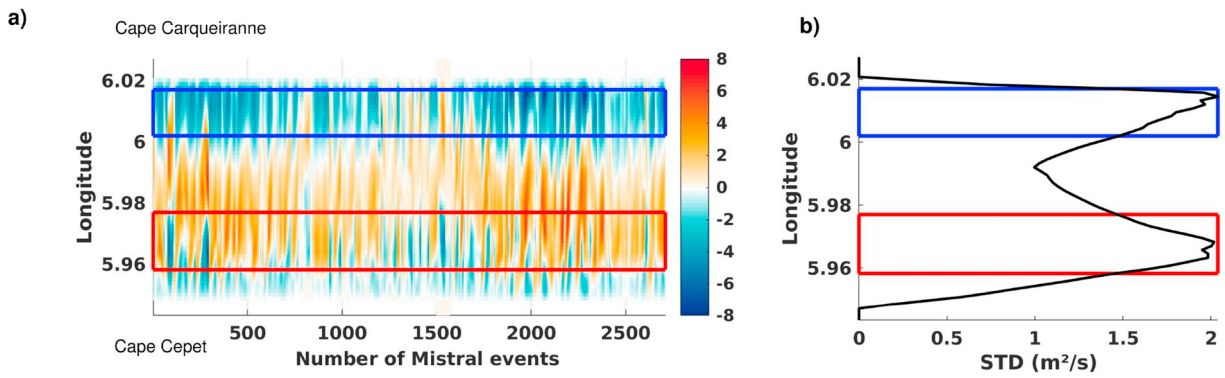

Fig. 7. Left panel (a) is a depth integration of meridional velocity on a cross-section between Cape Cepet and Cape Carqueiranne (red line in Fig. 1B) for a number of Mistral events (6–24 m s^{-1}). Right panel (b) is the standard deviation of the meridional velocity through time. Red and blue boxes are locations where STD ≥ 1.5. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

conditions, occurring 81% of the Mistral-driven circulations. The composite picture resulting in this BLP is depicted in Fig. 8a. The events are selected according to the transport value in the upper/lower layers, imposed negative at the surface and positive at depth (blue/red boxes in the figure).

Looking closer around the capes (boxes in Fig. 7b), the standard deviations of the integrated meridional velocity have very high values, exceeding 1.5 m^2 s^{-1}, revealing inversions of the currents along the capes. In particular, another possible circulation pattern can result from the Mistral wind regime, when the inflow (upwind) at the western Cape Cepet emerges and fills the whole water column. By extracting the remaining events, having an inflow at the western cape, and an outflow at the eastern cape (Fig. 8b, red boxes), an anticyclonic circulation within the LB is revealed during 13% of the Mistral events.

Medium to strong easterly winds (6–24 m s^{-1}) appear to generate an inward flow into the LB on the east side (Fig. 3c), with a core positioned at the surface near Cape Carqueiranne (Fig. 6c). The outflowing current follows the bathymetry at the westside of the cross section, near Cape Cepet, with its core at ca. 50 m depth. A small confined inward current appears to occur at the edge of the cross-section (Cape Cepet), although standard deviations (Fig. 6d) show that its behaviour is very variable. Indeed, this current can also disappear, for instance when the surface current along the entire section enters the LB (not shown). Note that a significant fraction of the surface current bypasses the LB.

The analysis of the composite pictures described above, not only corroborates the previously identified highly variable nature of the hydrodynamics in the Toulon Bay (Duffa et al., 2011; Dufresne et al., 2014), but it also clearly allows to associate circulation patterns with typical wind characteristics.

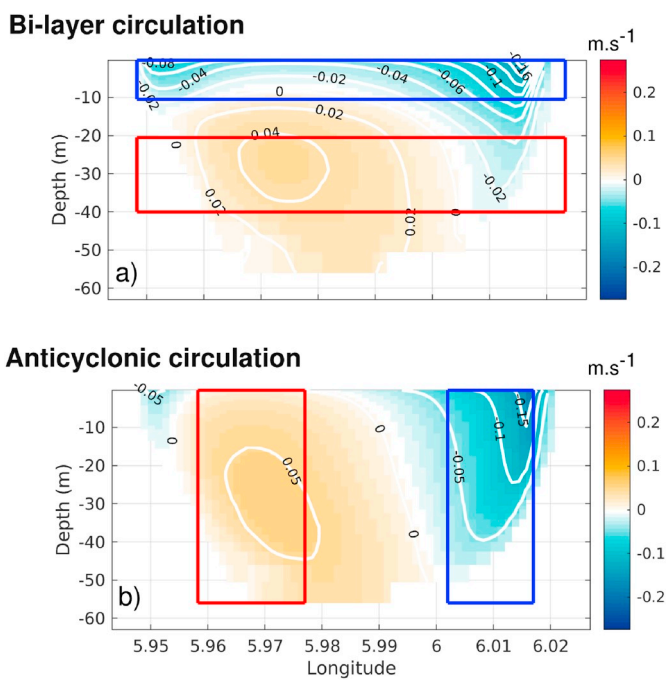

Fig. 8. Composite pictures of meridional velocity on a vertical cross-section between Cape Cepet and Cape Carqueiranne (red line in Fig. 1B). Top panel (a) is for a bi-layer circulation (Mistral 6–24 m s^{-1})), bottom (b) is for an anticyclonic circulation (Mistral 6–24 m s^{-1}). Red and blue boxes are used for transport analysis (red for positive and blue for negative). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

3.3. Main circulation patterns

A qualitative and quantitative analysis of the model results, using the composite pictures described in section 3.1 and 3.2, allows the identification of four distinct circulation patterns, depending on the wind regimes and the offshore water intrusions:

1. The Bi-layer pattern (*BLP*; Fig. 9a): the predominant circulation pattern during medium to strong Mistral events (81%). It occurs mainly with a west-northwest wind, with a median intensity of 8.88 m s^{-1}. It is characterised by a unidirectional surface outflow to the southeast towards the open sea inducing a bottom current entering the Toulon Bay (Fig. 8a). The maximum velocities observed near Cape Carqueiranne are due to a cape effect;
2. The Anticyclonic pattern (*ACP*, a derived circulation from the BLP pattern; Fig. 9b): a barotropic inward flow near Saint-Mandrier peninsula that follows the bathymetry in an anticyclonic way and leaves the LB near Cape Carqueiranne. This circulation pattern occurs for 13% of medium to strong Mistral wind events. It occurs with a west to west-northwest wind, with a median intensity of 8.22 m s^{-1} and mostly during winter periods, meaning that the absence of stratification can play a role for its occurrence. In most cases, a small confined current flows southeastwards along the Saint-Mandrier peninsula (Fig. 8b);
3. The Intrusion pattern (*IP*; Fig. 9c): an inward flow near Cape Carqueiranne, caused by an offshore water intrusion into the LB during easterly wind events (with median intensities of 9.15 m s^{-1}). This pattern has been highlighted by a transport analysis to detect offshore water intrusions into the LB. It has been identified to occur for 78% of the time when easterly winds exceed 6 m s^{-1} and for wind from 80 to 120° most of the time. South of the open boundary line, this circulation pattern has a cyclonic character, probably mainly driven by the along-coast pathway of the NC. These offshore water

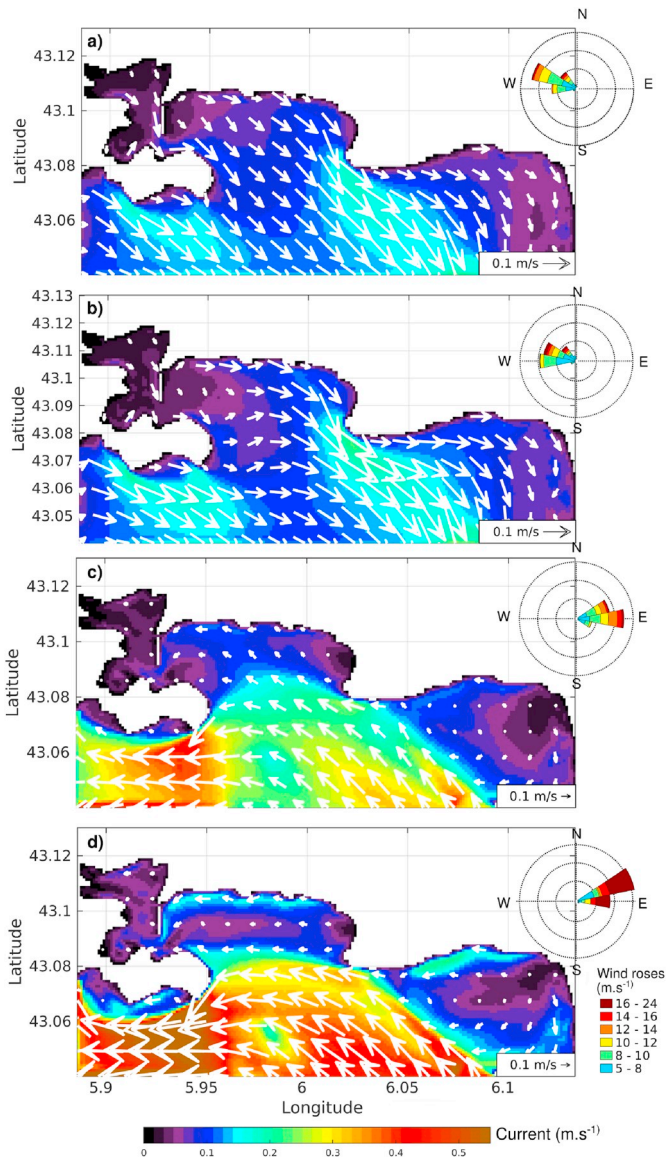

Fig. 9. Composite pictures of surface velocities (m s^{-1}) showing the 4 circulation patterns: a) BLP pattern, b) ACP pattern, c) IP pattern, d) NIP pattern. A wind rose is presented for each pattern.

intrusions depend on the upstream circulation features, and more specifically on whether a NC intrusion into the Hyeres Bay has occurred (Declerck et al., 2016).

4. The Non Intrusion pattern (*NIP*; Fig. 9d): this derivated regime from the IP pattern has also an anti-clockwise circulation south of the open boundary line, induced by medium to strong easterly wind events with a predominant northeast direction (60–90°) with a median intensity of 15.18 m s^{-1}, which is greater than for the IP pattern. It occurs 16% of the time when easterly winds exceed 6 m s^{-1}. This pattern is characterized by strong current intensities located mainly south of the LB and by no water intrusions in the LB.

It is worth mentioning that the criteria used to identify the four distinct circulation patterns can be differently chosen, and may give slightly different percentage of occurrence. However, the four patterns are clearly present in the simulations, and this will be confirmed with the distribution of contaminants (section 4).

3.4. Validation with in-situ observations

The Toulon Bay model TBAY100 is the third level of nested coarser models (GLAZUR, NIDOR) (see section 2.3), with accurate forcings at the southern and western boundaries. Nevertheless, validations with in situ observations is necessary and will emphasise our confidence in the previous results. In situ current observations in such coastal areas are scarse. ADCP data were only available from January to April 2012. The model results are compared to these ADCP observations by sorting and averaging the velocities obtained during the two typical wind conditions of the area. Surface (top 2.5 m) and bottom currents (28 m) resulting composites, computed by the model and recorded by both ADCPs at Cape Carqueiranne and Cepet, are presented in the current rose diagrams in Fig. 10 as average percentages throughout the ADCP deployment period and the total period of the model simulation. The figure is split in 4 boxes: left ones correspond to Cape Cepet ADCP analysis, right ones correspond to Cape Carqueiranne; upper blue boxes correspond to Mistral wind regime, and lower orange ones to easterly wind regime. In each box 4 current roses are designed for the observation, the model, the surface and the bottom.

At Cape Cepet, during medium and strong Mistral winds, (upper left box) surface modelled and observed currents flow towards the same direction, i.e. southeast (Fig. 10a and b), although modelled intensities are stronger (0.35 m s^{-1} versus 0.20 m s^{-1}). At the bottom, current intensities and directions are overall the same, though observations show more variability in direction (Fig. 10c and d). For medium and strong easterly wind events (lower left box), differences appear between modelled and observed surface currents (Fig. 10i and j). While the observations show a north-westwards and south-southeastward flow with a maximum intensity of ca. 0.20 m s^{-1}, modelled currents flow towards the west to southwest at a significant higher velocity. At the bottom, currents have similar directions, flowing towards the south-east, with slightly more intense modelled currents (Fig. 10k and l). A possible explanation for the mismatches between the ADCP and model data (mostly situations in Fig. 10i and j), is the bathymetry approximation in the TBAY100 model, in particular near the capes, where the bathymetry is shallow and steep. We observe in the model outputs that current variability is very important near the Cape Cepet location and that this location is near the area where the current bypasses the LB in the model.

At Cap Carqueiranne, during medium and strong Mistral winds (upper right box), surface currents are stronger than at Cape Cepet and can reach up to 0.25 m s^{-1} during this period (Fig. 10e and f). Surface modelled and observed currents have similar directions and are flowing to the southeast out of the large bay. At the bottom, modelled and observed currents are weaker than at the surface (a maximum of ca. 0.15 m s^{-1}) but they have almost the same directions, i.e. south-southeast for both model and observations (Fig. 10g and h). Accordingly, model and observations are very coherent at Cape Carqueiranne for Mistral conditions both in intensity and direction. During medium and strong easterly wind (lower right box), surface currents flow northwestwards with a maximum intensity of 0.3 m s^{-1} for both model outputs and observations (Fig. 10m and n), which may correspond to an intrusion of offshore waters into the LB. Overall, the observed surface currents at the Cape Carqueiranne location seems to be more responsive to wind, as they appear to be stronger than at Cape Cepet, and are approximately downwind for both wind conditions. Finally, bottom currents during medium and strong easterly wind are weaker compared to the surface currents and have the same maximum intensity of 0.15 m s^{-1} for modelled data and observations. While the observed currents do not have a dominant direction, the modelled currents flow northwestwards and southeastwards (Fig. 10o and p).

To summarize, the model results are coherent with most of the observed velocities direction at the ADCP locations. In terms of intensity, the model overestimates most of the time the occurrence and the intensity. The most important discrepancies appear at the western side of the LB boundary, at Cape Cepet, during easterly wind regimes, in

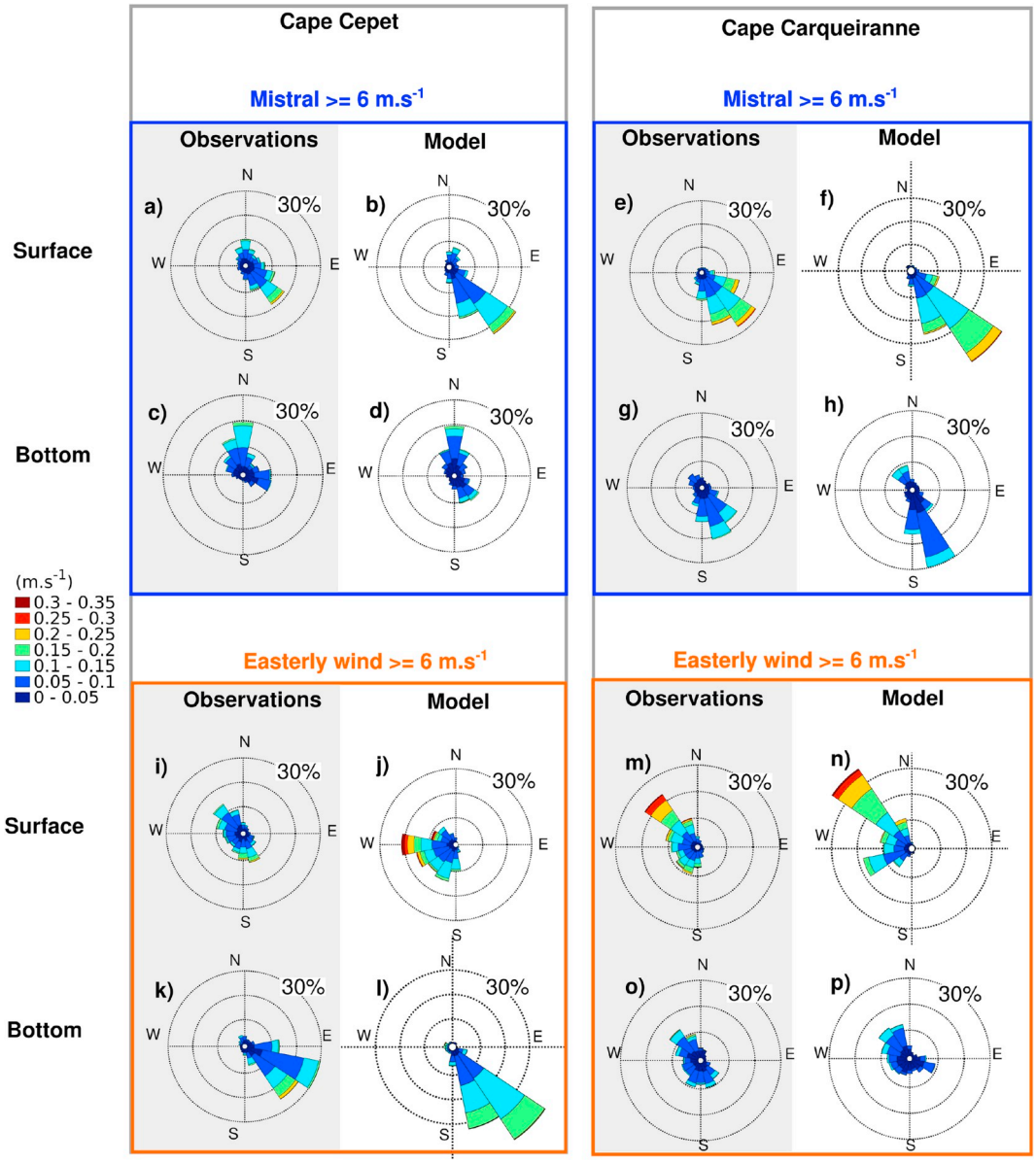

Fig. 10. Current roses (m s^{-1}) for ADCP observations and model output at location Cepet (left-hand side), and Carqueiranne (right-hand-side). Blue boxes (top) are for medium to strong Mistral conditions, orange boxes (bottom) for medium to strong easterly wind condition. For each box, observations (left) and model output (right) are represented for surface (top) and bottom (bottom) currents. Note current roses show the direction towards which the current flows. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

particular at the surface. However the current rose of the ADCP (Fig. 10i) and of the model, do not show clear dominant currents, indicating that the circulation is very variable in this particular location. This variability is confirmed by the model results suggesting (Figs.3a & 8b) that for the anticyclonic circulation, offshore waters may enter or not into the LB, leading to a different response at the ADCP location. Moreover we should recall that the ADCP experiment lasted 4 months in 2012 and the model simulation from February 2016 to April 2017. Interannual and seasonal variability could also explain part of the discrepancies.

If we compare the schematic circulations suggested by the model outputs and presented in the previous sections, during Mistral regime the results are very coherent with both the BLP and the ACP. During easterly wind regime, the NIP appear at the bottom but not clearly at the surface. More ADCP moorings would be necessary to validate this circulation suggested by the simulations.

In conclusion, several factors influence the hydrodynamics of the Toulon Bay: the preceding conditions, offshore water intrusions, wind intensity and direction. The important impact of wind on hydrodynamics within small semi-enclosed bays, was also observed in the Gulf of Fos, where wind events have a stronger influence on hydrodynamics than the shelf offshore current (Ulses et al., 2005). Even in small basins under strong tidal influence, wind events may interfere on local circulation, such as in Southern Australia (Black et al., 1993). The circulation patterns identified in this section highlight the possible export paths for contaminants which are discussed in the next section.

4. Contaminant distribution

Now that the circulation has been validated, the second objective is to better understand the distribution of contaminants in the area.

Chemical analysis of surface seawater samples from the Toulon Bay, obtained within the projects METFLUX, PREVENT and the MERMEX program by N. Layglon (MIO, University of Toulon) following an

established method (Jean et al., 2012), have revealed the presence of elevated copper concentrations in March 2017, varying from 3 nM in the LB to 113 nM in the SB (Fig. 11). While the distribution of dissolved copper is relatively uniform in LB (and close to background concentrations for the Mediterranean Sea, 1.6 nM; Tovar-Sanchez et al., 2014), steep concentration gradients were observed in the SB with maximum values measured in the docks of the civil (113 nM) and navy (67 nM) ports of Toulon and in the civil ports of La Seyne-sur-Mer (40 nM) and Saint-Mandrier (82 nM). This is in agreement with previous observations (e.g. Coclet et al., 2018), hence these ports can be considered as point sources of dissolved copper to the bay. Common sources of copper in harbours are antifouling paints which are applied to the hulls of boats to prevent growth of fouling organisms (e.g. Schiff et al., 2007). Since the ban of triorganotin formulations, most modern marine antifouling paints contain a Cu-based biocidal pigment (Turner, 2010) which has led to increased levels of dissolved copper in coastal waters, especially in and near ports (e.g. Biggs and D'Anna, 2012; Warnken et al., 2004). Accordingly, antifouling paints are hypothesised to be a major source of dissolved copper to the Toulon Bay.

To understand and evaluate the impact of the elevated levels of dissolved copper on the water quality of the Toulon Bay, distribution patterns were modelled under the influence of different wind conditions and seasonal variability was assessed via a 14-month simulation. Copper has been shown to have a high affinity for organic matter in the marine environment, forming dissolved organic copper species (e.g. Buck et al., 2007). Its distribution can thus be modelled as a passive tracer. Based on the surface distribution map of dissolved copper (Fig. 11), copper was released as a passive tracer at three sources in the TBAY100 model: the civil ports of (1) Toulon, (2) la Seyne-sur-Mer and (3) Saint-Mandrier (see Fig. 1B for the precise location in the TBAY100 model). As the majority of the berths in the ports are occupied year-round, copper leaching from antifouling paints is considered to be a constant process and was therefore modelled as a continuous source. The quantity of copper released per time step at each source (Cu_{source}; nmol dt^{-1}) was calculated based on the capacity of each port (i.e. number of berths) using the following equation:

$$Cu_{source} = N_{berths} \times S_{mean} \times AR \times dt \quad (2)$$

where N_{berths} is the number of berths per port, S is the standard estimate for wetted hull surface area (i.e. 41 m^2) of a typical recreational boat (12 m long with a beam of 4 m) used by paint manufacturers (i.e. the length by the beam width by 0.85, a standard conversion factor; Earley et al. (2014)) and AR is an average release rate of antifouling paint (6.9 nmol m^{-2} s^{-1}). The latter is based on estimates for cumulative passive copper leaching (i.e. without considering cleaning activities and boat usage) during a typical paint life cycle of three years for 2 types of paint (4164 μg cm^{-2} yr^{-1} or 1388 μg cm^{-2} yr^{-1} which corresponds to 6.9 nmol m^{-2} s^{-1}), which was derived from in situ measurements in San Diego Bay (Earley et al., 2014). Accordingly, AR provides a minimum baseline for leaching rates of Cu from antifouling paints into the marine environment.

4.1. Wind dependent contaminant distribution patterns

As shown in section 3.3 several circulation patterns could be correlated with two main wind directions: the Mistral and the easterly wind. The circulation patterns were depending on the wind intensity and direction for the former and the existence of offshore waters intrusions for the latter. The influence of these four circulation patterns on the dispersion of dissolved contaminants in the Toulon Bay was examined by running idealized simulations, imposing a constant wind during 2 days instead of using the ARPEGE atmospheric model as external wind forcings. Care was taken to select two days with wind conditions similar to the imposed one, to avoid too important numerical instabilities, and a possible model blow-up. The same patterns were obtained for multiple dates for each of the four wind case scenarios and associated circulation patterns: 1) Mistral 8 m s^{-1} (ACP), 2) Mistral 16 m s^{-1} (BLP), 3) easterly wind with offshore waters intrusion (IP) and 4) easterly wind without offshore waters intrusion (NIP), underlining the representativeness of these contaminant distribution patterns for each scenario.

At medium wind intensity (8 m s^{-1}), the plume of dissolved contaminants released in the SB spreads into almost the entire LB (Fig. 12-A1). Overall concentration maxima occur at the surface in the entire bay with exception of a small eddy, which is formed at the exit of the SB. This contaminant plume is originated from source 2 and 3 that are evacuated from the SB during the time span of 2 days. The waters exiting the SB encounter an incoming vein flowing westward into the LB and mix because of this front, preventing them from spreading in the whole LB. The SB waters bypass this front by following an anticyclonic motion into the LB, spreading the contaminant at the surface of the LB (Fig. 12-A2). The dispersion of the contaminants released at the Toulon civil port (source 1) remains confined to the northeast sector of the SB. Mistral winds of high intensity (16 m s^{-1}) export dissolved contaminants to the LB and beyond, until the Giens peninsula, in 2 days time (Fig. 12-B1) demonstrating the wind-driven circulation in the Toulon Bay area. The majority of the contaminants remain at the surface (Fig. 12-B2).

In the case of easterly winds, simulations have demonstrated that the presence or absence of offshore water intrusions is the determining factor defining the contaminant distribution patterns. It is correlated with wind characteristics (intensity and direction), so that a medium SE wind induces an entrance of offshore waters into the LB whereas a strong NE wind tends to prevent an intrusion of waters into the LB. During easterly wind conditions with an intrusion into the LB (corresponding to the intrusion pattern and a wind of medium intensity), the contaminant plume is exiting the Toulon Bay at depth along a narrow route around

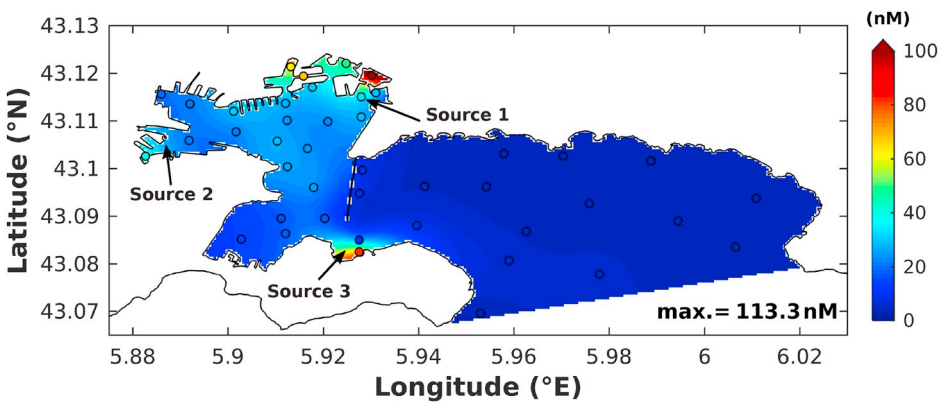

Fig. 11. Sea surface distribution of copper (nM) measured on 20 March 2017 (av. wind speed and direction: 2.4 m $^{-1}$ SE). Positions of the three contaminant sources in the TBAY100 model: Toulon civil port (source 1), la Seyne-sur-Mer civil port (source 2), and Saint-Mandrier civil port (source 3).

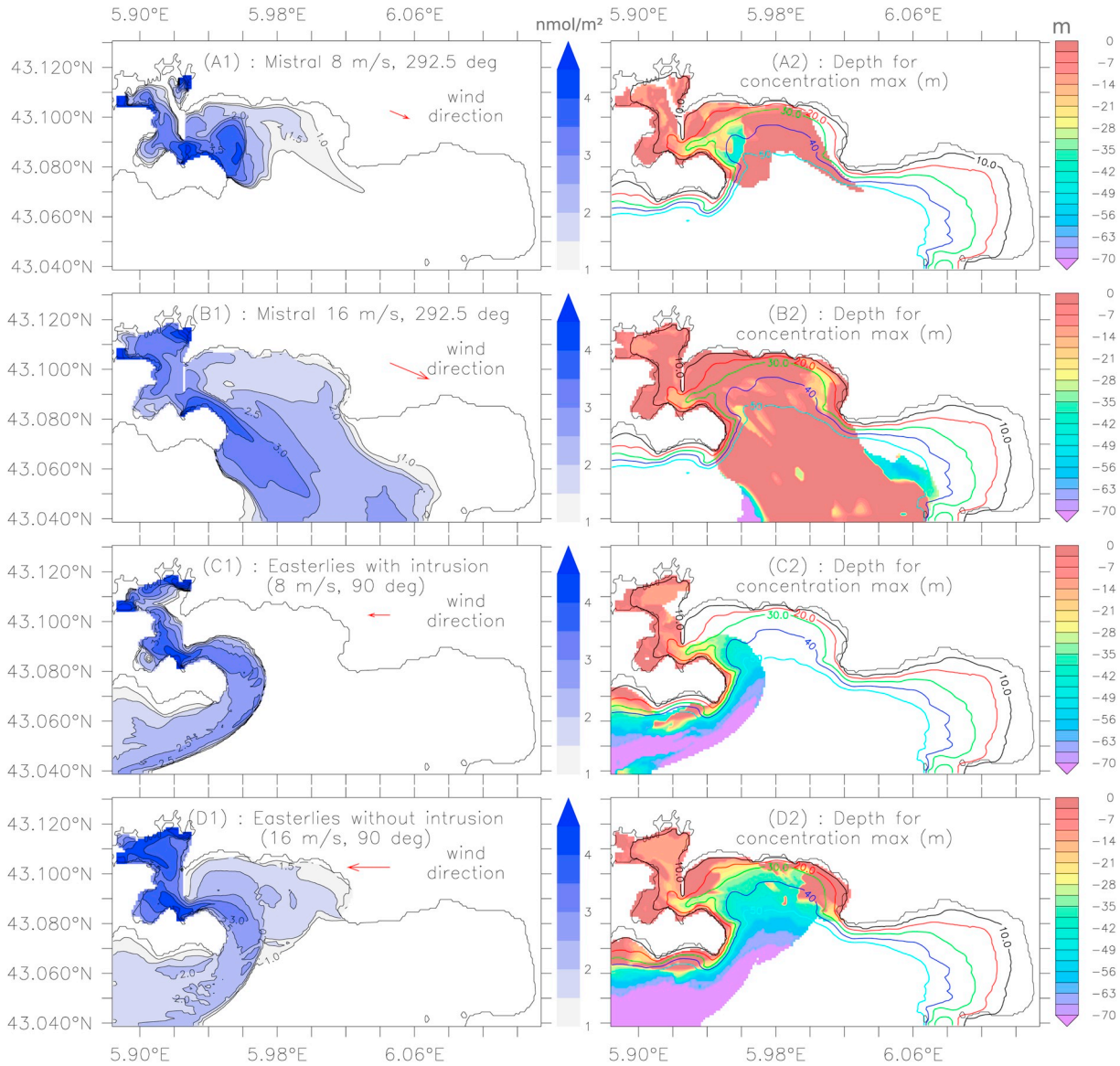

Fig. 12. On the left (A1, B1, C1, D1), test cases of contaminant release for the 3 sources source 1, source 2, source 3. Integration of tracers on the whole column water, logarithmic scale (nmol $m^{-}2$). On the right (A2, B2, C2, D2), the depth where the tracer concentration is the maximum (m). Different circulations with constant wind conditions are simulated: ACP with medium mistral (A), BLP with strong mistral (B), IP (offshore water intrusion into the LB) with medium easterly wind (C) and NIP (without intrusion) with strong easterly wind (D).

the Saint-Mandrier peninsula (Fig. 12-C1), following the bathymetry. Passed this cape, pollutants resurface on the south coast of the peninsula while remaining at mid-water depths further offshore. Once at this point, pollutants are likely taken up in the NC and quickly exported westwards along the coast. Without offshore water intrusions in the LB, with a strong easterly wind, contaminants are distributed over the entire LB and are evacuated following the passageway along the Saint-Mandrier peninsula (Fig. 12-D1). While the dissolved contaminants remain on the surface, in the SB they sink to the bottom once passed the seawall. Passing the peninsula, the contaminant plume mainly follows the bathymetry.

In conclusion, the model shows that, outside of the Toulon Bay, especially the south coast of the Saint-Mandrier peninsula is directly subjected to frequent plumes of dissolved contaminants (for 2 out of 4 scenarios, which corresponds to medium and strong easterly wind periods or 9% of the total time). As the contaminants show a tendency of staying in surface layers, extra vigilance may be required for the quality of surface waters in this area. Furthermore, dissolved contaminants, originating from Toulon Bay, may reach the Marine National Park of Port-Cros, under mainly strong Mistral winds driving a bi-layer circulation pattern which is estimated to occur ca. 20% of the time, given that medium to strong Mistral correspond to 24.9% of the total time. Accordingly, the impact of Toulon Bay's contaminated waters on the National Park appears possible, which warrants further investigation using a model with a domain that extends to the National Park.

4.2. Seasonal variability of contaminant dispersion

A 14-month simulation was conducted to assess the seasonal variability of dissolved contaminant distributions in the Toulon Bay. Therefore the Cu distribution map in Fig. 11 (based on 42 observations) was used as initial condition and copper was released at a continuous rate (Table 2) from the three point sources. The main interest of this simulation is to evaluate the potential impact of contaminant release on surface waters (top 5 m of the water column) in recreational zones such as near beaches and in areas exploited for aquaculture, where water

Table 2
Estimates of copper release rates at the three identified point sources in Toulon Bay. N_{berths} is the number of berths per port, and Cu is the quantity of copper released per time step (nmol/5s).

	N_{berths}	Cu (nmol/5s)
Source 1 (Toulon civil port)	982	$1.5x10^6$
Source 2 (la Seyne-sur-Mer)	300	$4.5x10^5$
Source 3 (Saint-Mandrier)	800	$1x10^6$

quality may impact public health. Accordingly, Fig. 13 shows the temporal variation in dissolved copper at the highly frequented beaches of Mourillon (Large Bay), the aquaculture site Lazaret (Small Bay) and, for comparison, the northern SB close to sources 1 and 2 (Fig. 1B). The model results show that at the three locations, the surface waters are more concentrated in dissolved copper (up to 5 times the background signal) during spring and early summer. This may be due to the fact that this period is generally characterized by winds with a lower intensity (Fig. 13), which implies weaker surface currents and longer residence time (Dufresne et al., 2014). As dissolved contaminant dispersion is wind-driven in the SB, the dispersion of dissolved copper is reduced and an accumulation can be observed in the entire SB. On the other hand, medium Mistral wind (6–10 m s^{-1}) with an anticyclonic pattern (Fig. 9b), is probably responsible for the observed elevated copper concentrations in the waters of Mourillon (Fig. 12-A2). Accordingly, the observed pattern of a degraded water quality in spring-summer in the Toulon Bay, merits to be tested in the future with observations to validate the coupled hydrodynamic and passive tracer model as a useful tool for pollution management. The low dissolved copper concentrations in winter, are most likely due to the stronger wind intensities (>15 m s^{-1}) and the frequent alternation between Mistral and easterly winds, promoting water exchanges between SB and LB as demonstrated by Dufresne et al. (2014).

The 1-year simulation is not sufficient for the contaminants that were continuously released at the point sources to impact the far east side of the bay. Therefore, the temporal variability of contaminant dispersion will not be discussed for the beaches located at the far east side of the TBAY model domain. Nonetheless, copper concentrations in these areas remain close to background values for the Mediterranean Sea (i.e. 1.6 nM; Tovar-Sanchez et al. (2014)) after one year. Although seasonal variability was the focus of the 14-month simulation, a validation of the tracer model was performed, comparing the Cu concentration map with the model output for the same day, 20 March 2017. This comparison shows that the surface Cu concentrations are underestimated compared to the measured values (Fig. S1 and S2 in Supplementary Material), while the concentration gradient across the Toulon Bay is reproduced. The estimates are especially low in the small bay which is most likely due to the minimum Cu leaching rates used in the model (section 4). The latter do not take into account boat cleaning activities and boat traffic, two activities that are particularly concentrated in the small bay (but difficult to quantify) and are known to have an impact on Cu leaching from antifouling paints. Accordingly more efforts are needed in quantifying Cu leaching rates to improve copper distribution modelling studies in coastal areas, where antifouling paints are likely a major source of Cu.

5. Conclusions with discussion

The aim of this study was to investigate circulation patterns and scenarios of contaminant dispersion depending on weather conditions, thanks to the very high resolution configuration TBAY100 (configuration set up with the MITgcm ocean model). As previous studies focused on the exchange between SB and LB, this study focused on the circulation occurring in the LB and the exchanges with offshore waters, to assess the potential impact of the heavily contaminated waters of Toulon Bay on the surrounding environment, including the Marine Port-Cros National Park.

Model simulations have highlighted that the circulation in Toulon Bay is mainly wind-driven. However, offshore water intrusions do occur and can induce strong currents inside the bay. These intrusions may be NC intrusions as in the Hyeres Bay upstream and an assessment of this hypothesis would be part of a future work. The tides contribute only for 3–4 cm on average of the free surface elevation, with a maximum of 20 cm in our zone, as confirmed by local observations (Rey et al., 2019). Therefore, we can say that the tide has a minor impact compared to other forcings. Overall, four circulation patterns could be identified. Medium to strong Mistral events do most frequently (81%) generate a Bi-layer pattern and less often (13%) an Anticyclonic pattern. In both patterns, the plume of dissolved contaminants spreads at the surface over the entire LB, but in summer period, the contaminant plume flows

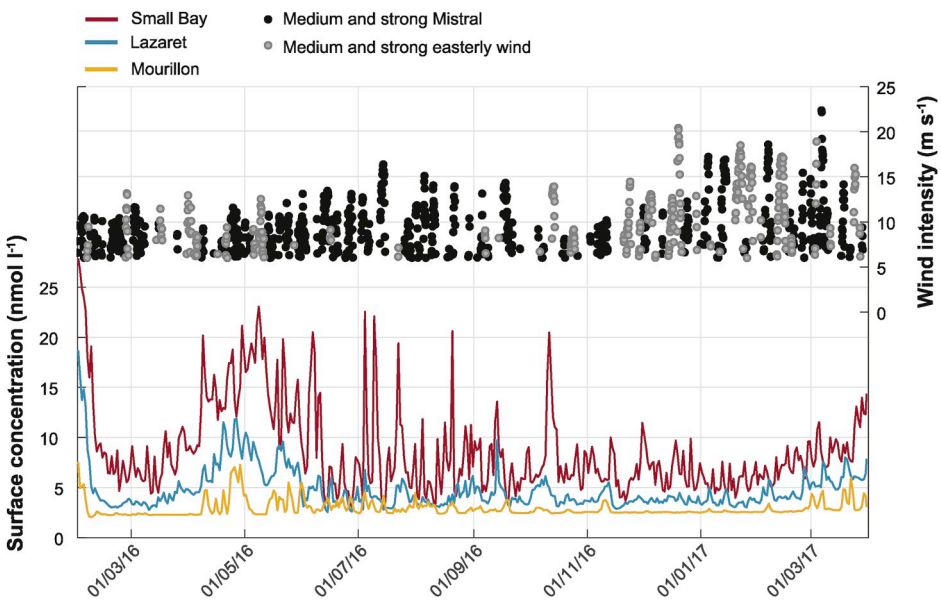

Fig. 13. Surface distribution of Copper (nmol l^{-1}) during a 14 months simulation with the model TBAY100, in three studied sites, corresponding to the boxes Fig. 1. Wind intensity (m s^{-1}) for medium and strong wind events: black dots for Mistral events, grey dots for easterly wind events.

towards the Giens peninsula. The anticyclonic circulation appears mostly during winter periods suggesting that the absence of stratification can play a role for its occurrence. The impact of stratification on this schematic circulation will be addressed in future work. When the wind episode is long enough and considering the frequent occurrence of the Bi-layer pattern, there could be exchanges of contaminants with the Hyeres Bay and the Marine Port-Cros National Park. Medium to strong easterly winds induce offshore water intrusions into the LB (78%) associated with a cyclonic circulation (Intrusion Pattern). Under these conditions, contaminants are spreading into a narrow vein above the bottom, flowing around Saint-Mandrier peninsula before probably meeting the NC offshore. At the same time, it can also spread inside the LB before being carried offshore Saint-Mandrier peninsula if there is no offshore waters intrusion into the LB (Non Intrusion Pattern).

In addition, medium to strong Mistral events typically create upwelling events in the northwestern Mediterranean. These events also occur downstream in the Gulf of Lion (Millot, 1979; Barrier et al., 2016) and the Bay of Marseille (Pairaud et al., 2011). They are known to strongly impact the biogeochemistry of surrounding waters (Ross et al., 2016). To our knowledge, there is no evidence in the scientific literature for these upwellings in the area near Toulon, but recent observational data is confirming such phenomena (Rey et al., 2019). Some upwelling episodes could be identified in our simulations, but a specific study on these phenomena will have to be carried out, focusing on vertical movements, at very short time and space scale.

As to optimise predictions of contaminant distribution in this exceptionally polluted area, an increment and adjustment of locations of moored ADCP locations is envisaged in the near future, as well as an assessment of non hydrostatic effects on the circulation in Toulon Bay. Moreover, other suggestions for future work are: evaluating the dispersion of contaminants toward the Marine National Park Port-Cros using a model domain incorporating the park and implementing a sedimentary package into the model as to model also dispersion patterns for contaminants with a high particle affinity such as lead.

Declaration of competing interest

The authors declare that they have no known competing financial interests or personal relationships that could have appeared to influence the work reported in this paper.

Acknowledgements

This work was granted access to the HPC resources of Aix-Marseille Université financed by the project Equip@Meso (ANR-10-EQPX-29-01) of the program “Investissements d’Avenir” supervised by the Agence Nationale de la Recherche. The TBAY100 simulations were also performed using GENCI-IDRIS (Grant A0030101707). Mazoyer C. PhD grants is supported by the French Ministry of Research. This work was supported by the EU-funded Project IMPACT (PC IFM 2014–2020, Prot. ISMAR n. 0002269). The authors would like to thank Céline Duffa at IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire) for kindly providing ADCP data. We would like to thank Nicolas Layglon for providing the copper concentration results which were obtained during his Master 2 training at MIO (University of Toulon) as part of the METFLUX and PREVENT projects and the MERMEX program. We also thank the SHOM for providing the bathymetry of the Toulon Bay. We dedicated this study to our colleague and friend Dr. Cédric Garnier.

Appendix A. Supplementary data

Supplementary data to this article can be found online at https://doi.org/10.1016/j.ecss.2019.106529.

References

Alberola, C., Millot, C., 2003. Circulation in the French mediterranean coastal zone near Marseilles: the influence of wind and the Northern Current. Cont. Shelf Res. 23, 587–610 (lU).
Alberola, C., Millot, C., Font, J., Jan. 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.
Alberola, C., Millot, C., Font, J., Jan. 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.
Auclair, F., Marsaleix, P., Estournel, C., 2001. The penetration of the northern current over the gulf of lions (mediterranean) as a downscaling problem. Oceanol. Acta 24 (6), 529–544.
Barrier, N., Petrenko, A.A., Ourmières, Y., Mar. 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 Dyn. 66 (3), 313–327.
Bethoux, J.P., Prieur, L., Nyffeler, F., Jan. 1982. The water circulation in The north-western Mediterranean sea, its relations with wind and atmospheric pressure. In: Nihoul, J.C.J. (Ed.), Elsevier Oceanography Series. Vol. 34 of Hydrodynamics of Semi-enclosed Seas. Elsevier, pp. 129–142.
Biggs, T.W., D’Anna, H., Mar. 2012. Rapid increase in copper concentrations in a new marina, San Diego Bay. Mar. Pollut. Bull. 64 (3), 627–635.
Black, K., Hatton, D., Rosenberg, M., 1993. Locally and externally-driven dynamics of a large semi-enclosed bay in southern Australia. J. Coast. Res. 9 (2), 509–538.
Buck, K.N., Ross, J.R.M., Russell Flegal, A., Bruland, K.W., Sep. 2007. A review of total dissolved copper and its chemical speciation in San Francisco Bay, California. Environ. Res. 105 (1), 5–19.
Coclet, C., Garnier, C., Delpy, F., Jamet, D., Durrieu, G., Le Poupon, C., Mayer, M., Misson, B., Apr. 2018. Trace metal contamination as a toxic and structuring factor impacting ultraphytoplankton communities in a multicontaminated Mediterranean coastal area. Prog. Oceanogr. 163, 196–213.
Conan, P., Millot, C., Jan. 1995. Variability of the northern current off Marseilles, western mediterranean-sea, from February to June 1992. Oceanol. Acta 18 (2), 193–205.
Csanady, G.T., Oct. 1973. Wind-induced barotropic motions in long lakes. J. Phys. Oceanogr. 3 (4), 429–438.
Dang, D.H., Schäfer, J., Brach-Papa, C., Lenoble, V., Durrieu, G., Dutruch, L., Chiffoleau, J.-F., Gonzalez, J.-L., Blanc, G., Mullot, J.-U., Mounier, S., Garnier, C., Oct. 2015. Evidencing the impact of coastal contaminated sediments on mussels through Pb stable isotopes composition. Environ. Sci. Technol. 49 (19), 11438–11448.
Declerck, A., Ourmières, Y., Molcard, A., Nov. 2016. Assessment of the coastal dynamics in a nested zoom and feedback on the boundary current: the North-Western Mediterranean Sea case. Ocean Dyn. 66 (11), 1529–1542.
Duffa, C., Dufois, F., Coudray, S., Nov. 2011. An operational model to simulate post-accidental radionuclide transfers in Toulon marine area: preliminary development. Ocean Dyn. 61 (11), 1811–1821.
Dufresne, C., Duffa, C., Rey, V., 2014. Wind-forced circulation model and water exchanges through the channel in the Bay of Toulon. Ocean Dyn. 64 (2), 209–224.
Dufresne, C., Duffa, C., Rey, V., Verney, R., Mar. 2018. Hydro-sedimentary model as a post-accidental management tool: application to radionuclide marine dispersion in the Bay of Toulon (France). Ocean Coast Manag. 153, 176–192.
Earley, P.J., Swope, B.L., Barbeau, K., Bundy, R., McDonald, J.A., Rivera-Duarte, I., Jan. 2014. Life cycle contributions of copper from vessel painting and maintenance activities. Biofouling 30 (1), 51–68.
Fiandrino, A., Ouisse, V., Dumas, F., Lagarde, F., Pete, R., Malet, N., Le Noc, S., de Wit, R., Jun. 2017. Spatial patterns in coastal lagoons related to the hydrodynamics of seawater intrusion. Mar. Pollut. Bull. 119 (1), 132–144.
Flexas, M.M., Durrieu de Madron, X., Garcia, M.A., Canals, M., Arnau, P., Jun. 2002. Flow variability in the gulf of lions during the MATER HFF experiment (March–May 1997). J. Mar. Syst. 33–34, 197–214.
Guihou, K., Marmain, J., Ourmières, Y., Molcard, A., Zakardjian, B., Forget, P., Jun. 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.
Jean, N., Dumont, E., Durrieu, G., Balliau, T., Jamet, J.-L., Personnic, S., Garnier, C., Sep. 2012. Protein expression from zooplankton communities in a metal contaminated NW mediterranean coastal ecosystem. Mar. Environ. Res. 80 (Suppl. C), 12–26.
Lapouyade, A., Durrieu de madron, X., May 2001. Seasonal variability of the advective transport of particulate matter and organic carbon in the Gulf of Lion (NW Mediterranean). Oceanol. Acta 24 (3), 295–312.
Large, G., Mcwilliams, C., Doney, S., 1994. Oceanic vertical mixing: a review and a model with a nonlocal boundary-layer parameterization. Rev. Geophys. 32 (4), 363–403.
Large, G., Yeager, S., 2004. Diurnal to Decadal Global Forcing for Ocean and Sea-Ice Models: the Data Sets and Flux Climatologies.
Leith, C.E., Mar. 1968. Diffusion approximation for two-dimensional turbulence. Phys. Fluids 11 (3), 671–672.
Leith, C.E., Nov. 1996. Stochastic models of chaotic systems. Phys. D Nonlinear Phenom. 98 (2), 481–491.
Limeburner, R., Lrish, J.D., Brown, W.S., Halliwell, G.R., Allen, J.S., Winant, C.D., Send, E., Lentz, S.J., Rosenfeld, L.K., Beardsley, R.C., et al., 1985. CODE-2: Moored Array and Large-Scale Data Report. Woods Hole Oceanographic Institution.
Malačič, V., Petelin, B., Vodopivec, M., 2012. Topographic control of wind-driven circulation in the northern Adriatic. J. Geophys. Res.: Oceans 117 (C6).

Marshall, J., Adcroft, A., Hill, C., Perelman, L., Heisey, C., Mar. 1997. A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers. J. Geophys. Res.: Oceans 102 (C3), 5753–5766.
Millot, C., Jan. 1979. Wind induced upwellings in the gulf of lions. Oceanol. Acta 2 (3), 261–274.
Millot, C., Broyard, R., Metais, O., Tine, J., Jan. 1981. Les oscillations propres de la rade de Toulon. Oceanol. Acta 4 (3), 259–262.
Ourmières, Y., Zakardjian, B., Béranger, K., Langlais, C., 2011. Assessment of a NEMO-based downscaling experiment for the North-Western Mediterranean region: impacts on the Northern Current and comparison with ADCP data and altimetry products. Ocean Model. 39 (3–4), 386–404.
Pairaud, I.L., Gatti, J., Bensoussan, N., Verney, R., Garreau, P., Oct. 2011. Hydrology and circulation in a coastal area off Marseille: validation of a nested 3d model with observations. J. Mar. Syst. 88 (1), 20–33.
Petrenko, A., Sep. 2003. Variability of circulation features in the gulf of lion NW Mediterranean sea. Importance of inertial currents. Oceanol. Acta 26 (4), 323–338.
Pougnet, F., Schäfer, J., Dutruch, L., Garnier, C., Tessier, E., Dang, D.H., Lanceleur, L., Mullot, J.-U., Lenoble, V., Blanc, G., May, 2014. Sources and historical record of tin and butyl-tin species in a Mediterranean bay (Toulon Bay, France). Environ. Sci. Pollut. Control Ser. 21 (10), 6640–6651.
Rey, V., Dufresne, C., Fuda, J., Mallarino, D., Missamou, T., Paugam, C., Rougier, G., Taupier-Letage, I., 2019. On the Use of Long Term Observation of Water Level and Temperature along the Shore for a Better Understanding of the Dynamics: Example of Toulon Area, France (submitted for publication).
Ross, O.N., Fraysse, M., Pinazo, C., Pairaud, I., Mar. 2016. Impact of an intrusion by the northern current on the biogeochemistry in the eastern Gulf of Lion, NW Mediterranean. Estuarine. Coastal Shelf Sci. 170, 1–9.
Rubio, A., Taillandier, V., Garreau, P., Nov. 2009. Reconstruction of the Mediterranean northern current variability and associated cross-shelf transport in the Gulf of Lions from satellite-tracked drifters and model outputs. J. Mar. Syst. 78, S63–S78.
Sammari, C., Millot, C., Prieur, L., Jun. 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. Oceanogr. Res. Pap. 42 (6), 893–917.
Schiff, K., Brown, J., Diehl, D., Greenstein, D., Mar. 2007. Extent and magnitude of copper contamination in marinas of the San Diego region, California, USA. Mar. Pollut. Bull. 54 (3), 322–328.
Schoen, J.H., Stretch, D.D., Tirok, K., Jun. 2014. Wind-driven circulation patterns in a shallow estuarine lake: st Lucia, South Africa. Estuarine. Coastal Shelf Sci. 146, 49–59.
Taupier-Letage, I., Millot, C., Apr. 1986. General hydrodynamical features in the ligurian sea inferred from the dyome experiment. Oceanol. Acta 9 (2), 119–131.
Tessier, E., Garnier, C., Mullot, J.-U., Lenoble, V., Arnaud, M., Raynaud, M., Mounier, S., Oct. 2011. Study of the spatial and historical distribution of sediment inorganic contamination in the Toulon bay (France). Mar. Pollut. Bull. 62 (10), 2075–2086.
Tine, 1981. Hydrodynamisme en Rade Abri de Toulon.
Tovar-Sanchez, A., Arrieta, J.M., Duarte, C.M., Sanudo-Wilhelmy, S.A., 2014. Spatial gradients in trace metal concentrations in the surface microlayer of the Mediterranean Sea. Front. Marine Sci. 1.
Turner, A., Feb. 2010. Marine pollution from antifouling paint particles. Mar. Pollut. Bull. 60 (2), 159–171.
Ulses, C., Grenz, C., Marsaleix, P., Schaaff, E., Estournel, C., Meulè, S., Pinazo, C., May 2005. Circulation in a semi-enclosed bay under influence of strong freshwater input. J. Mar. Syst. 56 (1), 113–132.
Warnken, J., Dunn, R.J.K., Teasdale, P.R., Nov. 2004. Investigation of recreational boats as a source of copper at anchorage sites using time-integrated diffusive gradients in thin film and sediment measurements. Mar. Pollut. Bull. 49 (9), 833–843.

Camille Mazoyer
Institut Méditerranéen d'Océanologie (M.I.O.), Université de Toulon
Institut de Mathématiques (IMATH), Université de Toulon

Modélisation des flux et du transport de polluants dans la rade de Toulon

Résumé

Cette thèse s'est intéressée aux processus hydrodynamiques dans une baie semi-fermée telle que la Rade de Toulon et leurs importances pour la dispersion de contaminants dissous.

Pour cette étude, une configuration à très haute résolution (100 m de résolution spatiale) nommée TBAY100, basée sur le modèle de circulation océanique MITgcm a été mise en place. Un emboîtement multi-modèle a été effectué pour arriver à une telle résolution, en partant d'une configuration NEMO-GLAZUR64 à 1.3 km de la Méditerranée Nord-Occidentale puis NEMO-NIDOR à 400 m du littoral Varois pour forcer correctement les frontières de TBAY100. Dans un premier temps, une analyse mathématique a permis de quantifier les échanges d'énergie pour un système simplifié pour ensuite étendre cette réflexion à la Rade de Toulon et mieux comprendre les échanges aux frontières ouvertes du domaine. Cette configuration a été ensuite validée avec diverses observations dont des données d'ADCP et des trajectoires de flotteurs géolocalisables dérivants. Des schémas de circulation typiques dépendant des conditions hydrodynamiques et météorologiques ont été dégagés.

Dans un deuxième temps, nos recherches se sont portées sur les processus de distribution de polluants en s'appuyant sur des prélèvements chimiques, principalement le cuivre relargué par les peintures-antifouling. Les hypothèses de contamination (sources et taux) ont fait l'objet d'un travail collaboratif avec une équipe de chimie. Le transport des contaminants a été analysé à l'aide de traceurs passifs implémentés dans TBAY100 et a abouti à 4 schémas de dispersion de polluants indiquant un export soit vers le Courant Nord, soit vers le Parc National Marin de Port-Cros, ainsi qu'une rétention des polluants dans la Grande Rade de Toulon. Cette maquette pourra avoir d'autres applications sociétales importantes puisqu'elle peut servir d'outil de prédiction de courants et de dispersion de contaminant dans la Rade de Toulon.

Mots clés : Baie semie-fermée, circulation côtière, circulation dirigée par le vent, dispersion de contaminant, MITgcm, Rade de Toulon

Wind-driven circulation and contaminant dispersion in a semi-enclosed bay : case study of the Toulon bay

Abstract

This doctoral research aim was to study hydrodynamic processes in a semi-enclosed bay such as the Toulon bay and their importance for the dispersion of dissolved contaminants.

For this study, a very high resolution (100 m spatial resolution) configuration named TBAY100, based on the MITgcm ocean circulation model, was implemented. A multi-model nesting was carried out to work at such a resolution, starting from a 1.3 km NEMO-GLAZUR64 configuration of the North-Western Mediterranean then a 400 m NEMO-NIDOR configuration of the Var coastline to correctly force the TBAY100 boundaries. Firstly, a mathematical analysis aimed to quantify energy exchanges for a simplified system then this analysis has been extended to the Toulon bay to better understand the exchanges at the domain open boundaries. This configuration was then validated with various observations including ADCP data and drifting geolocalisable buoys. Typical circulation patterns depending on hydrodynamic and meteorological conditions have been identified.

In a second step, our research focused on pollutant distribution processes relying on chemical samples, mainly copper released by antifouling paints. Contamination hypotheses (sources and release rates) were part of a collaborative work with a chemistry team. Contaminants transport was analyzed using passive tracers implemented in TBAY100 and resulted in 4 pollutant dispersion patterns indicating an export to either the Northern Current or the Port-Cros Marine National Park, as well as a retention of pollutants in the Toulon Large Bay. This configuration may have important societal applications since it can serve as a tool for predicting currents and contaminant dispersion in the Toulon bay.

Keywords : Semi-enclosed bay, coastal circulation, wind-driven circulation, contaminant dispersion, MITgcm, Toulon Bay