



Université du Québec
à Rimouski

**AMÉLIORATION DES MÉTHODES DE PRÉVISION DE DÉRIVE ET DE
DISPERSION D'OBJETS FLOTTANTS À LA SURFACE DE L'OCÉAN**

Thèse présentée

dans le cadre du programme de doctorat en océanographie

en vue de l'obtention du grade de philosophiae doctor

PAR

©TAMKPANKA TAMTARE

Août 2020

Composition du jury :

Daniel Bourgault, président du jury, UQAR-ISMER

Dany Dumont, directeur de recherche, UQAR-ISMER

Cédric Chavanne, codirecteur de recherche, UQAR-ISMER

Nicolas Gilles Rasclé, examinateur externe, CICESE

Dépôt initial le 18 Août 2020

Dépôt final le 20 Novembre 2020

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI

Service de la bibliothèque

Avertissement

La diffusion de ce mémoire ou de cette thèse se fait dans le respect des droits de son auteur, qui a signé le formulaire « Autorisation de reproduire et de diffuser un rapport, un mémoire ou une thèse ». En signant ce formulaire, l'auteur concède à l'Université du Québec à Rimouski une licence non exclusive d'utilisation et de publication de la totalité ou d'une partie importante de son travail de recherche pour des fins pédagogiques et non commerciales. Plus précisément, l'auteur autorise l'Université du Québec à Rimouski à reproduire, diffuser, prêter, distribuer ou vendre des copies de son travail de recherche à des fins non commerciales sur quelque support que ce soit, y compris l'Internet. Cette licence et cette autorisation n'entraînent pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits moraux ni à ses droits de propriété intellectuelle. Sauf entente contraire, l'auteur conserve la liberté de diffuser et de commercialiser ou non ce travail dont il possède un exemplaire.

À ma mère defunte et à mon père.

Maman, tu m'as quitté si tôt que je tu n'as pu voir ce que ton benjamin est devenu. Mais je suis persuadé que tu avais la forte conviction que j'irai loin dans la vie, par ce que tu m'as appris à me battre depuis si jeune. Merci maman, repose toi en paix et continue de veiller sur moi. Papa Yao TAMTARE, que Dieu t'accorde longue vie pour jouir des fruits de cette thèse.

I am really dedicated to understanding the planet/creature on which we live and know that means I must go beneath the sea to see 72 percent of what is going on.

-Robert Ballard

The sea was the cradle of primordial life, from which the roots of our own existence sprouted. Billions of years of evolutionary development brought forth an enchanting variety of forms, colors, lifestyles, and patterns of behavior -Werner Gruter

There's probably more history now preserved underwater than in all the museums of the world combined. And there's no law governing that history. It's finders keepers.

-Robert Ballard

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier avant tout Dany Dumont qui a bien voulu diriger cette thèse pendant toutes ces années. J'ai apprécié ses approches de solution, son exigence et j'ai beaucoup appris de son expérience. Son soutien et ses encouragements constants m'ont été précieux. Il a été plus que mon directeur de thèse. Il m'a soutenu moralement quand j'en avais vraiment besoin. Ses invitations pour des soupers chez lui m'ont également permis de me familiariser avec sa famille. Je remercie chaleureusement Cédric Chavanne pour avoir assuré la co-direction de cette thèse. Sa disponibilité, sa patience et les nombreuses discussions, sa mise en question des méthodes, m'ont permis de mener à bien ce travail. Dany et Cédric, je ne sais pas si vous avez fait la même remarque comme moi ou pas, en combinant vos noms et prénoms ainsi que les miens, je met en place une formule qui démontre qu'on s'est bien choisi pour cette thèse. Regardez un peu $(TDC)^2 = \text{Tamkpanka Tamtare, Dany Dumont, Cédric Chavanne}$. Je vous remercie fortement pour la confiance que vous m'avez donnée dans certains choix de calculs. Vous n'avez pas été seulement des superviseurs, mais aussi des amis à qui je pouvais me confier. Merci aux autres professeurs du Laboratoire de physique ainsi que les chercheuses posdocts pour leur contribution lors des diverses présentations de mes résultats de recherche. Un grand merci à Fabrice Ardhuin, d'avoir accepté faire parti du comité de cette thèse. J'ai eu la chance de te croiser en personne lors de la formation sur le modèle WAVEWATCH III. Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance aux membres de jury. Merci à Daniel Bourgault d'avoir accepté présider cette soutenance et à Nicolas Gilles Rasclé d'avoir accepté de prendre connaissance de mes travaux, et a bien voulu examiner cette thèse. Je remercie le réseau de centres d'excellence MEOPAR qui a financé cette thèse. Merci à Québec-Océan pour son soutien financier lors de mon séjour en France pour la formation sur le modèle WAVEWATCH III.

Un peu comme dans un film où plusieurs personnes de près ou de loin ont joué un rôle, je crains de ne pas oublier quelqu'un, si cela se produisait que cette personne sache que son

rôle a été aussi déterminant que les autres. Cependant c'est avec un agréable plaisir et reconnaissance que je profite de cette page, pour témoigner toute ma gratitude et exprimer mes sincères remerciements à toutes les personnes qui ont apporté leur soutien à l'aboutissement de cette thèse de doctorat. Mon premier merci revient aux parents de Dany Dumont qui m'ont accueilli à mon arrivée à l'aéroport de Québec.

Un merci spécial à Paul Nicot qui s'est vraiment chargé de la fabrication des bouées, et à Simon Senneville pour les simulations des données de courants, et son aide qu'il m'apportait à chaque fois que j'en avais besoin. Un grand merci à James Caveen, notre ange informaticien du Laboratoire pour son aide technique. Merci à Sylvain Joly pour les données d'AWAC, et à Simon St-Onge-Drouin pour l'initiation au modèle de dérive. Merci à Caroline Sévigny pour les simulations du modèle WAVEWATCH III (WW3). Un remerciement particulier à Mélany et Gwenaëlle qui m'ont bien accueilli à mon arrivée au Laboratoire. J'en profite d'ailleurs pour remercier les autres étudiants du Labo depuis 2015 à ces jours. Merci à Jean Clary pour son amitié, ses encouragements, son humour et son aide (merci pour ton beau script du calcul du courant géostrophique à partir du SSH, je l'ai modifié selon mon besoin). Tu es un vrai "maître spirituel" et je souhaite vraiment que nous terminions ensemble nos thèses et que nous gardions toujours cette amitié. Merci à toi Abigaëlle Dussol pour ton amitié. Tu m'as toujours fais des propositions pour me permettre de m'impliquer dans certaines activités. Tu as été plus que une amie. Je n'oublierai jamais notre séjour à Brest pour la formation WW3. J'attends la fin de la pandémie, on ira à la piscine avec Jean Clary. Je passerai revoir tes cochons d'Inde. Je remercie mon ancien professeur Yves Dupenhoat pour la visite qu'il m'a rendue à Rimouski lors de son passage au Canada.

Je tiens à exprimer ma vive reconnaissance envers Adama pour son soutien. "Sans toi je serais quoi" comme tu le dis souvent. Merci à ma nièce Muriel pour son soutien et son implication. Merci à toi Essi pour tes encouragements, tu es une vraie amie. Je dis grand merci à ma femme Bella et ma fille Epiphany pour leur soutien constant. Mon absence a été très dure pour vous et je souhaite vivement qu'on rattrape très bientôt toutes ces années.

Bon arrivée à mon fils Naël, qui vient de naître au moment de la rédaction de cette thèse. Tu constitue une source de motivation.

Remerciements à toute ma famille : M.Sekou, M. Nassou, M. Assième, Beatrice, Frédéric, Tite, Rebecca, Immaculée, Françoise, Gnane, Simon, Nama et tous les autres. Un merci à toute la famille PALANGA. Enfin pour terminer je dis merci à mes amis : Simon Faye, Germain, Soun, Reine, Joseph, Kossi, Aminata et tous ceux dont les noms n'ont pas été cités.

AVANT-PROPOS

Après l'obtention de mon diplôme de maîtrise en physique fondamentale et phénomènes de transferts et instrumentation physique, dont on cite la mécanique des fluides, j'ai opté pour un master en océanographie physique. La mécanique des fluides fut une discipline que j'ai beaucoup aimé au parcours maîtrise. C'est ainsi que je me suis orienté vers une formation conjointe au Master en océanographie physique de l'université de Paul Sabatier de Toulouse (France) et l'université d'Abomey Calavi du Bénin, financée par l'UNESCO et TOTAL (CIPMA). Ce programme de CIPMA recrutait chaque année les 10 meilleurs candidatures des états africains. Au tout premier cours d'introduction à l'océanographie, je me suis retrouvé carrément dans un autre monde. J'avais l'impression de suivre un film ou encore une série dont je ne voulais rater aucun épisode. Ainsi, j'ai tout suite su que je devais poursuivre cette formation au doctorat. Cependant, après mon diplôme de Master, j'ai commencé par envoyer des messages aux professeurs chercheurs des universités dans le monde, disant que j'étais intéressé à faire une thèse. Dans le même temps, j'avais postulé à la bourse TWAS (*The World Academic Science*) que j'ai obtenue pour une thèse de Doctorat à Trieste en Italie. Quelques jours après, j'ai reçu un retour de Dany Dumont de l'université du Québec à Rimouski (Canada) qui me demandait d'envoyer mes dossiers académiques, ce qui fut fait. Ensuite il m'a fait passé une entrevue et m'a finalement retenu pour un sujet de thèse, qui était et qui est toujours d'actualité pour le Québec. Il s'agissait d'améliorer les méthodes de prévisions de dérive et de dispersion pour permettre une intervention efficace en cas de crise dans le Saint-Laurent. J'avais donc le choix, de partir au Québec ou à Trieste en Italie. Après analyse, j'ai très vite compris que mon bonheur se trouverait au Québec, effectivement sous la supervision des deux meilleurs professeurs que je n'ai jamais rencontré. Cette thèse raconte toute une histoire intéressante sur les méthodes explorées pour apporter une amélioration dans les prévisions de dérive et de dispersion spécialement pour les objets flottants.

Au moment où j'écris cette thèse le monde entier est en confinement à cause de la

pandémie du coronavirus qui a déjà infecté plus de 34 000 000 millions de personnes dans le monde et a causé la mort de 1 030 000 personnes.

RÉSUMÉ

Cette étude a pour but de développer des méthodes pour améliorer les prévisions de dérive et de dispersion des objets flottants dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent (EGSL). La précision de ces prévisions dépend dans une large mesure, de la qualité des prévisions de courants océaniques, de vent et de vagues, mais également du modèle de dérive utilisé. Le modèle de dérive le plus utilisé de manière opérationnelle au Canada et ailleurs se base sur les prévisions de courants proches de la surface fournis par la cellule supérieure du modèle de circulation auquel on ajoute un terme de correction proportionnel à la vitesse du vent proche de la surface. Une telle formulation suppose que ce terme de correction inclut de nombreux processus, y compris la dérive due au vent, le cisaillement vertical du courant océanique non résolu, la dérive induite par les vagues et les processus sous-méso-échelles mal résolus par le modèle de circulation à faible résolution horizontale. Pourtant, ces trois derniers processus ne sont pas nécessairement liés linéairement à la vitesse du vent local. En conséquence nous avons tenté de prendre en compte de façon explicite ces trois processus. Le cisaillement a été résolu en extrapolant les courants proches de la surface (fournis par le modèle océanique régional GSL5km) à la surface en supposant la dynamique d'Ekman. La dérive de Stokes a été incluse dans le modèle de dérive. Celle-ci a été simulée par le modèle WAVEWATCH III (WW3). Les données atmosphériques proviennent du système de prévision déterministe régional (*Regional Deterministic Prediction System*, RDPS) de 35 km de résolution centré sur l'EGSL. Les processus sous-méso-échelles sont pris en compte via l'augmentation de la résolution horizontale du modèle de circulation (STLE400m, couvrant uniquement l'Estuaire du Saint-Laurent). Les performances des modèles de dérive implémentés ont été évaluées à l'aide des observations de bouées dérivantes déployées dans l'EGSL.

En ajoutant un terme de correction proportionnel au vent au courant extrapolé, les modèles de dérive implémentés ont apporté une réduction de la distance de séparation relativement au modèle standard allant de 25% à 35% sur différents délais de dérive de 3h à 72h. En remplaçant le terme de correction du vent par la dérive de Stokes cette réduction d'erreur atteint 40%. Mieux encore, on obtient une bonne prévision de dérive en augmentant la résolution horizontale du modèle de circulation, en conservant la méthode d'extrapolation du courant proche de la surface en surface puis en incluant la dérive de Stokes. Cela conduit effectivement à un score de compétence pouvant atteindre 0.90 sur une période de dérive de 65h. Deux cas différents de déploiement des bouées ont été envisagés pour étudier la dispersion. Les indicateurs de dispersion simulés à deux résolutions différentes sont comparés à ceux calculés à partir des observations. Dans le premier cas d'étude, la dispersion relative et absolue sont soit surestimées ou sous-estimées par les modèles de dérive tandis que dans l'autre cas, le modèle de dérive utilisant le courant extrapolé à basse résolution horizontale sous-estime sévèrement ces deux indicateurs de dispersion. L'augmentation de la résolution horizontale a permis une amélioration de la prévision de la dispersion. La diffusivité relative et la dispersion relative montrent deux régimes de dispersion. Un régime de dispersion

non-local pour des séparations plus petites que 3.5 km pour le premier déploiement d'un ensemble de 9 dériveurs et 500 m pour le deuxième déploiement d'un ensemble de 8 dériveurs. Au-delà de ces distances la dispersion est locale.

Mots clés : prévision, dérive de surface, couche d'Ekman, bouées dérivantes, extrapolation, dérive de Stokes, sous-méso-échelles, dispersion.

ABSTRACT

The general objective of this study is to improve surface drift and dispersion forecasts methods for floating objects in the Estuary and Gulf of St. Lawrence (EGSL). The accuracy of these forecasts depends to a large extent on the quality of ocean currents, winds and waves forecasts, but also on the drift model used. The standard Eulerian leeway drift model used in most operational systems in Canada and elsewhere considers near-surface currents provided by the top grid cell of the ocean circulation model and a correction term proportional to the near-surface wind. Such formulation assumes that the wind correction term accounts for many processes including windage, unresolved ocean current vertical shear, wave-induced drift, and submesoscale processes poorly resolved by the low horizontal resolution ocean model. However, these processes are not necessarily linearly related to the local wind velocity. We have attempted to take into account explicitly these three processes. The shear was resolved by extrapolating near-surface currents (provided by the regional ocean model GSL5km) to the surface assuming Ekman dynamics. The Stokes drift computed by the WAVEWATCH III model (WW3) was included in the drift model. The atmospheric data come from the Regional Deterministic Forecast System (RDPS) with a 35-km resolution centered on the EGSL. Submesoscale processes are taken into account by increasing horizontal resolution of the ocean model (STLE400m, covering only the St. Lawrence Estuary). The performances of the implemented drift models were evaluated using observations of drifting buoys deployed in the EGSL. By adding a wind correction term to the extrapolated currents, the implemented drift models brought reductions of the separation distances relative to the control model reaching 25% to 35% over different drift times ranging from 3h to 72h. By replacing the wind correction term with the Stokes drift, this reduction of separation distance reaches 40%. Better still, a good drift forecast is obtained by increasing the horizontal resolution of the circulation model, while keeping the extrapolation method of the near-surface current to the surface and including the Stokes drift. This effectively leads to a skill score of up to 0.90 over a long drift period of 65 hours. Two different cases of deployment of buoy clusters were conducted to investigate the dispersion. The simulated dispersion indicators at two different resolution of the ocean model are compared to those computed from the observations. In the first case of study, the relative and absolute dispersion are either overestimated or underestimated by the drift models while, in the other case, the drift model using the extrapolated current at low horizontal resolution severely underestimates these two dispersion indicators. The dispersion was well estimated when increasing the horizontal resolution of the ocean model. The relative dispersion and relative diffusivity show two different dispersion regimes. A non-local dispersion regime for separations smaller than 3.5 km for the first cluster of drifters and 500 m for the second cluster of drifters. Beyond these scales the dispersion is local.

Keywords : surface drift forecast, Ekman layer, drifting buoys, shear extrapolation, Stokes drift, submesoscale, dispersion.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	vi
AVANT-PROPOS	ix
RÉSUMÉ	xi
ABSTRACT	xiii
TABLE DES MATIÈRES	xiv
LISTE DES TABLEAUX	xvii
LISTE DES FIGURES	xviii
LISTE DES ABRÉVIATIONS	xxiv
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
Exemples d'incidents maritime et leur conséquences	1
Cas particulier du Québec et du canada	5
La dynamique de surface	10
Problématique de recherche	21
Objectifs de recherche	33
Présentation de la zone d'étude	35
Présentation des chapitres de la thèse	41
CHAPITRE 1	
EXTRAPOLATION DES COURANTS OCÉANIQUES EULÉRIENS POUR L'AMÉ- LIORATION DES PRÉVISIONS DE DÉRIVE DE SURFACE	44
1.1 Résumé en français	45
1.2 EXTRAPOLATING EULERIAN OCEAN CURRENTS FOR IMPROVING SURFACE DRIFT FORECASTS	46
1.3 Introduction	47
1.4 Methods	51
1.4.1 Drifters	51
1.4.2 Winds and near-surface Eulerian currents	51
1.4.3 Extrapolation methods	53

1.4.4	Model calibration and integration	59
1.4.5	Metrics	60
1.5	Results	62
1.6	Discussion and conclusion	70
CHAPITRE 2		
	DÉRIVE DE STOKES DANS LES PRÉVISIONS DE DÉRIVE DE SURFACE	75
2.1	Résumé en français	75
2.2	THE STOKES DRIFT IN OCEAN SURFACE DRIFT PREDICTION	76
2.3	Introduction	77
2.4	Methods	81
2.4.1	Drifters	81
2.4.2	Numerical models and forcings	82
2.4.3	Model calibration, integration and metrics	85
2.5	Results	86
2.5.1	Drifter pairs	86
2.5.2	Simulations vs observations	87
2.6	Discussion and conclusion	92
CHAPITRE 3		
	IMPACTS DES PROCESSUS SOUS-MÉSO-ÉCHELLES SUR LA DÉRIVE ET LA DISPERSION DES DÉRIVEURS DE SURFACE DANS L'ESTUAIRE DU SAINT- LAURENT	99
3.1	Résumé en français	99
3.2	IMPACT OF SUBMESOSCALE PROCESSES ON THE DRIFT AND DIS- PERSION OF SURFACE DRIFTERS IN THE ST. LAWRENCE ESTUARY	100
3.3	Introduction	101
3.4	Methods	104
3.4.1	Drifters	104
3.4.2	Numerical models and forcings	105
3.4.3	Drift models	108
3.4.4	Lagrangian dispersion metrics	108

3.5	Results	111
3.5.1	Eulerian currents	111
3.5.2	Turbulent kinetic energy	111
3.5.3	Drift	115
3.5.4	Dispersion	118
3.6	Discussion and conclusion	126
	CONCLUSION GÉNÉRALE	134
	RÉFÉRENCES	145

LISTE DES TABLEAUX

1	Wind correction coefficient α and drift model performances according to the metrics described in section 1.4.5. Bold values represent best performances. Tolerances represent standard deviations for 1000 bootstrap resamples.	71
2	Drift models windage coefficient α , the corresponding correlation coefficient amplitude $ r_\alpha $ between the residual error and the wind correction term, and performances according to the metrics described in section 2.4.3 and in Tamtare et al. (2019). Bold values represent best performances. Tolerances are standard deviations. The observed average distance ds between pairs of drifters initially deployed within 80 m of each other is also provided as a function of lead time for comparison with model performances.	94
3	Initial separation distance between consecutive drifters in each cluster. Cluster I contains 9 drifters and cluster II contains 8 drifters, yielding 36 drifter pairs for cluster I and 28 drifter pairs for cluster II for estimating relative dispersion.	105
4	Drift model performances according to the metrics described in section 3.4.3 and in Tamtare et al. (2019). Bold values represent best performances. Tolerances are standard deviations.	126

LISTE DES FIGURES

1	Incident du <i>Prestige</i> , novembre 2002.	2
2	Plate-forme <i>Deepwater Horizon</i> après son explosion le 21 avril 2010.	5
3	Exemples d'espèces marines menacées par les déchets plastiques. Du haut vers le bas photos prises par : Mylène Wascowiski, Francis Perez Greenavenir (sur Twitter) , Audrey Garric.	6
4	a) Probabilité de rencontre d'une concentration relative de 0.001 après un déversement d'une journée au prospect Old Harry et b) le temps nécessaire afin que la concentration à un endroit donné atteigne 0.001 (tiré de Bourgault et al., 2014).	9
5	Spirale d'Ekman et transport moyen d'Ekman sous l'effet conjugué du vent et de la force de Coriolis (d'après Gross (1993)).	14
6	Descriptions Eulérienne et Lagrangienne de la dérive de Stokes calculée à partir de la théorie linéaire pour une vague monochromatique d'amplitude $a = 30$ m, de longueur d'onde $\lambda = 100$ m et pour une profondeur de 30 m (tiré de Ardhuin and Filipot (2018)).	15
7	Profils de vitesse induite par les vagues calculés pour (a) des vagues monochromatiques (vagues longues) et (b) un spectre de vagues. Trait plein fin : composante \hat{u}_1^e de la vitesse eulérienne générée par les vagues sur l'axe de propagation des vagues, tirets : composante perpendiculaire \hat{u}_2^e de cette même vitesse, trait mixte : dérive de Stokes u_1^{st} . Trait épais : dérive induite par les vagues dans la direction de propagation : $\hat{u}_1^e + u_1^{st}$. En gris épais, $\hat{u}_1^e + u_1^{st}$ pour des vagues monochromatiques de même hauteur et de période $T = T_p = 12$ s (Ardhuin et al., 2004)	17
8	À droite, le courant Eulérien induit par le vent. À gauche le courant Lagrangien induit par les vagues. Le trait pointillé est la dérive de Stokes et le trait tireté est la contribution du terme de Stokes-Coriolis (tiré de Rasclé, 2007)	19
9	Principaux forçages agissant sur l'objet dérivant.	22
10	Forçages à l'origine de la dérive.	24

11	Trajectoires de dérive : la courbe continue épaisse est la dérive à 1.25 m d’immersion, induite par les vagues seulement. La courbe continue fine est une dérive hypothétique avec une vitesse de 2% de la vitesse du vent. La courbe tiretée est la dérive d’Ekman à 1.25m de profondeur. La courbe orange est la dérive de Stokes à 1.25 m de profondeur (Ardhuin et al., 2004).	27
12	Trajectoires simulées avec différents modèles de dérive comparées aux observations (trajectoire en noir tâchée)(tiré de Röhrs et al., 2012).	29
13	Schéma du protocole expérimental global de l’étude.	34
14	Moyenne annuelle (flèches) et variabilité (couleur bleue) des courants de surface simulés pour l’année 2012. La variabilité est évaluée comme deux fois l’écart-type (tiré de Bourgault et al., 2014).	36
15	Bouée dérivante constituée d’une plate-forme en bois sur laquelle est fixée la balise GPS SpotTrace™ et sous laquelle est attaché un poids d’environ 1 kg qui l’empêche de se renverser.	40
16	A schematic of the surface drift problem in a fetch-limited environment. A floating object drifts at the ocean’s surface at a velocity \mathbf{u}_d (green arrow), which is estimated using the mean Eulerian current \mathbf{u}_E , the wind velocity U_{10} , and the Lagrangian Stokes drift \mathbf{u}_S (red arrows). The Eulerian current velocity \mathbf{u}_E is vertically sheared and is provided by a numerical ocean circulation model at the center of vertical grid cells $\mathbf{u}_E(z_1) = \mathbf{u}_{E1}$ and $\mathbf{u}_E(z_2) = \mathbf{u}_{E2}$. The surface current velocity (\mathbf{u}_{E0} , blue arrow) is obtained by extrapolation methods. To the right is a picture of a drifting buoy designed and built at Institut des sciences de la mer de Rimouski floating in the St. Lawrence Estuary. The Spot Trace™ device is attached to the 33 cm-wide and 4 cm-thick wooden platform with a springing metal coil.	49
17	a) Geographical positions reported by drifting buoys between 2014 and 2015 (61 169 points) in the Lower Estuary, near Rimouski, in Baie-des-Chaleurs, and around the Old Harry Prospect site. b) Daily averaged vertical shear magnitude S in s^{-1} calculated using the two top cells of the GSL5km-RDPS model for 2 June 2014.	52
18	a) Magnitude of average near-surface horizontal current profiles produced by extrapolating the Eulerian current \mathbf{u}_{E1} from the GSL5km model with drift models B (\mathbf{u}_E^B , brown), C (\mathbf{u}_E^C , light blue) and D (\mathbf{u}_E^D , dark blue). The currents are averaged over all observed drifter locations. b) Profiles of turbulent diffusivity $K_z(z)$ used in drift models C (solid) and D (dash).	57

19	a) Buoy trajectories simulated using model C for different values of Ekman depth d , compared to the observed trajectory in the portion of the Gulf of St. Lawrence west of Newfoundland (black dots and line). b) Daily-averaged Ekman depth calculated with Eq. 1.19 for 2 June 2014.	61
20	Time series of relevant quantities extracted along the observed and simulated drifting trajectory of Figure 19. a) Vertical shear magnitude S between the top two cells of the GSL5km-RDPS along the observed trajectory. b) The ageostrophic current magnitude $ \mathbf{u}_{ag}^{Model} $ estimated from the total current of the GSL5km-RDPS using Eq. 1.11 (red), and the wind-induced surface currents $ \mathbf{u}_{ag}^C $ and $ \mathbf{u}_{ag}^D $ estimated with transfer functions \mathbf{H}_C and \mathbf{H}_D and wind stress, respectively, using Eq. 1.10. c) Observed drift speed (black) and predicted by models A-D.	64
21	Examples of observed trajectories for four drifters (black line) (a, b, c, d) and trajectories simulated by model A (red), model B (brown), model C (light blue) and model D (dark blue). Drifter (black), wind (magenta) and current (red) daily-averaged velocity vectors are indicated along the trajectories. . . .	65
22	Scatter plots between simulated and observed drift speeds for models A to D.	66
23	Histograms of the instantaneous angle difference between the observed and simulated drift velocity vectors ϕ comparing models a) A (red) and B (brown), b) A and C (light blue) and c) A and D (purple). The mean $\mu_i = \langle \phi \rangle_i$ and the standard deviation σ_i are given for each model $i = A-D$	68
24	Box and whisker plots of the separation distance between observed and simulated trajectories for models A-D for different drift forecast periods. The horizontal line represents the median (50 th percentile), box limits represent the 25 th and 75 th percentiles, and the whiskers represent extreme values. . . .	69
25	Schematic of surface drift models. Model A corresponds to the control model where the Eulerian current \mathbf{u}_{E1} is taken at the top cell of an ocean circulation model. Model D assumes a wind-driven vertical shear and extrapolates \mathbf{u}_{E1} to obtain \mathbf{u}_{E0} at the surface. Models E and F are variants of model D to which the Stokes drift \mathbf{u}_s is added, with and without a wind correction term proportional to the local 10-m wind velocity U_{10} . The naming convention follows the one of Tamtare et al. (2019)	81
26	Geographical positions reported by drifting buoys between 2014 and 2015 in the St. Lawrence Estuary and Gulf.	82
27	a) Time series of spatially-averaged Stokes drift and wind speed for July 2014. b) Scatter plot between the Stokes drift and a fraction of the wind speed interpolated at the drifter positions for 2014 and 2015.	84

28	Time series of current speed numerically predicted and observed from Acoustic Wave and Current Profilers (AWAC), and scatter plots between them, at Pointe-aux-Loups (a,b) and St-Ulric (c,d).	85
29	Trajectories of six drifter pairs deployed within 80 m of each other in the Gulf of St. Lawrence (a,b,c,e) and in the Estuary (d,f). The drift period T , the initial separation distance ds_0 , and the mean separation distance ds_m are indicated. g) Whisker plots of the separation distance between the observed drifter pairs as a function of drift time. Whiskers represent extreme values, and the red dots indicate the mean values.	87
30	Example of an observed trajectory in the southeastern Gulf of St. Lawrence and trajectories simulated with model A (red), D (purple), E (brown) and F (green). Crosses indicate the locations at the time the observed buoy beached at Port Saunders, NL (red square).	88
31	Scatter plots between simulated and observed drift speeds for models A to F.	89
32	a) Observed velocity vector (black), 2.3% of wind velocity vector (violet), Stokes drift (green), Eulerian current at the top cell of the ocean model (red), Eulerian current extrapolated to the surface (blue). b) Comparison between the observed velocity vector (black) and the velocity vectors predicted by model A (red), model D (blue), model E (brown) and model F (green). For all drifters data, the amplitude of each velocity vector has been normalised by the observed velocity vector amplitude and directions expressed relative to the observed direction, arbitrarily pointing upwards. Median values over all data are shown here.	91
33	Box and whisker plots of the separation distance between observed and simulated trajectories for models A-F for different drift forecast periods. The black box plots are the separation distance between the drifters pairs. The horizontal line represents the median (50 th percentile), box limits represent the 25 th and 75 th percentiles, and the whiskers represent extreme values.	93
34	Trajectories of surface drifters. Cluster I was launched in August 2017 (9 drifters, black lines) and cluster II was launched in October 2017 (8 drifters, blue lines).	106
35	Snapshots of surface ocean currents predicted by the GSL5km model (a, c) and the STLE400m model (b, d) on 5 August 2017 (a, b) and 24 October 2017 (c, d). Only subsets of grid points spaced by ~10 km are shown for clarity.	112
36	Turbulent kinetic energy (TKE) in cluster I computed from a) observations, b) model G and c) model E.	113

37	Turbulent kinetic energy in cluster II computed from a) observations, b) model G and c) model E.	114
38	a) Individual and b) mean observed and simulated trajectories of cluster I drifters.	115
39	a) Individual and b) mean observed and simulated trajectories of cluster II drifters.	116
40	Scatter plots between simulated and observed drift speeds in cluster I for models E and G.	117
41	Scatter plots between simulated and observed drift speeds in cluster II for models E and G.	118
42	Upper panels show the separation distance between observed and simulated trajectories of each drifter of cluster I for a) model G and b) model E. The lower panel c) shows the mean (line) and standard deviation (shaded area) separation distance between all observed and simulated trajectories for model G (purple) and model E (brown).	119
43	Upper panels show the separation distance between observed and simulated trajectories of each drifter of cluster II for a) model G and b) model E. The lower panel c) shows the mean (line) and standard deviation (shaded area) separation distance between all observed and simulated trajectories for model G (purple) and model E (brown).	120
44	Semilog plot of the absolute dispersion of cluster I obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple)	121
45	The relative dispersion in cluster I a) in semilog-plot b) in loglog-plot obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).	122
46	Semilog plot of the relative diffusivity as function of time for cluster I obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).	123
47	Log-log plot of the relative diffusivity as function of separation distance δ for cluster I obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).	123
48	Semilog plot of the absolute dispersion in cluster II obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).	124
49	Semilog plot of the relative dispersion in cluster II obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).	125

50	Semilog plot of the relative diffusivity as function of time in cluster II obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).	127
51	log-log plot of the relative diffusivity as a function of separation in cluster II obtained from observations (black) and model G (purple).	128
52	Carte de la zone d'étude avec l'emplacement des radars HF. PAP (Pointe-au-Père), STF (Sainte-Flavie), PAO (Pointe-aux-Outardes), PAB (Pointe-à-Boisvert) (Kamli, 2014)	142

LISTE DES ABRÉVIATIONS

ISMER Institut des sciences de la mer de Rimouski.

RDPS Regional Deterministic Prediction System.

HRDPS High-resolution Regional Deterministic Prediction System.

WW3 WAVEWATCH IIITM.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'intensification du trafic maritime et aérien, l'augmentation de la population côtière, l'exploitation des ressources naturelles extra-côtières et la dépendance de l'humain aux services rendus par l'écosystème marin sont autant de facteurs qui augmentent d'une part le risque d'incidents maritimes et d'autre part la nécessité de prévenir et de gérer ces risques. Être en mesure de simuler et de prévoir le déplacement d'objets et de substances flottant à la surface de l'océan est l'une des nombreuses capacités que les sociétés ont à développer et mettre en place afin de comprendre et gérer le risque dans une grande variété de situations.

Dans cette introduction, nous commencerons par illustrer l'importance particulière que nous accordons aux objectifs de cette thèse en faisant un survol d'incidents survenus en mer et des conséquences qui en découlent. Le cas du Québec et du Canada en regard du risque lié aux déversements de pétrole sera abordé. Nous ferons ensuite un survol des connaissances sur la dynamique de surface de l'océan, après quoi nous présenterons la problématique sur les prévisions de dérive et de dispersion des objets flottants ainsi que les objectifs spécifiques de la thèse. Enfin, nous décrirons brièvement la zone d'étude ainsi que la façon dont les résultats et le reste de la thèse seront abordés.

Exemples d'incidents maritimes et leur conséquences

Le transport maritime est depuis des siècles un moyen d'échange pratique et peu coûteux des matières premières et la mer constitue une zone de plus en plus prisée pour l'exploitation des ressources ([Law-chune, 2012](#)). Inévitablement, des polluants sont déversés en plus ou moins grande quantité et des objets sont perdus intentionnellement ou par accident durant les opérations en mer. Quelque fois, nous avons affaire à de grandes catastrophes, telles que les naufrages et les marées noires, qui impliquent des enjeux humains, écologiques et financiers considérables et qui nécessitent une intervention rapide. Les incidents les plus extrêmes



Figure 1: Incident du *Prestige*, novembre 2002.

et lourds de conséquences sont les naufrages de pétroliers. Certains noms ont marqué l'histoire, comme celui de l'*Amoco Cadiz* qui a sombré en déversant 220 000 tonnes de pétrole près des côtes Bretonnes en 1978 (Cabioch et al., a,b), ou celui du *Erika* qui a relâché 20 000 tonnes de fioul lourd dans le Golfe de Gascogne en 1999 (Bocquené et al., 1980). Notons aussi le naufrage du *Prestige* (Fig. 1) faisant état d'une fuite de 63 000 tonnes en 2002 ayant touché les côtes portugaises, espagnoles et françaises et qui a entraîné une disparition de 66.7% des espèces sur les plages les plus touchées (de la Huz et al., 2005).

La pollution dramatique de la guerre du Golfe en 1991 est l'une des plus grandes marées noires de l'histoire humaine, avec 900 000 tonnes d'hydrocarbure relâchées dans les eaux persiques lors du sabotage des puits du Koweït par l'armée irakienne et ayant contaminé les sols (Hussain and Gondal, 2008) et touché fortement les animaux marins et les oiseaux. Cet incident a entraîné une mortalité des récifs coralliens au large du Koweït (Downing and Roberts, 1993). La plus récente catastrophe ayant marqué l'histoire est l'explosion de la plate-

forme pétrolière *Deepwater Horizon* dans le golfe du Mexique au cours de l'été 2010 (Fig. 2) avec environ 678 000 tonnes déversées, 11 personnes portées disparues et 17 blessés. Cet accident a fait état d'un déversement continu de 5 000 barils de pétrole par jour pendant au moins trois mois, ce qui a causé un impact sur les coraux dans le Golfe du Mexique (White et al., 1993), un traumatisme écologique sans précédent pour les États-Unis (Lawchune, 2012). Plusieurs espèces pélagiques, plantes marines et estuariennes, tortues de mer, mammifères marins et oiseaux ont été touchés, et plus de 20 millions d'hectares du golfe du Mexique ont été fermés à la pêche (Hemmer et al., 2011). À la suite des déversements d'hydrocarbures, des réductions d'abondance des communautés d'invertébrés supérieures à 50% et une perte drastique de biodiversité ont été rapportées par certaines études (Cabiocch et al., a,b; Bodin and Boucher, 1983; Gomez Gesteira and Dauvin, 2000; de la Huz et al., 2005).

Au cours des dernières années, en raison d'une économie bleue croissante et des défis d'adaptation et d'atténuation de la pollution marine, les systèmes de gestion des risques de pollution ont encouragé le développement des systèmes de prévisions opérationnelles (e.g. She et al., 2016) qui fournissent des informations sur l'emplacement, la taille et l'étendue du déversement, la direction et la vitesse du mouvement du pétrole. Alors que la méthode de bioremédiation avait été appliquée par Pritchard et al. (1992) pour lutter contre la pollution produite lors d'un déversement de pétrole sur les côtes de l'Alaska en 1989 (Exxon Valdez oil spill) au moment où l'océanographie opérationnelle n'était pas encore développée, 20 ans plus tard des méthodes d'atténuation et de prévention, telles que la rétention et la diminution de la quantité de pétrole qui pourrait arriver à la côte, de prévision et de suivi du comportement de la nappe au moyen d'images satellitaires, de mesures et de modèles ont vu le jour. C'est ainsi pendant que des centaines de milliers de litres de pétrole se déversaient quotidiennement dans le golfe du Mexique, les modèles d'océanographie opérationnels ont pu prévoir les courants, permettant d'anticiper les dérives des déversements de pétrole et de cibler les zones prioritaires (Victor, 2010). L'océanographie opérationnelle fournit des produits et des informations qui sont essentiels pour que la communauté de la recherche acquière

une compréhension approfondie et fasse progresser les connaissances et la technologie dans le secteur maritime. Elle a démontré son importance et son efficacité lors de l'explosion de la plate-forme Deepwater Horizon dans le golfe du Mexique.

Plusieurs grandes catastrophes ont fait des pétroliers un modèle d'exemple des pollutions marines et de pertes humaines, si bien que l'on a tendance à oublier d'autres incidents ayant coûté des vies humaines ou des conséquences sur l'environnement marin. L'incident qui a coûté le plus de vies humaines (1 503 personnes) est le terrible naufrage du *RMS Titanic*, navire de la White Star Line, au large de Terre-Neuve en 1912. On n'oubliera pas l'incident de l'installation nucléaire de Fukushima dans l'océan Pacifique en 2011 qui a entraîné une pollution atmosphérique et marine ayant de lourdes conséquences sur l'environnement et la santé dans le monde. La liste serait non exhaustive si l'on s'en tient à citer toutes formes d'incidents et leurs conséquences, qu'elles soient majeures ou mineures. Les sources de ces incidents sont entre autres les mauvaises manoeuvres, les conditions de mer agitée, les collisions entre navires et portes-conteneurs de grande dimension, le vieillissement des machines, etc. L'ampleur des conséquences de chacun de ces incidents évoqués dépend de la quantité de produits déversés, et des biens humains ou matériels.

Les déchets marins, notamment les plastiques, représentent une source majeure de pollution environnementale. Les débris flottants dérivant à la surface de l'océan ont tendance à s'accumuler dans les zones de convergence (e.g. [Ramirez-Llodra et al., 2013](#); [Onink et al., 2019](#)), pouvant atteindre en surface plusieurs centaines, voire milliers de kilomètres de diamètre ([Mansui, 2015](#)). Ces plastiques représentent à eux seuls plus de 60% de la totalité des objets en mer ([Gregory and Ryan, 1997](#)). Ceux-ci peuvent dériver sur de longues distances grâce aux courants marins et finissent par soit s'échouer sur les plages ou continuent de dériver dans les gyres océaniques. Certaines études (e.g. [Halpern et al., 2008](#); [Gregory, 2009](#)) ont montré les conséquences néfastes que ces déchets peuvent avoir sur les animaux marins. Les équipements de pêche perdus lors des opérations font partie des déchets qui peuvent parfois dériver pendant plusieurs années et constituent un piège souvent mortel pour les animaux



Figure 2: Plate-forme *Deepwater Horizon* après son explosion le 21 avril 2010.

marins. Les premières victimes sont les mammifères marins, les poissons, les crustacés et les oiseaux de mer. Ces espèces se retrouvent le plus souvent capturés par les filets perdus en mer ou pire, étouffés par les déchets plastiques (Fig. 3).

Tous ces incidents en mer appellent à une meilleure connaissance de la façon dont les objets et les substances dérivent et se dispersent à la surface de l’océan pour une intervention efficace en cas de déversement d’hydrocarbures, pour la recherche et sauvetage et l’évaluation des impacts environnementaux.

Cas particulier du Québec et du Canada

Le littoral du Canada est parmi les plus vastes au monde et couvre trois océans. Être en mesure de répondre aux urgences tout au long de cette côte exige un équipement approprié, des systèmes de communication fiables et efficaces et du personnel qualifié stationné à des



Figure 3: Exemples d'espèces marines menacées par les déchets plastiques. Du haut vers le bas photos prises par : Mylène Wascowiski, Francis Perez Greenavenir (sur Twitter) , Audrey Garric.

endroits stratégiques. C'est là l'un des mandats de la garde côtière canadienne en matière de recherche et sauvetage et d'urgence environnementale. Celle-ci reçoit au Québec environ 2000 appels d'urgence par an. Chaque année, on enregistre plus de 5000 passages de bateaux dans le Saint-Laurent. Outre la garde côtière canadienne, le centre national des urgences environnementales (CNUE), le centre d'expertise en gestion des risques d'incidents maritimes (CEGRIM), les différents ministères provinciaux (MELCC et MSP) ainsi que certains organismes privés comme la société d'intervention maritime Est du Canada (SIMEC) sont impliqués en cas d'incidents ou d'accidents maritime. Les diverses régions du Canada font face à des profils de risque très différents (CAC, 2016). Pendant que la Colombie-Britannique connaît un transport maritime le plus intense avec un taux de risque d'accidents relativement faible, le golfe du Saint-Laurent quand à lui enregistre le plus grand nombre d'incidents et d'accidents de transport maritime commercial au Canada mais de nature mineure en terme de conséquences (CAC, 2016). Par contre, au Nord du Canada (Arctique), où la densité de trafic est actuellement faible, les facteurs pouvant conduire à un accident de transport maritime sont multiples, de plus c'est une zone vulnérable, et donc en cas de déversement, la difficulté d'intervenir est énorme à cause des conditions météorologiques difficiles, augmentant la probabilité de fort impact sur des espèces et un écosystème fragile.

Au Canada, l'évaluation et l'atténuation des impacts des déversements d'hydrocarbures issus du transport maritime constituent une préoccupation importante alimentée par l'augmentation de la taille des pétroliers et de la densité du trafic maritime (Chabot and Rossignol, 2003; Tamigneaux and Johnson, 2016). Ces dernières années, un certain nombre d'avancées telles que l'amélioration de la technologie de contrôle du trafic, l'amélioration de la conception des navires et des procédures de sécurité de l'industrie ont contribué à une chute des accidents, des pertes de navires et des déversements d'hydrocarbures dans les eaux canadiennes (CAC, 2016). Néanmoins, des accidents surviennent, même s'ils n'ont généralement pas de grandes conséquences telles qu'observées ailleurs dans le monde. En 2013, alors qu'un déversement de 200 000 litres de produits pétroliers est survenu aux installations de la raffinerie de Lévis (l'une des deux raffineries du Québec), une partie de ces hydrocarbures a atteint un

ruisseau avant de se déverser dans le fleuve Saint-Laurent. Au Québec, au moins 45% de la population est alimentée en eau potable à partir du fleuve Saint-Laurent. Il devient alors essentiel, pour des intervenants d'urgence comme le ministère de la santé publique de veiller à une quelconque pollution. Outre les probables conséquences sur la santé humaine, plusieurs composantes biologiques du Saint-Laurent sont vulnérables aux déversements d'hydrocarbures, notamment les algues et les plantes marines et estuariennes, les invertébrés marins et estuariens, les poissons marins, estuariens et diadromes, et les mammifères marins. Un déversement d'hydrocarbures au fond du chenal Laurentien (vallée sous-marine située dans le golfe du Saint-Laurent), à 460 m de profondeur entraînerait une réduction de l'oxygène dissout en raison de la consommation microbienne d'oxygène, qui peut à son tour avoir un impact sur les niveaux trophiques plus élevés de l'écosystème marin qui sont déjà soumis à un stress de faible teneur en oxygène dans cet environnement ([Bourgault et al., 2012](#)).

Même si des incidents majeurs n'ont jamais eu lieu au Canada, des exemples ailleurs dans le monde nous incitent à se préparer, en mettant en place des modèles de prévision de dérive avec un certain degré de confiance. En plus, des incidents produits ailleurs peuvent avoir des impacts sur les côtes canadiennes. C'est l'exemple du transport vers les côtes ouest canadiennes des débris marins issus du Tsunami de Tohoku en 2011 qui fût une préoccupation de Pêches et Océans Canada (MPO) dont l'une des questions était : À quel moment et à quel endroit s'attend-on à ce que les débris issus du tsunami atteignent les eaux et les côtes canadiennes ? Cette question se révèle essentielle voire cruciale, car le suivi des objets, débris ou polluants dérivant à la surface de l'océan est important pour prévoir les zones à risque afin de tenter de diminuer leur impact sur l'environnement marin, l'écologie et la zone côtière, où l'essentiel des activités biologiques et socio-économiques se concentrent ([Danilo, 2009](#)).

Au Canada, Environnement et Changement climatique Canada (ECCC) ainsi que Pêches et Océans Canada (MPO) sont les principaux intervenants en cas de pollution au large des côtes. Ceux-ci s'appuient sur des prévisions numériques opérationnelles afin de mobiliser les moyens d'action et de cibler les zones d'intervention prioritaires.

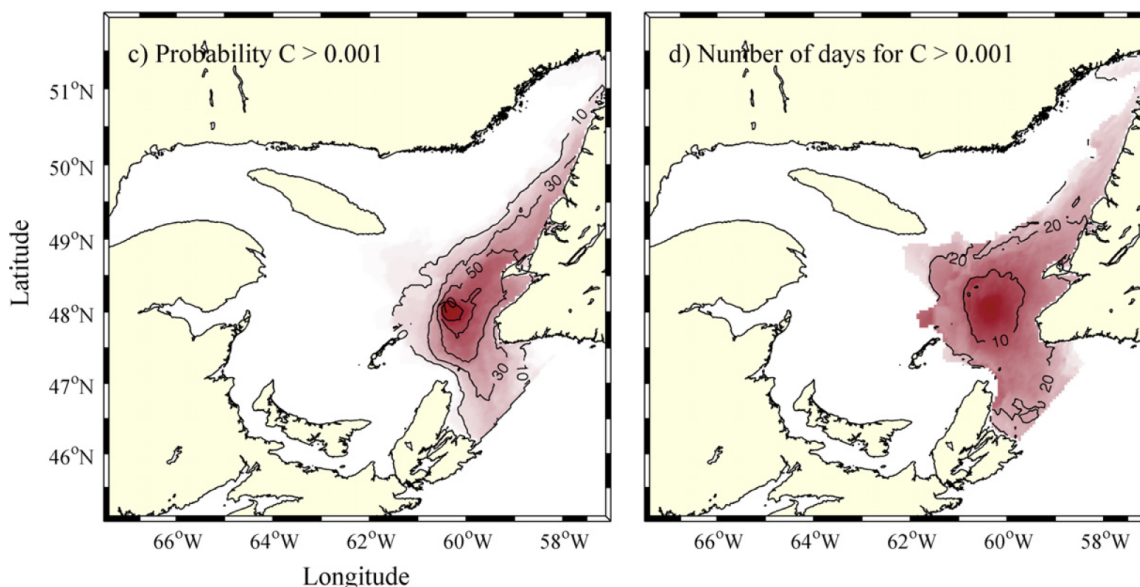


Figure 4: a) Probabilité de rencontre d'une concentration relative de 0.001 après un déversement d'une journée au prospect Old Harry et b) le temps nécessaire afin que la concentration à un endroit donné atteigne 0.001 (tiré de [Bourgault et al., 2014](#)).

Ces prévisions numériques sont issues des modèles de trajectoires qui sont utilisés pour élaborer des scénarios plus ou moins réalistes à partir de forçages modélisés. En cas d'incident, la garde côtière canadienne coordonne l'intervention et mobilise les ressources, aidée par des simulations utilisant un modèle de dérive alimenté par les prévisions environnementales. Le modèle utilisé dans le cadre de la recherche et sauvetage est le modèle CANSARP. Pour la pollution, le modèle utilisé est de type leeway qui est décrit par l'équation 39. Toutefois, au Canada, la responsabilité d'évaluer les risques et l'impact potentiel d'une exploitation pétrolière revient à l'exploitant qui doit faire la démonstration que les risques sont raisonnables et qu'ils peuvent être gérés par un plan d'intervention ([Dumont et al., 2016](#)). De nos jours la seule étude indépendante portant sur l'évaluation de la dérive et la dispersion dans l'EGSL est celle de [Bourgault et al. \(2014\)](#). Cette étude avait pour objectif d'apporter une contribution à la prise de décision par les ministères et les groupes environnementaux dans une perspective d'éventuel déversement d'hydrocarbure sur le site de Old Harry. À cet effet, ces auteurs ont réalisé des simulations numériques de la dispersion d'un tracer flottant

en utilisant des courants issus d'un modèle de circulation. Cette étude souligne l'importance d'utiliser les courants instantanés, et non des moyennes journalières (ou mensuelles). Les cartes de probabilités de présence du traceur et de temps de dérive illustrent qu'il faut environ 30 jours pour que le traceur flottant atteigne Port Saunders, au nord-ouest de Terre-Neuve à partir d'Old Harry (Fig. 4). Par contre les bouées dérivantes déployées dans le cadre de cette thèse montrent que ça ne prend que 10 jours. Cette différence montre qu'il y a des processus additionnels à prendre en compte (cisaille, vagues, vent) dans les prévisions de la dérive. Pour bien comprendre ce problème, nous présenterons un survol de la dynamique de surface dans la prochaine section.

Les modèles de prévision de dérive non seulement exigent des prévisions précises de vents, des vagues et des courants de surface, trois forçages intimement liés, leur architecture reste cruciale pour estimer avec un plus haut degré de confiance là où une personne à la mer ou un polluant déversé devrait être trouvé. Ceci est un défi primordial, auquel s'ajoute un autre grand défi, le suivi de la façon dont la nappe d'un polluant se disperse et évolue dans un environnement marin afin de quantifier les impacts à court et à long terme sur l'écosystème.

La dynamique de surface

Le mouvement de l'eau à la surface de l'océan et par conséquent celui des objets ou substances qui y flottent, est déterminé par plusieurs phénomènes agissant à plusieurs échelles de temps et d'espace. Aux larges échelles, les ondes longues barotropes comme la marée ou les ondes côtières mobilisent toute la colonne d'eau et par le fait même la surface. L'amplitude de ces déplacements est plus importante dans les milieux côtiers peu profonds et, dans le cas de la marée, aux moyennes latitudes. Les interactions air-mer, qui impliquent des échanges de quantité de mouvement, de chaleur et de masse entre l'atmosphère et l'océan, sont responsables quant à elles de mouvements induits à plusieurs échelles, des grandes gyres océaniques qui mobilisent la colonne d'eau jusqu'à plusieurs centaines de mètres sous la surface, aux

mouvements qui cascaded vers les plus petites échelles via la turbulence. Les variations du vent, de la stratification et de la topographie, la génération d'ondes de gravité de surface (les vagues) et le tout couplé à la nature turbulente de l'océan, contribuent à moduler le courant à toutes les échelles, y compris tout près de la surface. Dans la suite de cette section, nous présentons un survol mathématique de deux processus importants qui affectent l'écoulement près de la surface et qui sont les plus susceptibles d'affecter la dérive et la dispersion des objets flottants. Nous introduirons donc brièvement la dynamique d'Ekman et la dérive induite par les vagues. Ces notions seront développées plus en détail dans les articles.

Courant d'Ekman. La contrainte (ou stress) due au vent agissant sur l'océan est généralement représentée mathématiquement par

$$\boldsymbol{\tau} = \rho_a C_D |\mathbf{U}_{10}| \mathbf{U}_{10} \quad (1)$$

où C_D est un coefficient de traînée, ρ_a est la masse volumique de l'air et U_{10} la vitesse du vent à 10 m au-dessus de l'océan. Lorsque le vent se met à souffler, la réponse de l'océan est de nature impulsionnelle. Les courants engendrés, appelés courants agéostrophiques, sont dans un premier temps alignés sensiblement dans la direction du vent, et évoluent vers un état stationnaire qui peut être représenté comme la somme du courant d'Ekman (courant agéostrophique) (Ekman, 1905) et du courant géostrophique, telle que

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_g + \mathbf{u}_{ag}. \quad (2)$$

Le courant géostrophique est généré par l'équilibre entre la force de pression horizontale et la force de Coriolis. Dans un système simplifié des équations de Navier-Stokes, dans l'approximation de Boussinesq, le courant stationnaire total est solution du système d'équations

$$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \quad (3)$$

$$+ fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \tau_y}{\partial z} \quad (4)$$

où ρ est la masse volumique de l'eau de mer, f est le paramètre de Coriolis et p est la pression. Les deux courants étant créés séparément, ils sont obtenus par deux systèmes d'équations. Le courant géostrophique est déterminé par

$$fv_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5)$$

$$fu_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (6)$$

où l'on assume l'équilibre hydrostatique selon la verticale

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (7)$$

Le courant agéostrophique, ou courant d'Ekman, est quant à lui obtenu par le système d'équations suivant :

$$fv_{ag} = \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \quad (8)$$

$$+ fu_{ag} = -\frac{\partial \tau_y}{\partial z}. \quad (9)$$

Pour déterminer les profils verticaux de u_{ag} et v_{ag} dans la couche d'Ekman, on utilise généralement la représentation Newtonienne de la turbulence où l'on remplace la contrainte du vent par le terme de viscosité turbulente :

$$\tau_x = \rho K_z \left. \frac{\partial u_{ag}}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (10)$$

$$\tau_y = \rho K_z \left. \frac{\partial v_{ag}}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (11)$$

Les équations 8 et 9 deviennent

$$fv_{ag} = K_z \frac{\partial^2 u_{ag}}{\partial z^2} \quad (12)$$

$$-f u_{ag} = K_z \frac{\partial^2 v_{ag}}{\partial z^2} \quad (13)$$

Pour résoudre cette équation, il est commode d'utiliser la notation complexe où la vitesse est définie par $\mathbf{u} = u + iv$, de telle sorte que

$$if(u_{ag} + iv_{ag}) = K_z \frac{\partial^2}{\partial z^2} (u_{ag} + iv_{ag}) \quad (14)$$

En considérant que le courant tend vers zéro pour des profondeurs infinies de l'océan, la solution pour $f > 0$ (hémisphère nord) s'écrit comme

$$u_{ag} = \frac{\sqrt{2}}{\rho f d} e^{z/d} \left[\tau_x \cos\left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4}\right) - \tau_y \sin\left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4}\right) \right] \quad (15)$$

$$v_{ag} = \frac{\sqrt{2}}{\rho f d} e^{z/d} \left[\tau_x \sin\left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4}\right) + \tau_y \cos\left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4}\right) \right] \quad (16)$$

où $d = \sqrt{2K_z/f}$ est la profondeur de la couche d'Ekman.

La solution classique d'Ekman, qui suppose une viscosité homogène sur la verticale, donne un courant de surface orienté à 45° à droite (gauche) par rapport à la direction du vent stationnaire dans l'hémisphère nord (sud). L'amplitude du courant décroît exponentiellement avec la profondeur et sa direction change en décrivant une spirale (Fig. 5). Or, cette solution néglige les effets non-linéaires liés aux termes d'accélération, les effets liés à la stratification, à l'inhomogénéité de la viscosité ainsi que les interactions entre le courant, la turbulence et les vagues de surface. Très près de la surface, dans les premiers centimètres, les vitesses du courant agéostrophique induit par le vent diminuent très rapidement et de façon linéaire (Fernandez et al., 1996).

Les vagues et la dérive de Stokes. Outre la génération du courant de surface, le vent est également responsable de la formation d'ondes de surface. En effet, le frottement du vent en surface produit des déformations à l'interface océan-atmosphère qui se propagent sous

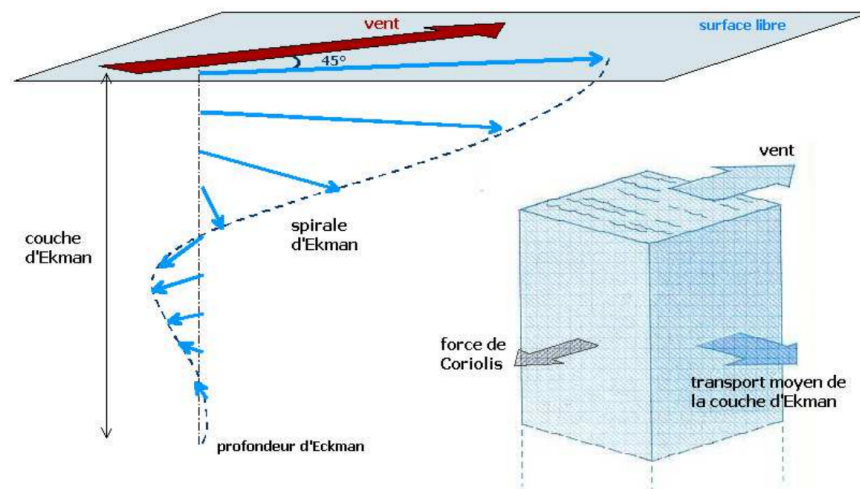


Figure 5: Spirale d'Ekman et transport moyen d'Ekman sous l'effet conjugué du vent et de la force de Coriolis (d'après Gross (1993)).

la forme d'ondes de gravité de surface. Une partie de la quantité de mouvement transférée par le vent à l'océan se propage sous forme de vagues et une autre contribue à forcer des courants. Or, bien que plusieurs auteurs s'intéressent à ce sujet, les modèles de circulation océanique forcés par le vent ne tiennent pas compte explicitement du transfert de quantité de mouvement dans les vagues, mais paramétrisent plutôt la friction due au vent comme une contrainte indépendante des vagues. Ceci induit un certain biais dans la simulation des courants de surface par les modèles océaniques. Outre cet effet, il est bien connu que les vagues induisent une dérive additionnelle appelée dérive de Stokes. Cette dérive vient du fait qu'une particule se trouvant à la crête d'une vague se déplace plus dans le sens de propagation de la vague qu'elle ne se déplace en sens inverse lorsqu'elle se trouve au creux de la vague. Cette particule décrit une orbite non fermée et se déplace donc en moyenne dans le sens de propagation de la vague (e.g. Phillips, 1977).

Le calcul explicite de cette dérive nécessite la connaissance du spectre de vagues. La dérive de Stokes se calcule à partir du spectre de fréquence ou nombre d'onde et de direction (e.g. Tolman et al., 2014; Webb and Fox-Kemper, 2015). Les composantes zonale u_S et

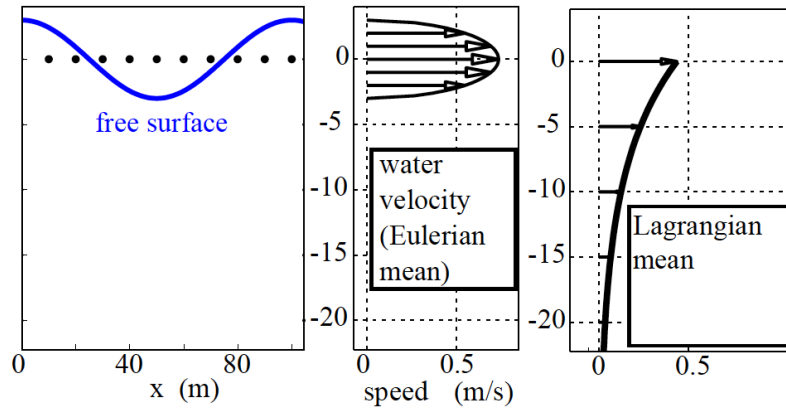


Figure 6: Descriptions Eulerienne et Lagrangienne de la dérive de Stokes calculée à partir de la théorie linéaire pour une vague monochromatique d'amplitude $a = 30$ m, de longueur d'onde $\lambda = 100$ m et pour une profondeur de 30 m (tiré de [Arduin and Filipot \(2018\)](#)).

méridionale v_S se calculent comme suit

$$u_S(z) = g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \omega k \cos \theta \frac{\cosh(2k(z+H))}{\sinh^2(kH)} F(k, \theta) dk d\theta \quad (17)$$

$$v_S(z) = g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \omega k \sin \theta \frac{\cosh(2k(z+H))}{\sinh^2(kH)} F(k, \theta) dk d\theta \quad (18)$$

avec

$$\omega^2 = gk \tanh(kH) \quad (19)$$

où $F(k, \theta)$ est le spectre directionnel de vagues exprimé en terme du nombre d'onde k et de la direction de propagation θ , ω est la fréquence angulaire et H est la profondeur. En eau profonde, $F = 2e^{2kz}$ et $\omega = \sqrt{gk}$, de telle sorte que

$$u_S(z) = 2g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \omega k e^{2kz} \cos \theta F(k, \theta) dk d\theta \quad (20)$$

$$v_S(z) = 2g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \omega k e^{2kz} \sin \theta F(k, \theta) dk d\theta \quad (21)$$

Des équations 20 et 21, la dérive de Stokes notée U_S se calcule comme

$$U_S(z) = 2g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \omega k e^{2kz} F(k, \theta) dk d\theta. \quad (22)$$

Dans la pratique, il y a une fréquence maximale de coupure au delà de laquelle le spectre n'est pas défini et pour laquelle la dérive de Stokes n'est donc pas calculée. Celle-ci s'exprime donc comme suit

$$U_S^{\text{cutoff}}(z) = 2g \int_0^{2\pi} \int_0^{k_c} F(k, \theta) \omega k e^{2kz} dk d\theta. \quad (23)$$

Au-delà de cette fréquence une représentation paramétrique du spectre est parfois utilisée et la dérive de Stokes totale est calculée comme

$$U_S(z) = U_S^{\text{cutoff}}(z) + U_S^{\text{tail}}(z) \quad (24)$$

où, U_S^{cutoff} et U_S^{tail} sont respectivement la dérive de Stokes calculée en appliquant un nombre d'onde de coupure et celle calculée au delà du nombre d'onde de coupure en paramétrisant le spectre.

L'équation (Eq. 23) démontre que la dérive de Stokes dépend des états de mer. Une jeune mer de vent avec une prédominance de vagues courtes induit une dérive de Stokes avec de grandes vitesses en surface et un fort cisaillement vertical alors que les houles de longue période sont associées à une dérive de Stokes dont le profil vertical reste exponentiel et non uniforme, mais dont la décroissance verticale est moins forte (Fig. 7).

Parmi tous les effets possibles des vagues sur la dérive de surface, la dérive de Stokes est la contribution principale, les autres participant de manière beaucoup plus faible (Tang et al., 2007; Röhrs et al., 2012). Certaines études ont montré clairement que la dérive de surface est essentiellement due à la dérive de Stokes surtout lorsque les vagues sont développées

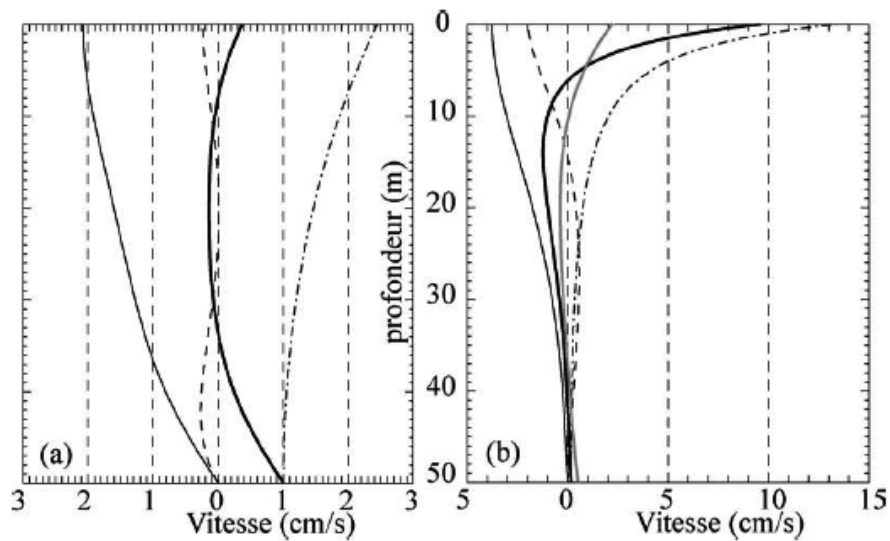


Figure 7: Profils de vitesse induite par les vagues calculés pour (a) des vagues monochromatiques (vagues longues) et (b) un spectre de vagues. Trait plein fin : composante \hat{u}_1^e de la vitesse eulérienne générée par les vagues sur l'axe de propagation des vagues, tirets : composante perpendiculaire \hat{u}_2^e de cette même vitesse, trait mixte : dérive de Stokes u_1^{st} . Trait épais : dérive induite par les vagues dans la direction de propagation : $\hat{u}_1^e + u_1^{st}$. En gris épais, $\hat{u}_1^e + u_1^{st}$ pour des vagues monochromatiques de même hauteur et de période $T = T_p = 12$ s (Arduin et al., 2004)

(Rascle, 2007; Röhrs et al., 2012). L'effet de la dérive de Stokes sur la circulation est toutefois marginal, car le transport qu'elle engendre dans la direction de propagation des vagues est compensé dans la verticale par une dérive en sens opposé. Par souci de clarté, la prochaine section décrit brièvement la force de Stokes-Coriolis responsable de ce que l'on appelle la dérive d'Hasselmann (Hasselmann, 1970).

Force de Stokes-Coriolis. Les vagues ont deux effets sur la dynamique du courant quasi-Eulérien (courant Eulérien de retour induit par les vagues en sens opposé au courant de Stokes). Le premier est un effet de mélange causé par l'injection d'énergie cinétique turbulente par les vagues qui conduit à un courant quasi-Eulérien plus uniforme proche de la surface quand les vagues sont développées. Le second est la force d'Hasselmann, ou force de Stokes-Coriolis, qui émane d'une interaction entre la force de Coriolis et la dérive de Stokes et qui entraîne un transport associé au courant quasi-Eulérien en sens opposé au transport de Stokes (Rascle, 2007).

La force d'Hasselmann est notée $f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_S$, où \mathbf{u}_S est le courant de Stokes et f le paramètre de Coriolis et le \mathbf{k} le vecteur unitaire vertical. En considérant cette force dans la dynamique du courant moyen \mathbf{u} (Explore, 2005; Polton et al., 2005), on a

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + f\mathbf{k} \times (\mathbf{u} + \mathbf{u}_S) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + K_z \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} \quad (25)$$

$$K_z \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\boldsymbol{\tau}}{\rho} \quad (26)$$

où K_z est la viscosité turbulente, \mathbf{u} est le courant Eulérien moyen, ∇p est le gradient de la pression, ρ la masse volumique de l'air, $\boldsymbol{\tau}$ la tension du vent en surface. L'influence des vagues sur le courant moyen apparaît dans la force de Stokes-Coriolis. L'équation 25 indique qu'en absence de frottement, en négligeant le gradient de pression et en état stationnaire, un courant Eulérien moyen $\mathbf{u} = -\mathbf{u}_S$ est exactement opposé à la dérive de Stokes. Le transport total est alors nul sur la verticale. Par contre cela n'est pas vraiment le cas en surface où la dérive de

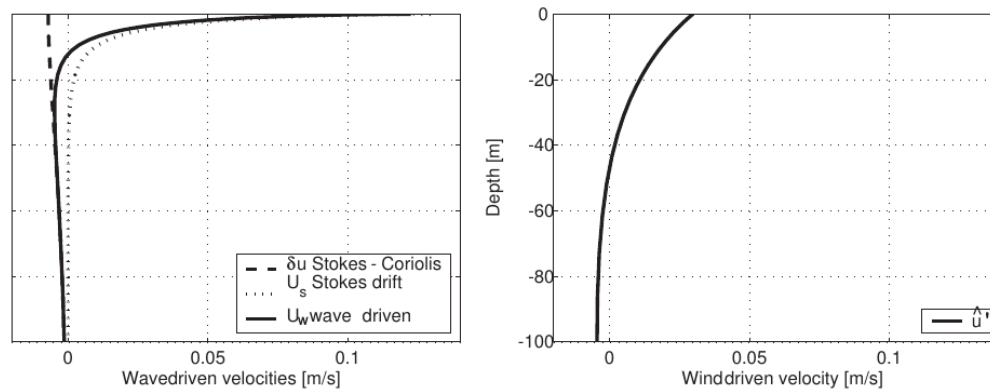


Figure 8: À droite, le courant Eulérien induit par le vent. À gauche le courant Lagrangien induit par les vagues. Le trait pointillé est la dérive de Stokes et le trait tireté est la contribution du terme de Stokes-Coriolis (tiré de [Rascle, 2007](#))

Stokes l’emporte sur la dérive d’Hasselmann produisant une dérive nette dans la direction de propagation des vagues (Fig. 8). Toutefois, dans un système couplé océan-vagues, si la force d’Hasselmann est prise en compte, on s’attendrait à ce que la dérive totale attribuable aux vagues, qui serait la somme de la dérive de Stokes et de la dérive d’Hasselmann, soit légèrement inférieure à la dérive de Stokes, à cause de ce courant Eulérien de retour (Fig. 8). [Rascle \(2007\)](#) a montré qu’on surestime la dérive de surface de moins de 5% lorsqu’on néglige ce courant Eulérien de retour. La dérive d’Hasselmann devient beaucoup moins cisailée que la dérive de Stokes en présence de la turbulence. Toutefois, l’amplitude et le cisaillement vertical de la dérive de Stokes dépendent des conditions de vagues. La dérive de Stokes est plus importante lorsque les vagues sont développées ([Rascle, 2007](#); [Röhrs et al., 2012](#)). Elle est négligeable à une profondeur égale à 1/4 de la longueur d’onde des vagues ([Law-chune, 2012](#)). Contrairement à ce qui se passe à la surface, le courant d’Hasselmann l’emporte sur la dérive de Stokes vers les profondeurs, car cette dernière décroît très rapidement avec la profondeur ([Rascle, 2007](#)).

L’intensité du courant de retour engendré par la force d’Hasselmann, quant à elle, dépend du mélange sachant que ce mélange est en partie induit par l’injection d’énergie cinétique turbulente par dissipation des vagues.

Interactions vagues-courants. Les vagues de surface sont d'une importance capitale en général dans les interactions air-mer (Thorpe, 2013; Edson and Fairall, 1994; Andreas et al., 1995; Pattison and Belcher, 1996, 1999; Zilitinkevich et al., 2001; Zappa et al., 2004). Tel que mentionné précédemment, la quantité de mouvement atmosphérique n'est pas totalement transmise au courant océanique. En effet, 80% de cette quantité de mouvement passe par le champ de vagues alors que 20%, voire moins, sont dus aux frottements visqueux à la surface (Donelan, 1998; Banner and Peirson, 1998). Cependant, quand les vagues se dissipent (par exemple par déferlement), il y a transfert de quantité de mouvement et d'énergie cinétique turbulente des vagues vers l'océan. Ce flux se manifeste comme une tension en surface ou sous la surface, ce qui accélère l'écoulement moyen (Longuet-Higgins, 1953; Weber, 1983; Jenkins, 1989; Weber et al., 2006) tandis que l'énergie cinétique turbulente cause l'homogénéisation des vitesses en surface (Craig and Banner, 1994). Ce mélange induit par les vagues s'additionne aux autres processus contrôlant la diffusion des vitesses sur la verticale et contribue à la détermination du profil de vitesse. Tout ceci montre l'importance des vagues dans la détermination du courant de dérive.

Dans un système couplé atmosphère-vagues-océan, les vagues jouent un rôle de filtre d'énergie entre l'atmosphère et l'océan (Röhrs et al., 2012). Le flux d'énergie transféré de l'atmosphère aux vagues est donnée par

$$\Phi_{a \rightarrow w} = \rho \omega g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} S_{in} d\omega d\theta \quad (27)$$

alors que le flux d'énergie entrant dans l'océan provenant des vagues est

$$\Phi_{w \rightarrow o} = \rho \omega g \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} S_{dis} d\omega d\theta \quad (28)$$

S_{in} représente le taux d'accroissement des vagues dû à l'action du vent alors que S_{dis} représente le taux de dissipation de l'énergie des vagues. Le flux d'énergie cinétique turbulente

transféré de l'atmosphère à la surface de l'océan ,

$$\Phi_o = \Phi_a - \rho\omega g \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (S_{in} + S_{dis})d\omega d\theta, \quad (29)$$

est habituellement considéré comme un terme faible devant les autres termes (Phillips, 1977).

L'intégrale de l'équation (Eq. 29) doit être positive pour que le flux de quantité de mouvement effectif τ_o soit plus petit que τ_a . Cependant dans un modèle où l'on néglige l'effet des vagues c'est-à-dire τ_o , le courant Eulérien pourrait être surestimé (Röhrs et al., 2012) et biaiser finalement les prévisions de dérive. De plus, prendre en compte la dérive de Stokes dans un modèle de prévision de dérive sans prendre en compte le flux de quantité de mouvement des vagues ne respecte pas le principe de conservation du moment et peut entraîner des incertitudes dans les prédictions (Röhrs et al., 2012). Une autre question reste de savoir comment prendre en compte le mélange turbulent induit par les vagues. De nos jours, il n'y a aucun consensus sur la paramétrisation de ce mélange dans les modèles de circulation. La paramétrisation du mélange turbulent est fonction des forçages qui le génèrent et dépend donc des zones d'étude. L'énergie cinétique turbulente produite par le déferlement des vagues est supérieure, au moins d'un ordre de grandeur (Rasclé, 2007) à celle produite par le cisaillement du courant d'Ekman (Terray et al., 1996).

Problématique de recherche

La formulation mathématique du problème de la dérive d'un objet flottant à la surface de l'océan se base sur les principes de base de la mécanique classique. L'équation du mouvement d'un objet dérivant en surface, de masse m et de vitesse \mathbf{u}_d s'écrit comme suit (Daniel et al., 2002; Tang et al., 2007; Breivik and Allen, 2008) :

$$m \left(\frac{d\mathbf{u}_d}{dt} + f \times \mathbf{u}_d \right) = \mathbf{F}_a + \mathbf{F}_o + \mathbf{F}_w + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_b \quad (30)$$

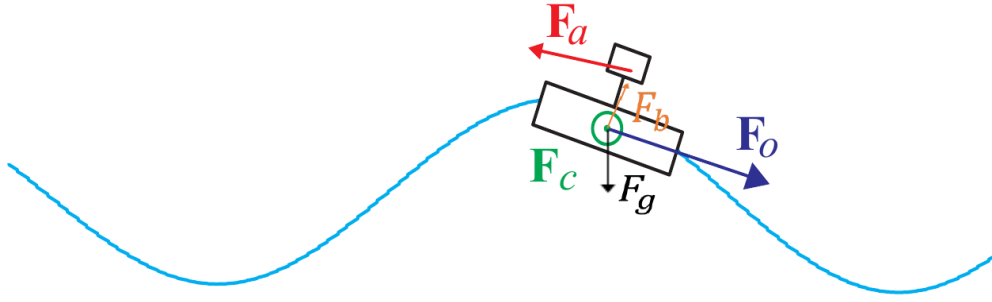


Figure 9: Principaux forçages agissant sur l'objet dérivant.

$f \times \mathbf{u}_d$ est l'accélération de Coriolis, \mathbf{F}_a est la traînée exercée par le vent sur l'objet, \mathbf{F}_o est la traînée de l'eau sur l'objet, \mathbf{F}_w est la force radiative imposée sur l'objet lorsque les vagues sont absorbées ou réfléchies par celui-ci, \mathbf{F}_g est la force de gravité, et \mathbf{F}_b est la force de gradient de pression (flottabilité). Dans le cas des objets plus petits que la longueur d'onde des vagues, on néglige la force radiative des vagues \mathbf{F}_w et la dynamique de l'objet est représentée par la Figure 9.

Les forces de traînée de l'eau et du vent dépendent de la vitesse du vent et l'écoulement Lagrangien de l'eau autour de l'objet, respectivement \mathbf{u}_a et \mathbf{u}_L , donné par

$$\mathbf{u}_L = \mathbf{u}_E + \mathbf{u}_S \quad (31)$$

où \mathbf{u}_E est le courant Eulérien océanique et \mathbf{u}_S la dérive de Stokes.

En supposant que la vitesse de l'objet est négligeable devant la vitesse du vent, on a

$$\mathbf{F}_o = \frac{1}{2} \rho A_o C_o \|\mathbf{u}_L - \mathbf{u}_d\| (\mathbf{u}_L - \mathbf{u}_d) \quad (32)$$

$$\mathbf{F}_a = \frac{1}{2} \rho_a A_a C_a \|\mathbf{u}_a\| \mathbf{u}_a \quad (33)$$

où ρ et ρ_a sont respectivement les masses volumiques de l'eau et de l'air. C_o et C_a sont respectivement les coefficients de traînée de l'eau et de l'air, alors que A_o et A_a sont respectivement les surfaces effectives qui sont exposées à l'eau et à l'air. Il est à noter que l'écoulement de

l'eau représente ici le courant net agissant sur l'objet et inclut donc les courants orbitaux des vagues.

En négligeant les termes d'accélération, la force de Coriolis et la force de gradient de pression et la force de gravité, finalement la dynamique de l'objet résulte de l'équilibre entre la force de traînée de l'eau et celle du vent.

$$\mathbf{F}_a + \mathbf{F}_o = \mathbf{0} \quad (34)$$

En remplaçant \mathbf{F}_a et \mathbf{F}_o par leur formule, on obtient :

$$- \|\mathbf{u}_L - \mathbf{u}_d\|(\mathbf{u}_L - \mathbf{u}_d) = \alpha^2 \|\mathbf{u}_a\| \mathbf{u}_a \quad (35)$$

où

$$\alpha = \sqrt{\frac{\rho_a A_a C_a}{\rho A_o C_o}}. \quad (36)$$

On obtient enfin

$$\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_L + \alpha \mathbf{u}_a \quad (37)$$

qui représente l'équation de base, en apparence toute simple, sur laquelle s'établit la grande majorité des modèles de dérive. Ce qui distingue les modèles et complique leur application pratique réside dans les hypothèses sous-jacentes et les méthodes d'estimation des écoulements \mathbf{u}_L et \mathbf{u}_a qui, rappelons-le, représentent les écoulements très près de l'objet. Or, les écoulements très près de l'interface entre l'air et la mer, qui ondule sous l'effet des vagues, ne sont pas explicitement calculés par les simulateurs, mais doivent plutôt être estimés.

La Figure 10 présente les informations relatives aux principaux forçages (courant, vent et vagues) influençant la dérive et qui proviennent de simulateurs. Il existe plusieurs types de modèles de dérive que nous décrivons ci-dessous et qui utilisent différentes combinaisons de ces quantités, selon les hypothèses privilégiées et les méthodes employées.

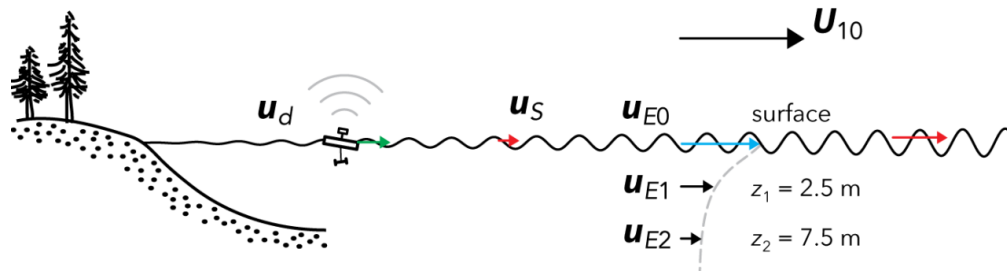


Figure 10: Forçages à l'origine de la dérive.

Modèle Eulérien. Toutes les approches sont unanimes sur le fait que la dérive dépend principalement du courant de surface océanique. Le modèle Eulérien est celui qui suppose que la dérive est induite uniquement par le courant Eulérien océanique et s'exprime comme

$$\frac{dr}{dt} = \mathbf{u}_E \quad (38)$$

où r est la position de l'objet dérivant. Le courant \mathbf{u}_E est obtenu d'un modèle de circulation océanique qui résout le champ de vitesse en fonction de la profondeur avec une certaine résolution. Le courant le plus près de la surface représente donc le transport moyen d'une couche d'eau ayant une épaisseur de quelques mètres typiquement, selon les modèles.

Modèle Eulérien leeway. Parce que les modèles de circulation utilisent des paramétrisations des processus de surface ou les négligent tout simplement, il convient de tenir compte d'un terme de correction du vent. Les modèles Eulérien *leeway* ajoutent au courant de surface un terme proportionnel au vent à 10 m au-dessus de la surface, un diagnostic standard issu des modèles de prévisions météorologiques, et ce afin d'englober l'ensemble des processus liés au vent (e.g. [Al-Rabeh, 1994](#); [Price et al., 2003](#); [Hackett et al., 2006](#); [Carracedo et al., 2006](#); [Breivik and Allen, 2008](#); [Tamtare et al., 2019](#)). Ce modèle s'exprime comme

$$\frac{dr}{dt} = \mathbf{u}_E + \alpha \mathbf{U}_{10} \quad (39)$$

où α est un coefficient qui varie selon les applications. Par exemple, [Price et al. \(2003\)](#) utilisent $\alpha = 3.5\%$ dans le modèle de nappe OSRA (*Oil Spill Risk Analysis*), valeur issue d'une validation faite à partir de bouées dérivantes déployées sur le plateau nord-est du golfe du Mexique. [Carracedo et al. \(2006\)](#) utilisent quant à eux $\alpha = 1.5\%$ et le courant issu d'un modèle hydrodynamique 3D à haute résolution afin de reproduire les événements du *Prestige*. Ces applications sont des exemples parmi tant d'autres où le coefficient α est déterminé de différentes façons et varie typiquement entre 1 et 6%.

Modèle Eulérien avec dérive de Stokes implicite. Parce qu'il est reconnu que les vagues influencent significativement la dérive de surface, certains modèles estiment la correction due au vent à partir de la corrélation entre le vent et la dérive de Stokes.

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{u}_E + \beta \mathbf{U}_{10}; \quad (40)$$

$$\beta = \alpha + \frac{|\mathbf{u}_S|}{|\mathbf{U}_{10}|} \quad (41)$$

Ce modèle suppose que le vent et les vagues sont alignés et que le champ de vagues est dans un état stationnaire. Dans leur étude sur le transport et la dispersion de la nappe de pétrole de la mer Noire, [Korotenko et al. \(2010\)](#) ont paramétré la somme de la dérive de Stokes et l'entraînement par le vent à 3% de la vitesse du vent à 10 m, alors que [Kenyon \(1969\)](#) estime la dérive de Stokes induite par les vagues à plus de 3% (en conditions de vagues développées) de la vitesse du vent, une vitesse comparable à la dérive due au vent ([Huang, 1979](#)). D'après [Jenkins \(1989\)](#), la dérive induite par les vagues représente environ 3% de la vitesse du vent. [Rasclé \(2007\)](#) trouve un rapport de 1.3% entre la dérive de Stokes et la vitesse du vent. Certaines études ([Ardhuin et al., 2004](#); [Rasclé et al., 2008](#); [Ardhuin et al., 2009](#)) ont déduit que la dérive de Stokes induite par les vagues en surface représente les 2/3 de la dérive induite par le vent.

Modèle Lagrangien. Il existe plusieurs raisons pour lesquelles la dérive de Stokes n'est pas parfaitement corrélée au vent local. Les vagues prennent un certain temps et une certaine distance avant de se développer complètement. Les vagues peuvent rester développées alors que le vent décroît (Law-chune, 2012). De plus, dans les milieux côtiers, le fetch varie en fonction de la direction du vent. Ardhuin et al. (2004) ont comparé la dérive de Stokes calculée par le spectre de vagues avec une paramétrisation de 2% de la vitesse du vent lors d'une étude visant la reproduction de la dérive de boulettes d'hydrocarbure du Prestige. Ces auteurs concluent que les déplacements fictifs d'une particule donnés par l'intégration de la vitesse de Stokes et l'intégration de 2% de la vitesse du vent U_{10} donnent une distance de déplacement similaire, mais une direction et un historique des positions sensiblement différents (Fig. 11). Le modèle Lagrangien tente donc de tenir explicitement compte de la dérive de Stokes, de la façon suivante

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{u}_E + \mathbf{u}_S. \quad (42)$$

Modèle Lagrangien leeway. Enfin, le dernier modèle intègre un terme de correction dû au vent au modèle Lagrangien et s'exprime comme

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{u}_E + \mathbf{u}_S + \alpha U_{10} \quad (43)$$

L'hypothèse que nous privilégions dans cette thèse est que l'écoulement induit par les vagues sur l'objet constitue une part importante de l'écoulement total \mathbf{u}_L (Eq. 37) et doit être explicitement représenté dans les modèles de dérive. Polton et al. (2005), ont donné une première estimation du transport de Stokes à 40% du transport d'Ekman aux moyennes latitudes. Ardhuin et al. (2004) ont trouvé que la contribution de la dérive de Stokes à 1 m sous la surface compte au moins pour 30% du transport total. Ces auteurs en concluent que la prise en compte directe des vagues dans le calcul de dérive donnerait une correction importante qui ne peut pas être négligée. Par ailleurs, d'après Mao and Heron (2008), la dérive de Stokes est l'un des processus qui déterminent la vitesse et la direction des courants de dérive de surface.

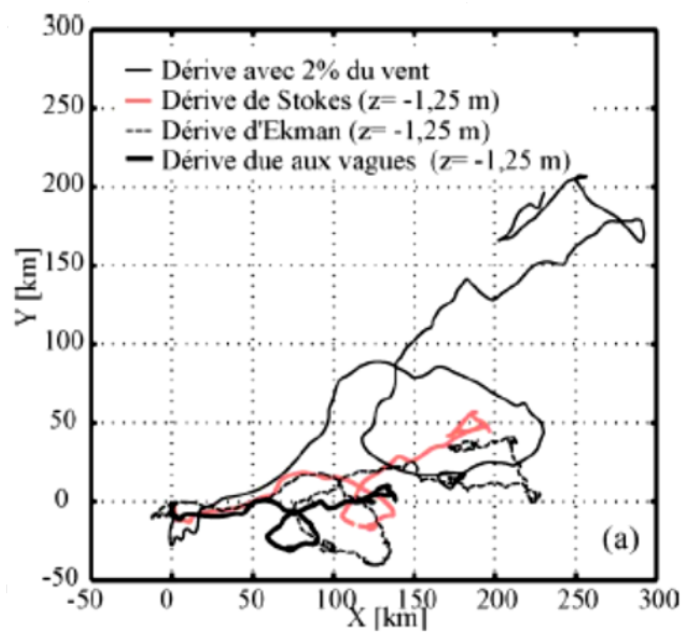


Figure 11: Trajectoires de dérive : la courbe continue épaisse est la dérive à 1.25 m d'immersion, induite par les vagues seulement. La courbe continue fine est une dérive hypothétique avec une vitesse de 2% de la vitesse du vent. La courbe tiretée est la dérive d'Ekman à 1.25m de profondeur. La courbe orange est la dérive de Stokes à 1.25 m de profondeur (Ardhuin et al., 2004).

Donc prendre en compte la dérive de Stokes est la clé pour résoudre la différence d'angle dans le courant issu du modèle dynamique classique d'Ekman (e.g. [Lewis and Belcher, 2004](#)) et le courant de dérive de surface, car la direction de celui-ci est affectée par la présence des vagues (e.g. [Polton et al., 2005](#)). Une autre justification à prendre en compte les vagues est évidemment leur impact à travers les échanges de moment entre vagues et océan. Ces échanges de moment et la dérive de Stokes requièrent un modèle qui couple l'atmosphère, les vagues et la dynamique océanique en respectant l'équilibre de moment dans la couche de surface. Toutefois, selon [Tang et al. \(2007\)](#), l'effet des transferts de moment issus des interactions vent-vagues-courant réduit la vitesse de surface de quelques pourcentages tandis que la dérive de Stokes reste la contribution dominante des vagues en augmentant la vitesse de 35%. L'effet des vagues sur la dérive est principalement associé à la dérive de Stokes (e.g. [Tang et al., 2007](#); [Röhrs et al., 2012](#)). Cette dérive de Stokes peut être très importante en surface. [Röhrs et al. \(2012\)](#) ont trouvé que la dérive en surface est principalement dominée par la dérive de Stokes. Ces auteurs trouvent que les modèles qui prennent en compte les vagues (Lagrangien et le Lagrangien *leeway*) ont le meilleur score de compétence. Ces modèles représentent mieux la trajectoire observée (Fig. 12).

La dérive de Stokes est prise en compte dans plusieurs études pour améliorer les prévisions des trajectoires de dérive des objets flottants (e.g. [Röhrs et al., 2012](#); [Callies et al., 2017](#); [Tamtare et al., 2020](#)). Elle est considérée dans certains modèles d'hydrocarbures (e.g. [Broström et al., 2011](#); [Ivichev et al., 2012](#); [Drivdal et al., 2014](#); [Jones et al., 2016](#); [Tian et al., 2017](#)) pour simuler la dérive et la déformation des nappes de pétrole ([Christensen and Terrile, 2009](#)), pour servir à la planification en cas de déversement ([Daniel et al., 2003](#); [Abascal et al., 2009](#); [Azevedo et al., 2009](#)) et l'évaluation des risques ([Kjell and Johansen, 2004](#)). La dérive de Stokes trouve son intérêt dans la prédiction des trajectoires des débris flottants ([Dobler et al., 2019](#); [van der Mheen et al., 2019](#)), des plastiques ([Laxague et al., 2018](#)), et leur zone d'accumulation (e.g. [Onink et al., 2019](#)). Elle est également utilisée pour prédire le transport des oeufs pélagiques, larves et détritiques ([Röhrs et al., 2014](#); [Shanks et al., 2015](#)), ou d'autres organismes et solutés ([Monismith, 2004](#); [Putman et al., 2016](#)) et pour évaluer l'isolation éco-

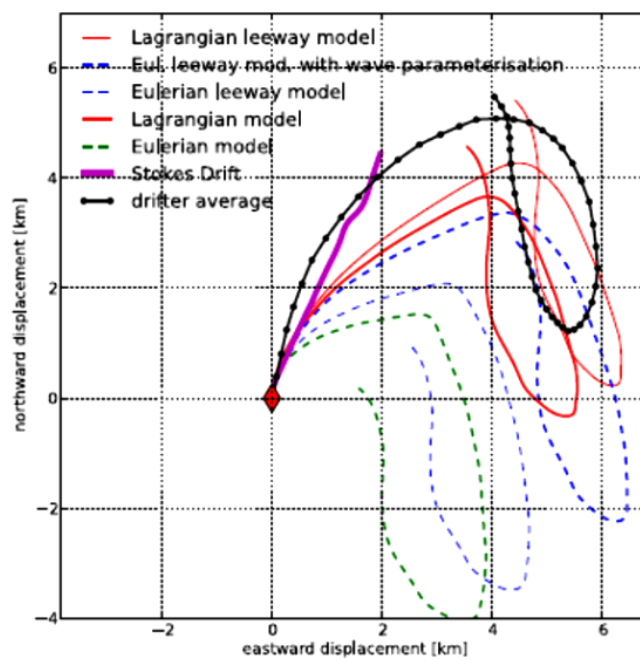


Figure 12: Trajectoires simulées avec différents modèles de dérive comparées aux observations (trajectoire en noir tâchée)(tiré de [Röhrs et al., 2012](#)).

logique (Fraser et al., 2018).

Outre les questions soulevées sur la prise en compte des vagues et la détermination des différents coefficients dans la modélisation de la dérive, la performance des modèles est en grande partie conditionnée par la qualité des prévisions de courants.

Les courants sont généralement plus forts et plus dispersifs en surface que pour le reste de la colonne d'eau, ce qui les rend plus difficiles à modéliser avec précision. Ainsi une question est alors ouverte sur le choix de modélisation, de résolution et de paramétrisation des processus complexes à l'obtention d'un courant de surface avec un degré de confiance élevé. Les travaux scientifiques récents montrent que la résolution verticale est une voie à explorer pour une meilleure estimation du courant de surface (Gästgifvars et al., 2006; De Dominicis et al., 2012; Kjellsson and Döös, 2012; Callies et al., 2017; Tamtare et al., 2020). Certains auteurs (Gästgifvars et al., 2006; De Dominicis et al., 2012; Kjellsson and Döös, 2012) ont conclu que les courants de surface modélisés sont faibles comparés aux courants de dérive de surface issus des observations, probablement lié au cisaillement du courant difficile à résoudre par les modèles de circulation. Laxague et al. (2018) ont trouvé que l'amplitude du courant dans le premier cm de l'océan supérieur est près de quatre fois supérieure à celle dans les 10 premiers m. Effectivement le cisaillement du courant induit par la dynamique d'Ekman complique la modélisation du courant de surface et donc impose un modèle de circulation avec une fine résolution verticale pour une bonne estimation du courant de surface. La fraction du vent ajoutée dans les modèles de dérive ayant pour rôle de combler le biais dans le courant de surface, le cisaillement non résolu semble être compris dans celle-ci car celui-ci est dû à la dynamique d'Ekman qui elle-même a pour origine le vent. Cependant, le cisaillement n'est pas forcément un processus qui est à tout moment lié linéairement avec la vitesse du vent. En effet, Callies et al. (2017) ont montré qu'en augmentant la résolution verticale du modèle de circulation de 5 m à 1 m la performance des prévisions de dérive était améliorée sans avoir besoin d'ajouter une fraction du vent. À basse résolution verticale (5 m) ceux-ci ont ajouté une fraction du vent mais n'ont pas obtenu des performances aussi bonnes

qu' à haute résolution. Des travaux antérieurs (e.g. [Johansen; Elliott et al., 1986](#); [Singsaas and Daling, 1992](#)) ont également montré l'impact du cisaillement vertical du courant sur le transport d'hydrocarbure.

En plus du biais dans le courant qui pourrait être lié au cisaillement vertical s'ajoute un autre biais qui proviendrait des processus submésos-échelles (0.1 – 10 km) difficiles à résoudre, surtout par les modèles à basse résolution horizontale. L'inclusion et la représentation adéquate de ces processus est cruciale, en particulier en zone côtière où ceux-ci contrôlent le transport ([Fletcher, 2008](#); [Ning et al., 2010](#)). En général, une bonne compréhension des processus physiques locaux, en particulier dans la zone côtière, est nécessaire pour représenter correctement leurs effets. Les processus sous-mésos-échelles sont de nature plus turbulents si bien qu'ils sont modélisés avec moins de certitude que les structures à plus large échelle ([Law-chune, 2012](#)). Ils sont par surcroît très importants en surface ([McWilliams, 2008](#); [Klein and Lapeyre, 2009](#); [Beron-Vera and LaCasce, 2016](#)). Plusieurs travaux à la fois théoriques et numériques ont montré la présence des structures à sous-mésos-échelles à la surface de l'océan (e.g. [Mahadevan and Tandon, 2006](#); [Capet et al., 2008a,b,c](#); [Thomas and Ferrari, 2008](#); [Gildor et al., 2009](#); [Klein and Lapeyre, 2009](#); [Zhong and Bracco, 2013](#)). Ceux-ci constituent une source d'énergie cinétique vers les mésos-échelles (10-100km) (e.g. [McWilliams, 2008](#); [Klein and Lapeyre, 2009](#); [D'Asaro et al., 2011](#); [Nikurashin et al., 2013](#); [Poje et al., 2017](#)). Ces processus sous-mésos-échelles impactent le courant Eulérien de surface via le mélange et créent aussi des structures d'écoulement sous forme de filaments ([McWilliams, 2016](#)). Ces écoulements peuvent avoir un impact sur le transport à des échelles correspondant à leur taille ([Haza et al., 2012](#)). Les structures sous-mésos-échelles jouent un rôle important dans la dispersion des polluants ([Reed and Aamo, 1994](#); [Liu and Weisberg, 2011](#); [Poje et al., 2014, 2017](#)), des dériveurs de surface ([Mensa et al., 2018](#)), des nutriments ([Mahadevan and Archer, 2000](#); [Martin and Richards, 2001](#); [Mahadevan and Tandon, 2006](#); [Klein and Lapeyre, 2009](#); [Omand et al., 2015](#)) et influencent le transport des traceurs biochimiques ([Klein and Lapeyre, 2009](#); [Lévy et al., 2012](#)). La résolution horizontale devient alors cruciale pour une bonne représentation à la fois de la dérive et de la dispersion. Certains travaux antérieurs avaient déjà

souligné la résolution horizontale comme une thématique importante dans la modélisation du courant océanique (e.g. [Jorda et al., 2005](#); [Korotenko et al., 2010](#); [Van Sebille et al., 2009](#); [Lyngé et al., 2010](#)). D'autres études ont montré le rôle important de ces structures sous-méso-échelles dans le transport et la dispersion dans le golfe du Mexique ([Poje et al., 2014](#)); dans la mer de Beaufort dans l'océan Arctique ([Mensa et al., 2018](#)); dans le Golfe de La Spezia ([Haza et al., 2012](#)). [Thorpe et al. \(2004\)](#) ont utilisé un modèle à haute résolution horizontale pour déterminer les trajectoires des dériveurs passifs dans le contexte de la variabilité du transport des larves de krill dans le sud de Georgia. [Van Sebille et al. \(2009\)](#) ont bien reproduit les trajectoires des bouées dérivantes dans le système du courant des Aiguilles à l'aide des courants simulés à $1/10^\circ$ de résolution, alors que ceux-ci n'ont pas obtenu de bons résultats en utilisant les courants au $1/8^\circ$ et au $1/2^\circ$. Les résultats de [McCLean et al. \(2002\)](#) et [Döös et al. \(2011\)](#) suggèrent que les vitesses du courant modélisé sont en accord avec celles des données des dériveurs si on augmente la résolution horizontale du modèle. [Lyngé et al. \(2010\)](#) montrent l'impact de la résolution sur la dispersion due aux courants de marée à l'aide d'un modèle à haute résolution. L'augmentation de la résolution horizontale permet de résoudre la sous-méso-échelle qui a un impact significatif sur le transport ([Haza et al., 2012](#)) et améliore enfin les prévisions de dérive ([Jorda et al., 2005](#)). Finalement, certaines simulations numériques de la dynamique océanique ([Capet et al., 2008a](#); [Klein et al., 2008](#)) avec une haute résolution à la fois horizontale et verticale ont été faites pour bien résoudre la stratification à méso-échelle et la turbulence tourbillonnaire à sous-méso-échelle.

La bonne représentation du courant de surface par les modèles de circulation océanique requiert l'augmentation de la résolution, verticale pour résoudre la cisaille et horizontale pour résoudre la sous-méso-échelle. Toutefois l'augmentation de la résolution du modèle de circulation est une stratégie qui peut être très difficile et pénible pour des raisons pratiques telles que l'augmentation en coûts des calculs, le développement des modèles, leur calibration et vérification, etc.

Objectifs de recherche

Les sections précédentes nous amènent à conclure que la prévision de la dérive de surface est non seulement pertinente et importante pour plusieurs champs d'applications, mais implique une grande diversité de savoirs scientifiques desquels découlent des questions de recherche encore très vives. Ainsi, ce projet de doctorat a pour objectif principal de déterminer si et comment il est possible d'améliorer la performance des modèles de dérive, et par le fait même, la qualité des prévisions de dérive et de dispersion d'objets flottants.

Le modèle de dérive utilisé actuellement en soutien aux opérations d'urgence environnementale en milieu marin au Canada est un modèle de type Eulérien *leeway* qui considère qu'une substance flottante dérive à une vitesse égale au courant Eulérien de surface, quantité fournie par un modèle de circulation océanique, auquel on ajoute un terme de correction proportionnel à la vitesse du vent proche de la surface. Une telle formulation suppose que le terme de correction du vent inclut de nombreux processus, y compris i) la friction due au vent, ii) le cisaillement vertical du courant océanique non résolu, iii) la dérive induite par les vagues et iv) les processus sous-méso-échelles mal résolus à cause de la faible résolution horizontale du modèle de circulation. Pourtant, ces trois derniers processus ne sont pas nécessairement liés linéairement à la vitesse du vent local. Dans ce contexte, ce projet de doctorat s'articule autour de trois objectifs spécifiques. L'intégration progressive des résultats de chacun de ces objectifs nous permettra d'atteindre notre objectif principal.

1. Implémenter et tester deux méthodes d'extrapolation de la vitesse du courant Eulérien fourni par la cellule supérieure du modèle de circulation océanique régional GSL5km en surface, et évaluer comment ces méthodes peuvent améliorer les prévisions de dérive des objets flottants.
2. Prendre en compte la dérive de Stokes de façon explicite dans les prévisions de dérive des objets flottants.
3. Augmenter la résolution horizontale du modèle de circulation principalement dans l'es-

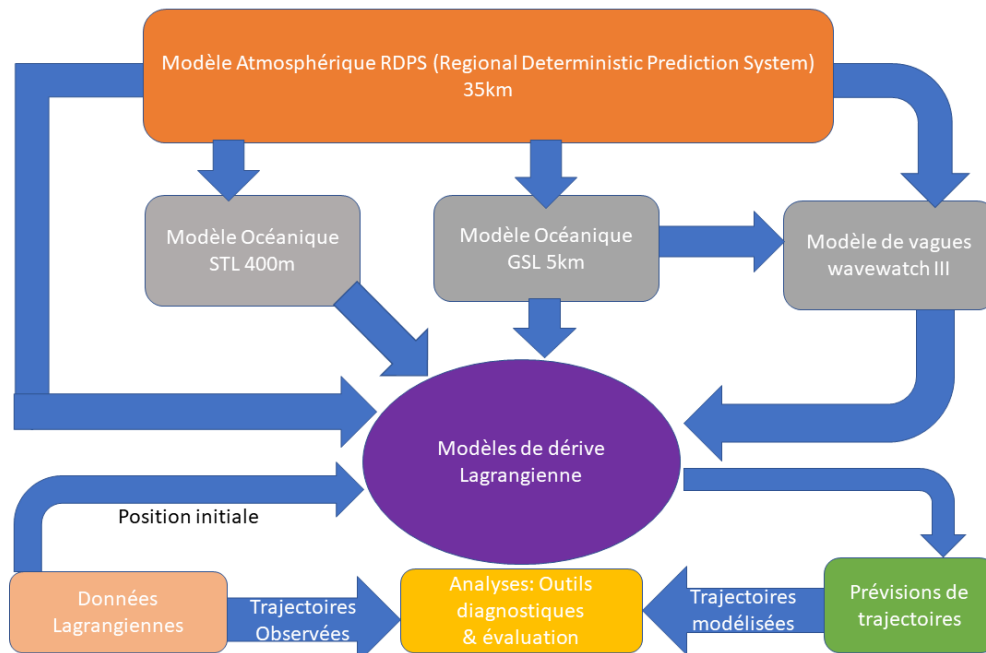


Figure 13: Schéma du protocole expérimental global de l'étude.

tuaire du Saint-Laurent pour prendre en compte les processus sub-méso-échelles et étudier comment cela améliore les prévisions de dérive et de dispersion des objets flottants.

Pour répondre efficacement à ces objectifs, les simulations issues des modèles qui seront implémentés dans cette thèse vont être comparées aux observations des bouées dérivantes déployées dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent (EGSL). La Figure 13 présente une vue d'ensemble des différents modèles, observations et la démarche entreprise dans cette thèse. La méthode de Runge Kutta d'ordre 4 est celle utilisée pour l'intégration des trajectoires de dérive. Outre les prévisions de dérive, des données de validations sont également disponibles afin de valider les courants et les données de forçages utilisées.

Présentation de la zone d'étude

Le Saint-Laurent, porte d'entrée maritime du Canada, s'étend sur plus de 3 800 km et est délimité au nord par les côtes québécoises, au sud par la Nouvelle-Écosse, à l'est par Terre-Neuve et à l'ouest par les côtes de la Gaspésie et du Nouveau-Brunswick (Fig. 14).

Circulation. La circulation dans l'Estuaire et le Golfe du Saint-Laurent (EGSL) est de type estuarienne où les courants sont forcés par l'écoulement des eaux douces et influencés par les conditions atmosphériques (Saucier et al., 2009). Ces courants interagissent avec la topographie du bassin et sont modifiés par la force de Coriolis (Koutitonsky and Bugden). Dans les milieux côtiers comme l'estuaire du Saint-Laurent, les tourbillons peuvent également être générés par l'instabilité d'un courant (de Gaspé par exemple) ou d'un front. L'estuaire maritime a une largeur plusieurs fois plus grande que le rayon de déformation de Rossby (Mertz et al., 1988), ce qui implique que les effets de la force de Coriolis sont significatifs et permettent le développement de tourbillons à méso-échelle et d'instabilités barotropes et baroclines (Mertz et al., 1990). Les marées dominent dans certaines régions et régissent les variations instantanées des courants (Gagnon et al., 1997). Cela est vrai dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent et d'autres régions peu profondes du golfe du Saint-Laurent. La figure 14 présente le patron typique de la circulation des eaux de surface dans le golfe du Saint-Laurent. Les principaux éléments de cette circulation sont les suivants : 1) une circulation cyclonique sur l'ensemble du golfe ; 2) un courant permanent et très intense le long de la côte nord de la Gaspésie : le courant de Gaspé ; 3) un autre courant intense qui longe la côte ouest de Terre-Neuve ; 4) une gyre cyclonique permanente à l'ouest de l'île d'Anticosti. Il est aussi possible qu'il se produise dans la partie nord-est du golfe plusieurs gyres cycloniques et anticycloniques de 20 à 100 km de diamètre (Koutitonsky and Bugden). Les différentes masses d'eau qui entrent dans le golfe sont les eaux douces en provenance du fleuve Saint-Laurent et de ses tributaires, les eaux froides et salées qui entrent par le détroit de Belle-Isle en provenance de la mer du Labrador et les eaux chaudes et salées qui pénètrent en profondeur par le détroit de Cabot

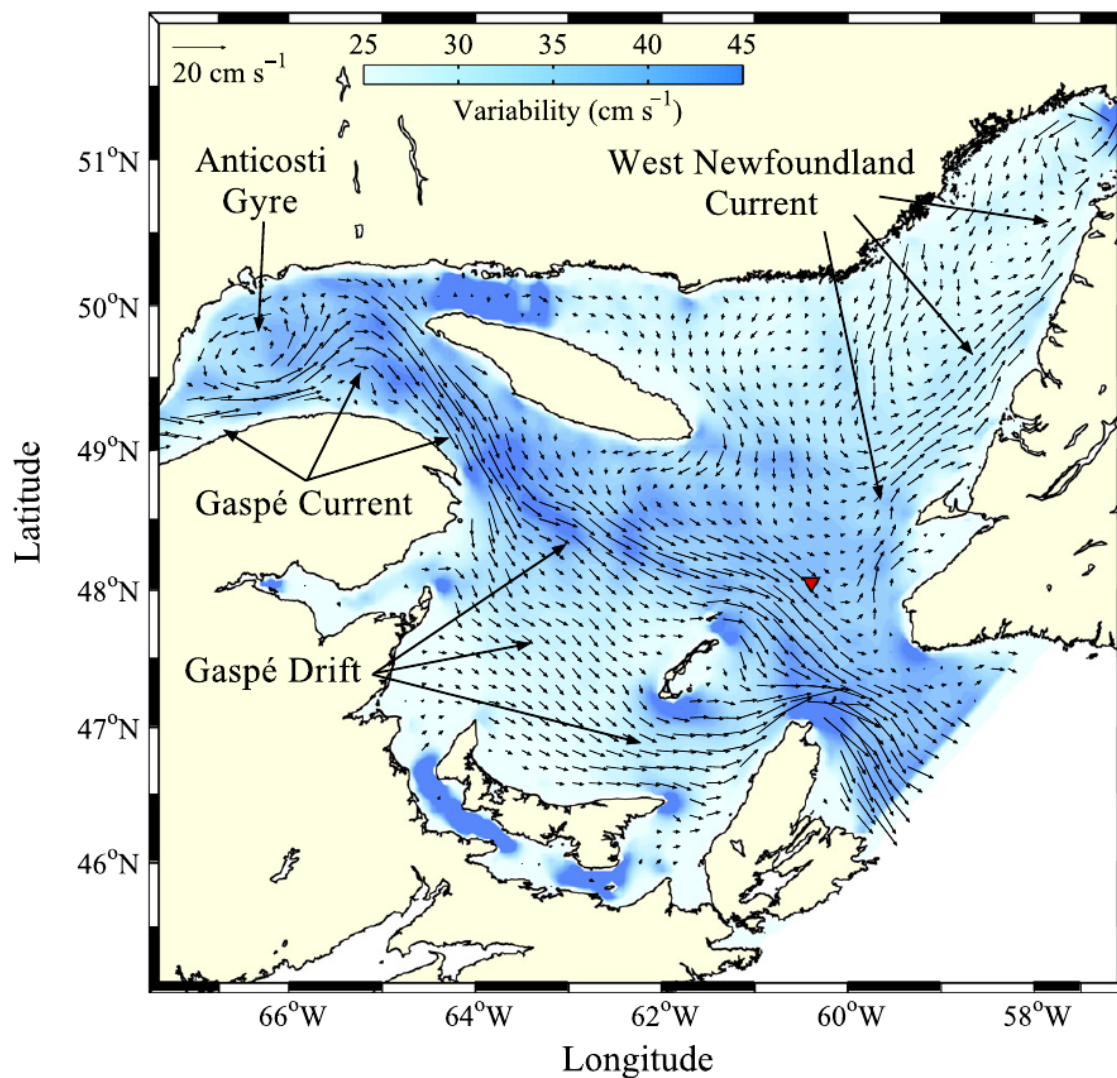


Figure 14: Moyenne annuelle (flèches) et variabilité (couleur bleue) des courants de surface simulés pour l'année 2012. La variabilité est évaluée comme deux fois l'écart-type (tiré de [Bourgault et al., 2014](#)).

en provenance de l'Atlantique. Les eaux de surface sortent du Saint-Laurent par le détroit de Cabot.

Le principal moteur qui draine ces eaux vers ce détroit est le courant de Gaspé. Avec une largeur d'environ 15 à 20 km et une profondeur de 40 à 50 m, ce courant prend naissance à la tête de l'estuaire maritime et longe la côte Gaspésienne. Le courant de la côte ouest de Terre-Neuve est caractérisé par des vitesses approximativement de l'ordre de 10 cm s^{-1} (Bourgault et al., 2014), tandis que le courant de Gaspé peut atteindre une vitesse maximale de 100 cm s^{-1} près de Mont-Louis en Gaspésie avant de s'affaiblir sur le plateau Madelinien (Gagnon et al., 1997).

Vents. Les vents jouent un rôle déterminant dans la circulation des masses d'eau dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent. Sur l'ensemble du golfe, les vents proviennent du nord-ouest en hiver et du nord au printemps et de l'ouest en automne (Gagnon et al., 1997). Ces vents gouvernent la circulation dans le chenal Laurentien à l'échelle du golfe et leur influence est importante sur la circulation cyclonique générale, en particulier sur l'intensité de l'excursion du courant du plateau du Labrador dans le golfe via les détroits de Belle-Isle et de Cabot (Saucier et al., 2009). Des tempêtes violentes sont enregistrées entre novembre et décembre et plus tard dans l'hiver (janvier-février). Ces tempêtes se produisent lorsque les températures de l'air sont souvent sous le point de congélation.

Dans l'embouchure de l'estuaire, le vent est la première source de variabilité temporelle pour des périodes allant de quelques jours à quelques mois (Mertz et al., 1988a). Le vent est prédominant pour deux échelles de temps : 2-5 jours et 8-15 jours (Koutitonsky and Bugden). L'échelle courte (2-5 jours) correspond au temps de propagation des cyclones extra-tropicaux le long du bord est du golfe et l'échelle longue (8-15 jours) correspond au temps de passage de tempêtes le long de la frontière nord du golfe (Koutitonsky and Bugden).

Vagues. Les vagues sont produites par l'action du vent à la surface. Leur amplitude est déterminée par 3 facteurs principaux : l'intensité (vitesse) du vent, sa durée dans une direction fixe et le fetch (distance sans obstacle sur laquelle le vent souffle). En conséquence, les hauteurs significatives que l'on peut observer sont fonction des conditions atmosphériques locales et régionales, de l'endroit où l'observateur se place et de la période de l'année. Les vagues observées sur les côtes du golfe sont de courtes périodes et générées à l'intérieur du système (Gagnon et al., 1997). À partir de mesures faites au cours des années 1966-67 à l'extrémité ouest de l'île d'Anticosti, la probabilité de vagues dépassant 3 m de hauteur est inférieure à 10%, tandis qu'elle est supérieure à 90% pour des vagues de 0.6 m (Gagnon et al., 1997). La région de l'île de la Madeleine compte parmi celles où l'on retrouve les pourcentages mensuels de récurrence des vagues supérieures à 2 m les plus élevées de tout le golfe et cela pour toute la période où ce dernier est libre de glace (Gagnon et al., 1997). Dans l'ensemble, la hauteur des vagues atteint un maximum en décembre, avant la formation des glaces, diminue en hiver et atteint un minimum en été (Gagnon et al., 1997). Pendant l'hiver, la couverture de glace entraîne une réduction de la hauteur significative des vagues. Seuls les vents orientés dans l'axe longitudinal de l'estuaire, c'est-à-dire nord-est et sud-ouest, peuvent souffler sur des distances de plusieurs centaines de kilomètres et ainsi engendrer des vagues de forte amplitude (Gagnon et al., 1997).

Marée. Les marées dans le Saint-Laurent proviennent de deux sources : marées générées dans l'océan Atlantique et remontant principalement sous la forme d'ondes dans le golfe du Saint-Laurent par le détroit de Cabot, avec seulement des contributions mineures du détroit de Belle Isle, et les marées générées par un forçage gravitationnel direct (Koutitonsky and Bugden; Lu et al., 2001). Dans l'Estuaire du Saint-Laurent, ces marées ont un caractère semi-diurne (deux oscillations par jour) d'une période moyenne de 12 h 25 min (Godin, 1979). Les marées sont du type mixte, c'est-à-dire que l'oscillation diurne (une fois par jour) interagit avec l'oscillation semi-diurne pour produire des cycles semi-diurnes qui sont de durées et d'amplitudes irrégulières. Elles sont dominées par le constituant M2 dans la bande

semi-diurne et par le constituant K1 dans la bande diurne (Koutitonsky and Bugden) Les amplitudes des marées varient entre 0.2 et 0.5 m dans le golfe, mais augmentent considérablement dans l'estuaire en raison de la convergence topographique. Des amplitudes supérieures à 2 m sont enregistrées en tête de l'estuaire près de Québec (Godin, 1979). Les courants produits par ces marées dépassent rarement 30 cm s^{-1} dans le GSL, sauf dans les zones confinées telles que l'estuaire où les valeurs dépassent 100 cm s^{-1} (Farquharson, 1970). Dans l'estuaire fluvial du Saint-Laurent, les courants de marée se superposent au courant fluvial provenant de l'amont pour donner un courant de jusant. Ce courant de jusant d'une durée plus longue que le courant de flot produit un cisaillement vertical dans le chenal au sud causant le mélange des eaux de surface et océaniques près des seuils (Saucier et al., 2009).

Mélange turbulent. Dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent, le mélange est provoqué par les vents, les marées, les vagues et les instabilités des eaux de surface (Saucier et al., 2003). Le mélange est habituellement séparé en mélange vertical, entre des couches de densités généralement différentes, et en mélange horizontal. Le mélange vertical est le processus qui a le plus d'effets sur les masses d'eau. Les vagues de surface et les cellules de Langmuir sont les principaux éléments moteurs du mélange vertical dans la couche de surface au cours des mois sans glace (Gagnon et al., 1997). En effet, en période sans glace, les vagues sont plus fortes et par déferlement, ces vagues dissipent de l'énergie cinétique turbulente, ce qui augmente le mélange. L'énergie turbulente associée à des événements de fort vent constitue le moteur du mélange de la colonne jusqu'à 100 m déjà à l'automne (Saucier et al., 2003). Le mélange est un problème plus général et plus difficile étant donné que la turbulence est très variable et difficile à mesurer (Saucier et al., 2003). Koutitonsky and Bugden ont fourni une excellente description de l'océanographie physique du Golfe du Saint-Laurent.

Bouées dérivantes. L'estuaire et le golfe du Saint-Laurent forment une véritable entité du point de vue de processus océanographiques où est déployé un ensemble de technologies d'observation et de modélisation. La finalité de ce travail étant de comparer la prévision de

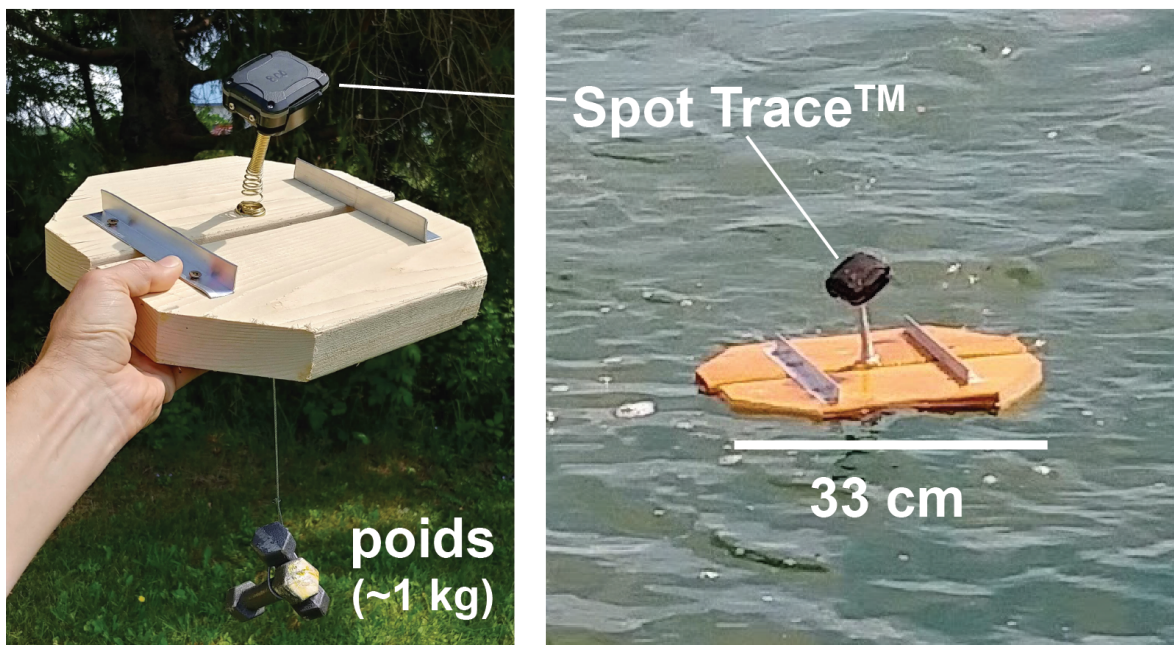


Figure 15: Bouée dérivante constituée d'une plate-forme en bois sur laquelle est fixée la balise GPS SpotTrace™ et sous laquelle est attaché un poids d'environ 1 kg qui l'empêche de se renverser.

dérive aux observations, nous disposons de données issues d'expériences de déploiement de bouées dans notre zone d'étude. Les bouées dérivantes ont été conçues et fabriquées à l'Institut des sciences de la mer de Rimouski (ISMER). Le flotteur de la bouée est constitué de bois d'un maximum de 30-33 cm de diamètre sur lequel est fixé un ressort sur lequel est fixé le support du GPS Spot (Fig. 15). L'appareil Spot Trace™ a été sélectionné pour son faible coût et sa facilité à programmer et utiliser. Il a été programmé pour envoyer sa position toutes les dix minutes. Contrairement aux bouées traditionnellement utilisées, celles-ci flottent très près de la surface sans offrir trop d'emprise au vent, un peu comme le ferait une nappe de pétrole ou de petits débris (par exemple les macro-plastiques). Une description plus détaillée des bouées est faite dans le chapitre 1.

Modèles. Dans cette section nous donnons une brève description des modèles utilisés dans cette thèse sans toutefois donner trop de détails pour éviter la redondance avec les chapitres.

Le modèle GSL5km et le modèle STLE400m sont les modèles océaniques qui fournissent le courant dans la couche supérieure de l'océan (0-5 m de profondeur). Ces modèles sont régis par les mêmes équations. La seule différence est la résolution horizontale. Leur zone de commune est l'estuaire du Saint-Laurent. Ces modèles sont forcés par le modèle atmosphérique du Système de prévision déterministe régional (RDPS) de 35 km de résolution centré sur l'EGSL. Les équations qui gouvernent les deux modèles océaniques sont présentées dans [Saucier et al. \(2003\)](#).

Le modèle WAVEWATCH III est développé par la NOAA/NCEP pour simuler la génération et la propagation des vagues dans des eaux océaniques et côtières. La version 5.03 de ce modèle est utilisée dans cette étude. Ce modèle calcule la dérive de Stokes en se basant sur le spectre de nombre d'onde et de direction. Les contributions à la dérive de Stokes dans les hautes fréquences sont négligeables (voir section [2.4.2](#) du chapitre 2 pour plus de détails). Ce modèle est appliqué à l'estuaire et au golfe du Saint-Laurent à 5 km de résolution horizontale pour fournir les données de vagues.

Présentation des chapitres de la thèse

Le premier chapitre de cette thèse forme la base méthodologique pour les deux autres chapitres. Tel que souligné dans la partie problématique, la résolution verticale est une thématique importante pour résoudre le problème lié au cisaillement. Au lieu d'augmenter la résolution verticale des modèles océaniques, ce qui serait plus coûteux pour plusieurs raisons déjà citées ci-haut, nous proposons dans la première partie de cette thèse une méthode d'extrapolation de la cisaille verticale basée sur la dynamique d'Ekman développée par [Eliot and Gille \(2009\)](#). Pour être plus explicite, le courant fourni par la cellule supérieure du modèle de circulation régionale du GSL, dont le centre est situé à 2.5 m de profondeur (voir [Fig. 10](#)) a été extrapolé en surface. À ce courant extrapolé nous avons ajouté une fraction du vent pour implémenter des modèles de dérive qui ont été évalués (chapitre 1). Cette méthode

d'extrapolation apporte une amélioration significative de la représentation de l'écoulement de l'eau qui affecte les bouées dérivantes déployées dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent, et donc de la représentation de la dérive. C'est ainsi qu'il nous a paru logique de conserver cette méthode d'extrapolation du courant dans le chapitre 2 et de poursuivre nos tentatives d'amélioration en s'intéressant à l'effet des vagues et plus particulièrement à la dérive de Stokes. En plus du courant extrapolé en surface, nous avons pris en compte explicitement la dérive de Stokes avec ou sans une fraction du vent pour mettre en place des modèles de dérive qui ont été évalués (chapitre 2). Enfin, le chapitre 3 s'attaque à l'effet de la résolution horizontale du modèle océanique sur la performance de la prévision, mais aussi sur la prévision de la dispersion. Considérant que la dérive des bouées est principalement déterminée par le courant de surface, nous faisons l'hypothèse qu'un modèle qui résout mieux les processus à sous-méso-échelle peut contribuer à améliorer la représentation de la dérive par rapport à un modèle à plus faible résolution. Nous faisons également l'hypothèse qu'en représentant mieux la variabilité des courants à plus fine échelle, les caractéristiques de dispersion seront également mieux représentées.

Pour atteindre ces objectifs, nous avons eu recours à deux modèles de circulation développés à l'ISMER, soit le modèle à haute résolution couvrant l'estuaire du Saint-Laurent (STLE400m [Saucier and Chassé, 2000](#)) et le modèle à plus basse résolution couvrant l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent (GSL5km [Saucier et al., 2003](#)). Les deux modèles sont deux configurations régies par les mêmes équations. Les forçages atmosphériques employés sont les mêmes et les conditions aux frontières de STLE400m sont fournies par GSL5km. Le chapitre 3 s'intéresse donc à l'effet cumulé de la prise en compte à la fois de la cisaille du courant en surface, de la dérive de Stokes et des processus sous-méso-échelles. Ce troisième chapitre est le seul qui évalue les modèles de dérive en terme de dispersion et qui caractérise la nature de la dispersion dans l'estuaire du Saint-Laurent.

Les simulations de dérive dans les deux premiers chapitres sont comparées aux observations des bouées dérivantes déployées en 2014 et 2015 dans l'estuaire et le golfe du

Saint-Laurent, tandis que les comparaisons dans le chapitre 3 sont basées sur les observations des bouées déployées uniquement dans l'estuaire du Saint-Laurent en 2017. C'est le mode de déploiement des bouées dans l'estuaire en 2017 qui a offert l'opportunité d'étudier la dispersion. En effet, en 2014 et 2015, les bouées ont été lâchées individuellement dans l'estuaire et dans le golfe lors de certaines missions. Par contre, deux missions spéciales (en Août et en octobre 2017) ont été réalisées pour déployer les bouées dans l'estuaire du Saint-Laurent. Lors de chacune de ces deux missions, un ensemble de dériveurs a été lâché, ce qui a offert l'opportunité d'étudier la dispersion.

Le premier chapitre a fait objet d'un article qui a été soumis le 9 octobre 2018 puis accepté et publié le 19 août 2019 dans *Journal of Operational Oceanography*. Les résultats de cet article ont été présentés par affiche au congrès conjoint CMOS-MEOPAR (Halifax, 2018) et ont fait l'objet d'un prix de la meilleure présentation des résultats de recherches. Ils ont été présentés à la conférence internationale OceanPredict'19 (Halifax, 2019). Cet article m'a permis d'être finaliste du concours de Québec-Océan pour son prix pour la meilleure publication étudiante en 2019.

Le deuxième chapitre, aussi structuré sous forme d'article, a été soumis le 5 décembre 2019, puis révisé et soumis à nouveau le 2 juillet 2020, toujours dans le *Journal of Operational Oceanography*. Les résultats de cet article ont été présentés oralement au congrès MEOPAR (Victoria, BC, 2019) puis en 2020 à la conférence de Québec-Océan, et ont fait l'objet d'un prix d'excellence de la meilleure présentation orale des résultats de recherches.

Le troisième chapitre est également écrit sous forme d'article et est prêt pour soumission. Ce troisième article sera soumis dans *Journal of Geophysical Research*.

CHAPITRE 1

EXTRAPOLATION DES COURANTS OCÉANIQUES EULÉRIENS POUR L'AMÉLIORATION DES PRÉVISIONS DE DÉRIVE DE SURFACE



Extrapolating Eulerian ocean currents for improving surface drift forecasts

T. Tamtare, D. Dumont & C. Chavanne

To cite this article: T. Tamtare, D. Dumont & C. Chavanne (2019): Extrapolating Eulerian ocean currents for improving surface drift forecasts, Journal of Operational Oceanography, DOI: [10.1080/1755876X.2019.1661564](https://doi.org/10.1080/1755876X.2019.1661564)

To link to this article: <https://doi.org/10.1080/1755876X.2019.1661564>

1.1 Résumé en français

Les trajectoires prédites par quatre modèles de dérive sont comparées aux observations provenant de bouées dérivantes déployées en 2014 et 2015 dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent pour montrer l'impact du cisaillement vertical sur les prévisions de dérive. Les prévisions de courant et de vents sont obtenues, respectivement, du modèle de circulation océanique de l'ISMER à 5 km de résolution et du système de prévision déterministe régional canadien. Le modèle standard A utilise les courants de surface moyens (0-5 m) fournis par la cellule supérieure du modèle de circulation. Le modèle B effectue une extrapolation linéaire en supposant un cisaillement vertical constant égal à celui entre les deux premières cellules du modèle océanique. Les modèles C et D effectuent une extrapolation du courant agéostrophique en supposant une couche d'Ekman dont la viscosité verticale est constante (modèle C) ou varie linéairement avec la profondeur (modèle D). La performance des modèles est évaluée en se basant sur plusieurs métriques d'erreur. Les modèles de dérive basés sur des courants extrapolés réduisent les distances de séparation entre les positions observées et simulées de 25% (modèle B), 31% (modèle C) et 35% (modèle D) relativement au modèle A, en moyenne, sur différents délais de dérive allant de 3h à 72h. Nous recommandons donc

l'utilisation des méthodes d'extrapolation des courants océaniques proches de la surface à la surface afin d'améliorer les compétences des prévisions de la dérive de surface en support aux interventions d'urgence.

1.2 EXTRAPOLATING EULERIAN OCEAN CURRENTS FOR IMPROVING SURFACE DRIFT FORECASTS

Abstract

Predictions of drift trajectories based on four drift models were compared with observations from drifting buoys deployed in 2014 and 2015 in the Estuary and Gulf of St. Lawrence to show the impact of the current vertical shear on the surface drift predictions. Input of ocean currents and winds are obtained from ISMER's 5 km resolution ocean circulation model and from the Canadian Regional Deterministic Prediction System, respectively. The control drift model A considers depth-averaged near-surface currents (0-5 m) provided by the top grid cell of the ocean circulation model. Model B performs a linear extrapolation assuming a constant vertical shear equal to that between the first two cells of the ocean model. Models C and D perform a dynamic extrapolation assuming an Ekman layer with a constant or linearly increasing vertical viscosity, respectively. Model performance is evaluated based on several error metrics. Drift models based on extrapolated surface currents reduce separation distances relative to the control model by 25% (model B), 31% (model C) and 35% (model D) on average, for lead times from 3h to 72h. We thus recommend the use of extrapolation methods of near-surface ocean currents for improving surface drift forecasting skills in support of emergency response.

Keywords: Surface drift forecast, Ekman layer, drifting buoys, shear extrapolation

1.3 Introduction

Lagrangian drift forecasts are essential for planning search and rescue operations at sea (Hackett et al., 2006; Breivik and Allen, 2008; Davidson et al., 2009; Breivik et al., 2011, 2013) and for effective and rapid intervention in case of oil spills (Eide et al., 2007; Broström et al., 2011; Paris et al., 2012; Maßmann et al., 2014; Jones et al., 2016). They are also useful for identifying priority intervention zones and for evaluating potential environmental impacts associated with pollution events (Bourgault et al., 2014).

Lagrangian transport models have extensively been used to study ecological and evolutionary connectivity among marine populations (Henry et al., 2018; Lequeux et al., 2018a). They are used to locate fish larvae recruitment zones (Daewel et al., 2015) and their connectivity with coral reef organisms (Mayorga–Adame et al., 2017), to evaluate stocks (Röhrs et al., 2014), to assess the risk associated to invasive species (Brandt et al., 2008) and toxic algal blooms (MASÓ et al., 2003; Havens et al., 2010), including in the St. Lawrence Estuary (Starr et al., 2017), to track suspended microplastics in the marine environment (Van Sebille et al., 2012; Van Sebille et al., 2015) and to determine the origin and formation of water masses (Soomere et al., 2010), using a large number of trajectories (Döös, 1995; Blanke and Raynaud, 1997; Döös et al., 2004). The drift of a floating object is driven by the drag force imposed by the flow of water around it, that we call \mathbf{u}_O , and in the case where it has an emerged part, by the drag imposed by the flow of air on this part, which we call \mathbf{u}_A . If those two vector quantities were known, neglecting acceleration, the drift velocity \mathbf{u}_d of the object would be obtained as

$$\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_O + \tilde{\alpha}\mathbf{u}_A \quad (1.1)$$

where $\tilde{\alpha}$ is obtained by balancing the air and water drag forces acting simultaneously on the object, usually defined as the Nansen Number $\text{Na} = \sqrt{\rho_a C_a / \rho_w C_w}$, with ρ_a and ρ_w the air and seawater densities, and C_a and C_w the air and water drag coefficients (Lepparanta, 2011). However, the terms on the right-hand side of Eq. 1.1 depend on a number of nonlinear physi-

cal processes happening in the atmosphere-ocean boundary layer that must be parameterised from fields produced by operational forecasting systems. One approach commonly adopted is to assume that the drift is a linear combination of velocity terms each related to a given process. Following [De Dominicis et al. \(2014\)](#) as an example approach, the drift velocity is estimated by

$$\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_E + \mathbf{u}_S + \mathbf{u}_W + \mathbf{u}_D + \mathbf{u}' \quad (1.2)$$

where \mathbf{u}_E is the Eulerian current, \mathbf{u}_S is the wave-induced Stokes drift, \mathbf{u}_W is the local wind velocity correction term, \mathbf{u}_D is a correction term due to wind drag on the emerged part of the floating object called *windage* ([De Dominicis et al., 2014](#)). These four terms form the deterministic model that we wish to be as accurate as possible. The last term \mathbf{u}' is a randomly fluctuating velocity accounting for the dispersion due to unresolved physical processes and model errors. Parameterisations of the deterministic terms are based on outputs obtained from ocean, atmosphere and wave models. The Eulerian current velocity is taken from the first (top) cell of an ocean circulation model, that we here call \mathbf{u}_{E1} , the wind velocity at 10 m above the sea surface \mathbf{U}_{10} is obtained from an atmospheric model, and the Stokes drift \mathbf{u}_S is obtained from a spectral wave model. [Figure 16](#) is a schematic showing the three velocity fields that are available and used to estimate the drift \mathbf{u}_d of a floating object. When the wave-induced drift is not explicitly taken into account, as it is the case for the operational drift forecast system in Canada, the deterministic drift model deriving from [Eq. 1.2](#) is given by the following, widely-used equation ([Al-Rabeh, 1994](#); [Hackett et al., 2006](#); [Breivik and Allen, 2008](#); [Callies et al., 2017](#))

$$\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_{E1} + \alpha \mathbf{U}_{10} \quad (1.3)$$

where α is a parameter that is determined empirically based on observations and tuned for specific applications. This model thus assumes that the drift of a floating object is the ocean current velocity to which a wind correction term is added. This correction term implicitly and simultaneously accounts for windage, for the wave-induced contribution as well as the unresolved wind-dependent vertical shear of the Eulerian current. While α is assumed real

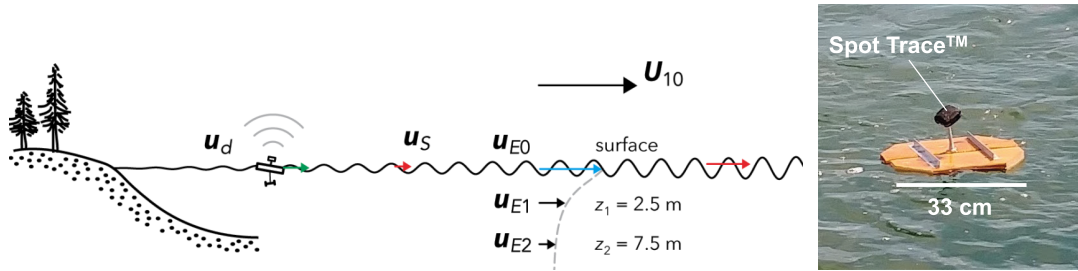


Figure 16: A schematic of the surface drift problem in a fetch-limited environment. A floating object drifts at the ocean’s surface at a velocity \mathbf{u}_d (green arrow), which is estimated using the mean Eulerian current \mathbf{u}_E , the wind velocity \mathbf{U}_{10} , and the Lagrangian Stokes drift \mathbf{u}_S (red arrows). The Eulerian current velocity \mathbf{u}_E is vertically sheared and is provided by a numerical ocean circulation model at the center of vertical grid cells $\mathbf{u}_E(z_1) = \mathbf{u}_{E1}$ and $\mathbf{u}_E(z_2) = \mathbf{u}_{E2}$. The surface current velocity (\mathbf{u}_{E0} , blue arrow) is obtained by extrapolation methods. To the right is a picture of a drifting buoy designed and built at Institut des sciences de la mer de Rimouski floating in the St. Lawrence Estuary. The Spot Trace™ device is attached to the 33 cm-wide and 4 cm-thick wooden platform with a springing metal coil.

(i.e. the result of a linear regression between scalar quantities) it can also be obtained from a complex linear regression between the observed drift velocity vectors, to which the predicted ocean current is subtracted, and wind velocity vectors. This allows applying a correction that could be rotated with respect to wind direction. The modulus of α is in the order of a few percent. Although it is typically the same order of magnitude as the Nansen number Na defined earlier, it must be remembered that it represents more than just the effect of the direct wind drag on the object. We thus call $\alpha\mathbf{U}_{10}$ a wind correction term, as in [De Dominicis et al. \(2014\)](#), instead of windage.

In this paper, we focus our attention on the wind-induced vertical shear that is often unresolved in the first 1 or 2 meters by ocean circulation models and that is implicitly included in the wind correction term of Eq. 1.3. A number of studies ([Gästgifvars et al., 2006](#); [Kjellsson and Döös, 2012](#); [De Dominicis et al., 2012](#)) concluded or suggested that surface currents taken from ocean circulation models were too small compared to the surface drift. [Callies et al. \(2017\)](#) showed that by increasing the vertical resolution of an ocean circulation model from 5 m to 1 m significantly increased the performance of surface drift predictions while

decreasing the relative importance of the wind correction term ($|\alpha| \rightarrow 0$). This suggests that most operational ocean forecasting systems do not sufficiently resolve the vertical shear near the surface. For example, the surface current provided by the Canadian Atmosphere-Ocean-Ice forecast system for the Gulf of St. Lawrence (Smith et al., 2013) is given at the center of the top grid cell (0 – 5m), which is a typical value in many operational systems. Since the relationship between the surface current and the current at a certain depth (e.g. at $z=2.5$ m) is not linear, the linear wind correction term cannot completely account for the unresolved vertical shear, which may decrease the correlation between the observed and simulated drift velocities (see Figure 16). The current magnitude can decrease rapidly immediately below the surface, even over the first few millimetres (Fernandez et al., 1996), and its direction can change due to Ekman dynamics (Ekman, 1905). The results of Callies et al. (2017) also imply that the wind correction term accounts predominantly for the unresolved near-surface vertical shear.

Considering this, improving operational drift forecast systems would imply increasing model's vertical resolution. Such a strategy can be very difficult and arduous due to practical reasons such as significant increases in computational costs, extensive model development, calibration and verification, etc. In this paper, we implement and test two methods that extrapolate the current velocity provided by a regional ocean circulation model for Estuary and the Gulf of St. Lawrence (EGSL), Canada to the surface, and we assess how these methods improve surface drift forecasts. Our main goal is to reduced the bias in the standard drift model based on drift current of Eq. 1.3 which is used in operational drift forecast applications. Many studies compared simulated with observed trajectories to validate drift model performance (Al-Rabeh, 1994; Al-Rabeh et al., 2000; Price et al., 2006; Barron et al., 2007; Caballero et al., 2008; Huntley et al., 2011; Cucco et al., 2012; Röhrs et al., 2012; Ivichev et al., 2012; De Dominicis et al., 2013, 2014; Callies et al., 2017). Here we adopt a similar methodology by using data obtained from a large number of drifting buoys in the EGSL, to evaluate the drift model performance based on Lagrangian trajectory evaluation metrics. The drifters and the extrapolation methods are described in section 1.4. Section 1.5 presents the

results that are discussed in section 1.6.

1.4 Methods

1.4.1 Drifters

Drifting buoys were built and designed at Institut des sciences de la mer de Rimouski (ISMER). They consist in a 4 cm-thick plate of 25-40 cm in diameter made of pine wood studs fixed together with aluminium bars (Figure 16). A GPS tracking device (Spot Trace™) is fixed to the plate with a loosened spring in order to maintain the device in a state of motion that prevents entering the quiet mode during which the device does not transmit its position. It is programmed to send its location every 10 minutes during the tracking mode. A weight of 1 kg is attached to the plate with a nylon wire and hangs 20-30 cm below the plate to avoid capsizing in wavy conditions. ISMER's buoys are meant to be comparable to small debris floating near the surface with a minimum windage.

Deployments were conducted in the southeastern portion of the Gulf of St. Lawrence, in the vicinity of the Old Harry prospect site (Bourgault et al., 2014) in June–July and October–November 2014, in Baie des Chaleurs in June–July 2015, and in the Lower St. Lawrence Estuary in August–September 2014 and 2015. A total of 40 trajectories 1 to 35-day long produced 61 169 displacement data points in the EGSL from 2014 to 2015 (Figure 17a). The average displacement is 33.5 km per day. In our analysis, we only considered displacements calculated from consecutive data points recorded less than one hour apart, and located within the ocean model domain (see section 1.4.2), giving a total of 58 612 data points.

1.4.2 Winds and near-surface Eulerian currents

Hourly wind vectors U_{10} are obtained from a 35-km resolution limited-area configuration of the Regional Deterministic Prediction System (RDPS) atmospheric model centered

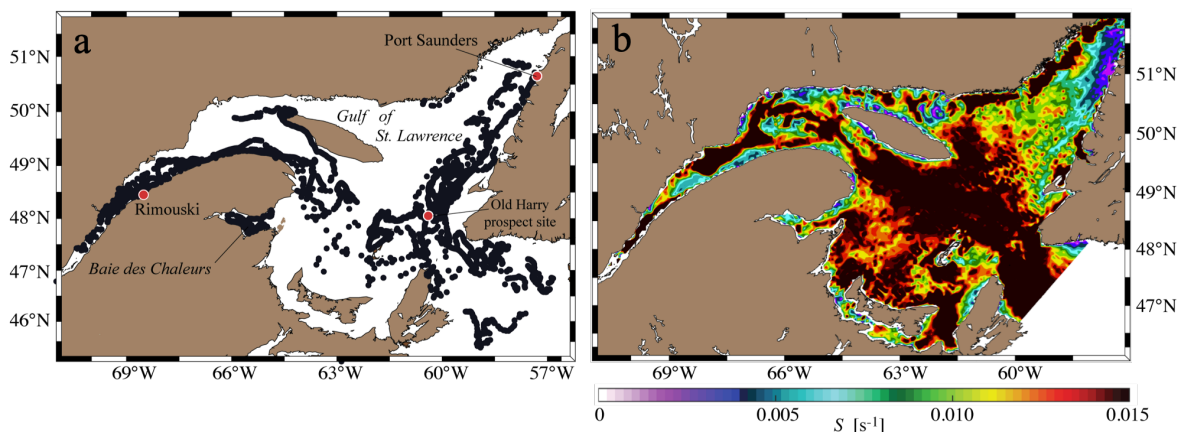


Figure 17: a) Geographical positions reported by drifting buoys between 2014 and 2015 (61 169 points) in the Lower Estuary, near Rimouski, in Baie-des-Chaleurs, and around the Old Harry Prospect site. b) Daily averaged vertical shear magnitude S in s^{-1} calculated using the two top cells of the GSL5km-RDPS model for 2 June 2014.

over the EGSL, that is operated by Environment and Climate Change Canada (ECCC) for weather prediction (Smith et al., 2013). Eulerian ocean currents are obtained with a 5-km resolution coupled ice-ocean circulation model over the Gulf of St. Lawrence (GSL5km). The ocean component is a hydrostatic, Boussinesq primitive equation model that is driven by tides propagating from the Atlantic Ocean through two open boundaries. Friction and diffusion are solved by a turbulent kinetic energy equation with a Mellor-Yamada level 2.5 closure (Mellor and Yamada, 1974). Freshwater river runoffs are prescribed as boundary conditions on momentum and salinity, interpolated in time from observations in the 28 most important tributaries (HYDAT database, Environment and Climate Change Canada), normalised to represent the input from the neighbouring drainage basins. The St. Lawrence River runoff is taken from the monthly reanalysis of (Bourgault and Koutitonsky, 1999). This model reproduces the main features of the estuarine circulation, water masses distribution and their seasonal variability. It is worth noting that buoys were deployed in locations with contrasted stratification and fetch conditions, from the narrow maritime estuary to the open outer gulf regions. The interested reader will find further details about this model as well as informative figures about this coastal system in Saucier et al. (2003).

The GSL5km was forced by the RDPS atmospheric fields (hereafter referred to as GSL5km-RDPS) during the period 1997-2015 and provided ocean currents every hour. The ocean vertical grid has a 5 m resolution from the surface down to a depth of 300 m, and 10 m from 300 m to the bottom. Horizontal currents are computed at the center of the vertical cells. The current velocity values for the top two first cells of the water column, \mathbf{u}_{E1} and \mathbf{u}_{E2} , are given at $z_1 = 2.5$ m and $z_2 = 7.5$ m, respectively (see Figure 16), with the z -axis oriented positive downward, unless otherwise specified. Ocean vertical and horizontal physics being computed with finite difference schemes, the vertical profile of current velocities is assumed linear between cells. In the presence of a vertical shear of horizontal currents, which is the case in wind-driven conditions, the current velocity values in the top cell may underestimate the surface current. The right panel of Figure 17 shows the daily-average vertical shear, computed as $S = |(\mathbf{u}_{E2} - \mathbf{u}_{E1})| / (z_2 - z_1)$, for the 2 June 2014. Values reach up to $2.3 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, even though the colour scale saturates at $1.5 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, suggesting that \mathbf{u}_{E1} significantly underestimate the surface current. Extrapolating the currents to the surface is the purpose of the methods presented in the next section.

1.4.3 Extrapolation methods

In this section we describe two methods to extrapolate currents at the surface ($z = 0$) taking into account information about the vertical shear. The drift models we propose here follow the form of Eq. 1.3 in which we modify the expression for the Eulerian current and α . In the following, we will present four models that we label A, B, C and D to which correspond an Eulerian current velocity and a wind-correction coefficient α (see Table 1). Model A represents the control model using the current of the top cell of the GSL5km-RDPS model \mathbf{u}_{E1} and α_A .

The first method we propose to estimate the surface current is a linear extrapolation of the velocities in the two top cells of the ocean circulation model, which corresponds to model

B given by

$$\mathbf{u}_{E0}^B = \frac{z_2 \mathbf{u}_{E1} - z_1 \mathbf{u}_{E2}}{z_2 - z_1} \quad (1.4)$$

where \mathbf{u}_{E1} and \mathbf{u}_{E2} are defined in section 1.4.2 and are obtained from the GSL5km-RDPS model simulation at a hourly frequency. This method assumes that the vertical shear between z_1 and z_2 is the same as between the surface ($z_0 = 0$) and z_1 .

The second method assumes that the horizontal velocity profile is the result of the Ekman balance in the upper ocean in response to a time-varying wind forcing. For this we follow the method of [Elipot and Gille \(2009\)](#) who estimate near-surface ageostrophic velocity at a given depth in the spectral domain as a convolution of the wind stress with the impulse response function. For a horizontally homogeneous oceanic boundary layer, neglecting horizontal gradients and pressure, we recall the linearised horizontal momentum balance to be ([Price and Sundermeyer, 1999](#); [Elipot and Gille, 2009](#))

$$\frac{\partial \mathbf{u}(t, z)}{\partial t} + i f \mathbf{u}(t, z) = \frac{\partial}{\partial z} \left[K_z \frac{\partial \mathbf{u}(t, z)}{\partial z} \right] \quad (1.5)$$

where the vector current is expressed in complex form $\mathbf{u} = u + iv$, $i f \mathbf{u}$ is the horizontal component of the Coriolis acceleration with f the Coriolis parameter, and K_z is the turbulent viscosity. The boundary condition at the surface of the ocean is

$$K_z \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\boldsymbol{\tau}}{\rho} \quad (1.6)$$

where ρ is the seawater density and $\boldsymbol{\tau}$ the wind stress. A velocity vector times series \mathbf{u} can be represented as a complex Fourier series of oscillating terms with a fundamental period T such that

$$\mathbf{u}(t) = u(t) + iv(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \mathbf{U}_k e^{i2\pi \nu_k t} \quad (1.7)$$

where $\nu_k = k/T$ are the discrete frequencies and \mathbf{U}_k are the complex Fourier coefficients given

as

$$\mathbf{U}_k = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}(t) e^{-i2\pi\nu_k t} dt. \quad (1.8)$$

The observed and theoretical ocean response to wind forcing strongly depends on the time scale (Elipot and Gille, 2009). Taking into account temporal variations of the wind stress, the variation of the current $\mathbf{u}(t, z)$ as a function of time and depth can be obtained from the convolution of the wind stress with the impulse response function $\mathbf{h}(t', z)$ where t' is the time lag (Elipot and Gille, 2009; Broche et al., 1983)

$$\mathbf{u}(t, z) = \int_0^\infty \mathbf{h}(t', z) \tau(t - t') dt'. \quad (1.9)$$

Taking the Fourier transform of Eq. 1.9 and using the convolution theorem, we obtain a linear relationship in the Fourier space between the wind stress and a transfer function \mathbf{H}

$$\mathbf{U}(\nu, z) = \mathbf{H}(\nu, z) \mathbf{T}(\nu) \quad (1.10)$$

where \mathbf{U} , \mathbf{H} and \mathbf{T} are the Fourier transforms of \mathbf{u} , \mathbf{h} and τ , respectively. At any frequency ν , the transfer function \mathbf{H} is complex valued. Eq. 1.10 shows that it's possible to compute the current at all depths from a given wind stress time series knowing the transfer function \mathbf{H} (Gonella, 1972; Rudnick and Weller, 1993; Weller, 1981; Elipot and Gille, 2009). Alternatively, we will use the transfer function \mathbf{H} to obtain the current at the surface based on the current known at a depth $z_1 = 2.5$ m provided by the GSL5km-RDPS model.

Because the transfer function \mathbf{H} only accounts for wind-driven dynamics, surface currents resulting from Eq. 1.10 represent the ageostrophic wind-driven current. We thus extract the surface geostrophic current $\mathbf{u}_g(z_0, t)$ (neglecting the vertical geostrophic shear between z_0 and z_1) and tidal current $\mathbf{u}_{\text{tide}}(z_1, t)$ from the total current provided by the GSL5km-RDPS model to obtain the ageostrophic current $\mathbf{u}_{\text{ag}}(z_1, t)$:

$$\mathbf{u}_{\text{ag}}(z_1, t) = \mathbf{u}(z_1, t) - \mathbf{u}_g(z_0, t) - \mathbf{u}_{\text{tide}}(z_1, t). \quad (1.11)$$

The tidal current $\mathbf{u}_{\text{tide}}(z_1, t)$ is computed using the Matlab T-Tide harmonic analysis toolbox (Pawlowicz et al., 2002), while the surface geostrophic current is computed using the sea surface height η from the GSL5km-RDPS model using

$$\mathbf{u}_g(z_0, t) = \mathbf{k} \times \frac{g}{f} \nabla \eta. \quad (1.12)$$

η is detided and low-pass filtered with a cutoff period $T_c=17$ h, corresponding to the local inertial frequency.

Next, we compute the Fourier transform of \mathbf{u}_{ag} at $z_0 = 0$ m using its known values at z_1 and Eq. 1.10

$$U_{\text{ag}}(z_0, \nu) = \frac{\mathbf{H}(z_0, \nu)}{\mathbf{H}(z_1, \nu)} U_{\text{ag}}(z_1, \nu), \quad (1.13)$$

The surface velocity $\mathbf{u}_{\text{ag}}(z_0, t)$ is then obtained by applying the inverse Fourier transform

$$\mathbf{u}_{\text{ag}}(z_0, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathbf{H}(z_0, \nu)}{\mathbf{H}(z_1, \nu)} U_{\text{ag}}(z_1, \nu) e^{i2\pi\nu t} d\nu. \quad (1.14)$$

Finally, the total surface current is retrieved as

$$\mathbf{u}(z_0, t) = \mathbf{u}_{\text{ag}}(z_0, t) + \mathbf{u}_g(z_0, t) + \mathbf{u}_{\text{tide}}(z_1, t), \quad (1.15)$$

neglecting the vertical shear of tidal currents between z_0 and z_1 . The transfer function \mathbf{H} is determined by solving the following ordinary differential equation for $U(\nu, z)$, obtained by applying the Fourier transform to Eq. 1.5 (Elipot and Gille, 2009)

$$i(2\pi\nu + f)U(z, \nu) - \frac{d}{dz} \left[K_z(z) \frac{dU(z, \nu)}{dz} \right] = 0. \quad (1.16)$$

The specific form of \mathbf{H} will depend on how we choose the boundary conditions and $K_z(z)$. Among the nine models considered by Elipot and Gille (2009) (their Figure 1), we rejected those with infinite velocity at the surface as well as those with a vanishing velocity at the base of the finite boundary layer. In the four remaining models, two required a finite boundary

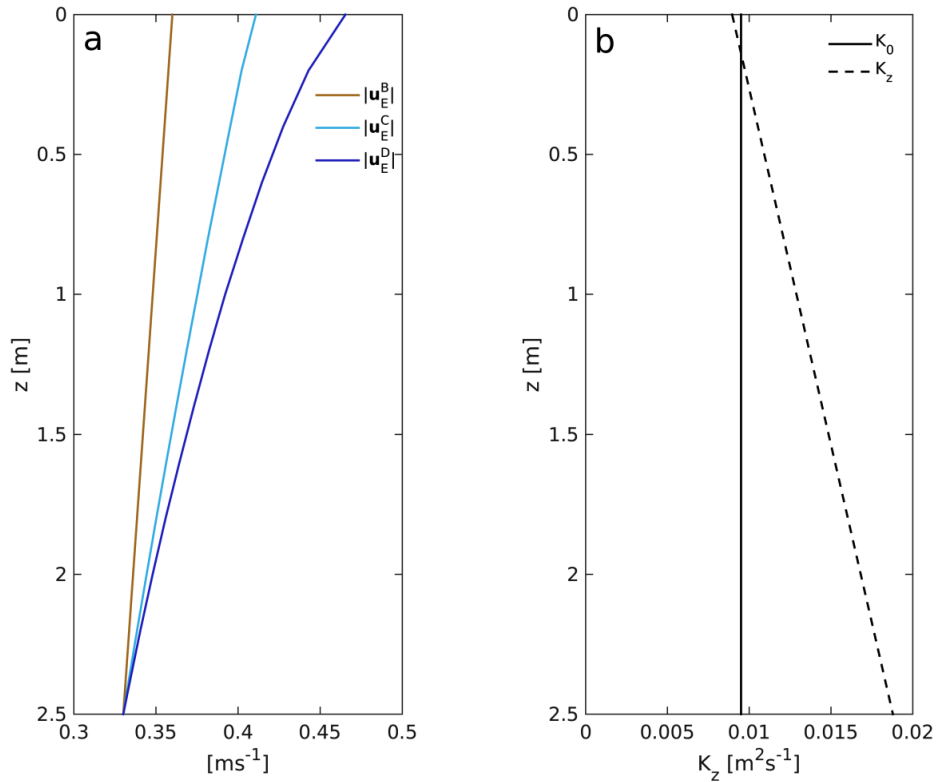


Figure 18: a) Magnitude of average near-surface horizontal current profiles produced by extrapolating the Eulerian current \mathbf{u}_{E1} from the GSL5km model with drift models B (\mathbf{u}_E^B , brown), C (\mathbf{u}_E^C , light blue) and D (\mathbf{u}_E^D , dark blue). The currents are averaged over all observed drifter locations. b) Profiles of turbulent diffusivity $K_z(z)$ used in drift models C (solid) and D (dash).

layer depth to be determined. Although we tested them all, here we present only the two models that provide the best results while remaining simple (i.e. a smaller number of tuning parameters). The chosen transfer functions both assume a homogeneous ocean of infinite depth, but with two different vertical viscosity profiles that are shown in Figure 18b. The bottom boundary condition is chosen so that $\mathbf{u}(t, z)$ and $\mathbf{U}(\nu, z)$ tend to 0 as $z \rightarrow +\infty$.

The transfer function that we consider for model C is the one obtained with a constant viscosity profile K_0 , which is taken from Table 1 of [Elipot and Gille \(2009\)](#):

$$\mathbf{H}_C(\nu, z) = \frac{e^{-i\pi/4} e^{-z(1+i)/\delta_1}}{\rho \sqrt{(2\pi\nu + f)K_0}} \quad (1.17)$$

with

$$\delta_1 = \sqrt{2K_0/(2\pi\nu + f)} \quad (1.18)$$

The diffusivity value is given by $K_0 = d^2 f/2$ (Ekman, 1905; Chereskin, 1995) where d is the traditional Ekman depth defined as

$$d = \delta_1(\nu = 0) = \frac{z_2 - z_1}{\ln \left[\left\langle \frac{|\mathbf{u}_{ag}(z_2)|}{|\mathbf{u}_{ag}(z_1)|} \right\rangle \right]} \quad (1.19)$$

where angle brackets correspond to temporal averaging.

The second transfer function that we consider for model D assumes a viscosity that is finite at the surface and increases linearly with depth (Figure 18b) as

$$K(z) = K_1(z_* + z) \quad (1.20)$$

where $K_1 = \kappa u_*$ (Lewis and Belcher, 2004), $\kappa = 0.4$ is von Karman's constant and $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$ is the ocean friction velocity associated with the surface wind stress. The roughness length z_* is parameterised as in Lewis and Belcher (2004) to account for vertical mixing induced by surface gravity waves. It is expressed by

$$z_* = \frac{\kappa u_{*a}}{4f} \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho}} \exp \left\{ \left[-q\kappa \sqrt{\frac{\rho}{\rho_a}} \frac{|\mathbf{U}_{10}|}{u_{*a}} \right] \right\} \quad (1.21)$$

where $u_{*a} = \sqrt{\tau/\rho_a}$, $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ and $\rho_a = 1.225 \text{ kg m}^{-3}$ are respectively water and air density. The value of $q = \langle |\mathbf{u}_{obs}|/|\mathbf{U}_{10}| \rangle$ represents the relative strength of the surface drifter to wind speeds. It has been determined using our drift dataset and is approximately 0.03. Such a profile with a non-zero viscosity value at the surface is needed so that the surface current remains finite. It also accounts for the contribution of surface waves to mixing (Lewis and Belcher, 2004).

The transfer function corresponding to this viscosity profile is taken from Elipot and

Gille (2009) (see their Table 1) and is given by

$$\mathbf{H}_D(\nu, z) = \frac{1}{\rho \sqrt{i(2\pi\nu + f)K_0}} \frac{\mathcal{K}_0[\zeta(z)]}{\mathcal{K}_1[\zeta(0)]}, \quad (1.22)$$

where \mathcal{K}_0 and \mathcal{K}_1 are the 0th and 1st-order modified Bessel functions of the second kind, respectively, $K_0 = K_1 z_*$, and

$$\zeta(z) = 2 \sqrt{i(z_* + z)/\delta_2} \quad (1.23)$$

with

$$\delta_2 = K_1/(2\pi\nu + f). \quad (1.24)$$

Finally, we have two transfer functions \mathbf{H}_C and \mathbf{H}_D (Eqs 1.17 and 1.22, respectively) that allow extrapolating the current \mathbf{u}_{E1} obtained from the GSL5km-RDPS model at $z_1 = 2.5$ m depth (center of the top grid cell) to the surface at $z_0 = 0$ m using Eqs 1.14 and 1.15, and obtain surface currents \mathbf{u}_{E0}^C and \mathbf{u}_{E0}^D used for drift models C and D, respectively.

1.4.4 Model calibration and integration

Model C has one free parameter which is the Ekman depth d . Using Eq. 1.19 with the ageostrophic currents obtained from GSL5km-RDPS, we computed the Ekman depth for all data points and we obtained $d \simeq 23 \pm 15$ m (mean \pm standard deviation). Before selecting one value in particular, we further evaluated the sensitivity of model C by comparing trajectories computed with different Ekman depth values between 5 and 35 m, with one trajectory taken from the drift data. Figure 19a shows that trajectories converge for Ekman depth values between 10 and 30 m, showing that the model is quite insensitive to this parameter in a fairly wide range. We thus choose $d = 20$ m for all our simulations. For small (5 m) and large (35 m) values, not only the simulated trajectories are shorter, but they tend to diverge from those obtained with intermediate values that are closer to observations. Figure 19b shows an example of daily-averaged Ekman depth values in the EGSL and how it is spatially

distributed. Model D has also one free parameter which is time average of the speed of surface drifters relative to wind speeds, q . It has been determined from our observations as mentioned in the previous section.

The wind correction coefficient α_i must be computed for each model $i = A, B, C, D$ as their respective Eulerian current velocities take up a different portion of the wind effect. We proceed by calculating the velocity vector difference between the observed drift and the Eulerian current velocity of model i , given as $\boldsymbol{\varepsilon}_i = \mathbf{u}_{\text{obs}} - \mathbf{u}_{E0}^i$ for models B-D and $\boldsymbol{\varepsilon}_A = \mathbf{u}_{\text{obs}} - \mathbf{u}_{E1}$ for model A. Then, α_i is obtained as the slope of the complex linear regression between $\boldsymbol{\varepsilon}_i$ and the wind velocity vector \mathbf{U}_{10} . Values for each model are reported in Table 1. The 4th-order Runge-Kutta method is used to integrate the drift trajectories with a 1-h time step, a value below which solutions are practically similar and that preserve computational efficiency. Wind and current inputs are available at an hourly frequency and are linearly interpolated in time and space to the predicted drifter location. To compare the observed and predicted drifter velocities, we linearly interpolate wind and current velocities at the observed drifter locations. The tidal and geostrophic components are extracted from the total current and are interpolated separately.

1.4.5 Metrics

We assess the performance of the drift models against observations using different metrics: the complex correlation coefficient and the instantaneous angle difference between the observed and simulated drift velocities, the separation distance between the observed and simulated trajectories, and an aggregated skill score. Following Kundu (1976), let $\mathbf{u}_{\text{obs}}(t) = u_{\text{obs}}(t) + iv_{\text{obs}}(t)$ be the complex representation of the 2D drifter velocity vector at the time t , and $\mathbf{u}_d(t) = u_d(t) + iv_d(t)$ the complex representation of the velocity vector simulated by a drift model.

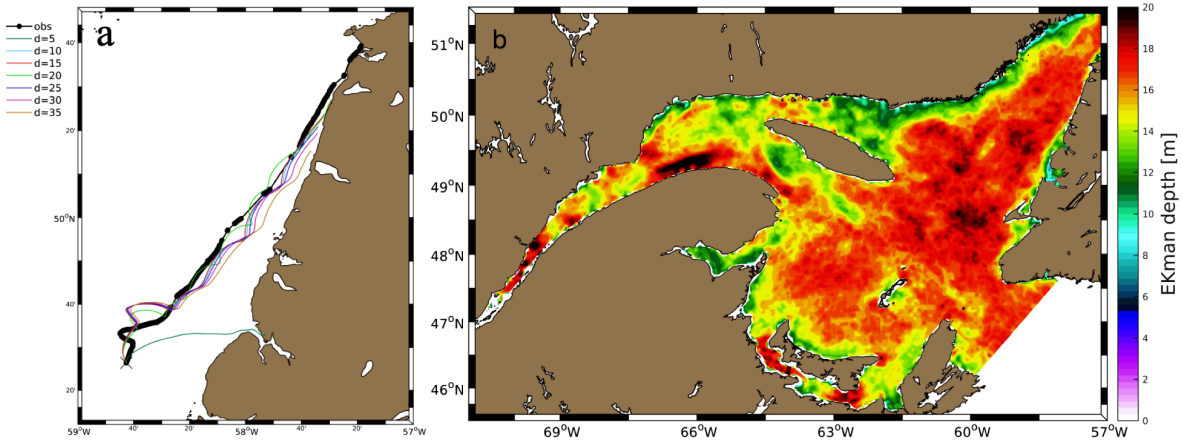


Figure 19: a) Buoy trajectories simulated using model C for different values of Ekman depth d , compared to the observed trajectory in the portion of the Gulf of St. Lawrence west of Newfoundland (black dots and line). b) Daily-averaged Ekman depth calculated with Eq. 1.19 for 2 June 2014.

The complex correlation coefficient between these two series of vectors is

$$\mathbf{r} = \frac{\langle \mathbf{u}_{\text{obs}}^*(t) \cdot \mathbf{u}_d(t) \rangle}{\langle \mathbf{u}_{\text{obs}}^*(t) \cdot \mathbf{u}_{\text{obs}}(t) \rangle^{1/2} \langle \mathbf{u}_d^*(t) \cdot \mathbf{u}_d(t) \rangle^{1/2}} \quad (1.25)$$

where the asterisk indicates the complex conjugate. We can write this complex correlation as $\mathbf{r} = |\mathbf{r}| \exp(i\theta)$ where θ is the phase of the complex correlation.

The angle difference between velocity vectors $\mathbf{u}_{\text{obs}}(t)$ and $\mathbf{u}_d(t)$ is noted $\phi(t)$ and follows the trigonometric convention (counterclockwise) with respect to the drifter velocity, such that a positive (negative) value means that the simulated velocity is to the left (right) of the observed velocity. The separation distance between observed and simulated drift trajectories, respectively $(x_{\text{obs}}, y_{\text{obs}})$ and (x_d, y_d) , is noted $ds(t)$ and is used by many authors (e.g. [Price et al., 2006](#); [Barron et al., 2007](#); [Caballero et al., 2008](#); [Huntley et al., 2011](#); [Cucco et al., 2012](#)).

The skill score of a drift model and is defined as

$$ssc = \begin{cases} 1 - sc & \text{if } sc \leq 1 \\ 0 & \text{if } sc > 1 \end{cases} \quad (1.26)$$

where sc is the normalised cumulative Lagrangian separation distance given by

$$sc = \frac{\sum_{n=0}^N ds_n}{\sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^n dl_m}. \quad (1.27)$$

The indices $n, m = 0, \dots, N$ denominate observation points along the trajectory, ds_n are the distances between the observed and simulated positions and dl_m are the distances between two consecutive positions on the observed trajectory. Low values of sc mean that a model simulates observations well. This has been proposed by [Liu and Weisberg \(2011\)](#) and used by others ([Röhrs et al., 2012](#); [Ivichev et al., 2012](#); [De Dominicis et al., 2013](#)), to evaluate entire trajectories cumulatively.

A skill of 1 means a perfect agreement between simulations and observations all along the trajectory ([Röhrs et al., 2012](#)). The bootstrap method is used to evaluate the uncertainty associated with these statistical parameters, using a thousand samples with replacement for each dataset. Results are given in [Table 1](#). A large number of data points is needed in order to sample a variety of metoceanic conditions.

1.5 Results

In order to gain confidence with the chosen transfer functions, we first compare the ageostrophic current component of the GSL5km-RDPS at $z = z_1$, as obtained with [Eq. 1.11](#), with the wind-induced ageostrophic current obtained as the inverse Fourier transform of [Eq. 1.10](#) evaluated at $z = z_1$, applied with both transfer functions. This is shown in [Figure 20b](#) for one particular buoy. Results indicate that the transfer functions allow for a reasonably

good estimation of the surface ageostrophic dynamics of the model, and that they can advantageously be used to extrapolate the ageostrophic residual current of the GSL5km-RDPS model to the surface.

The main difference between the three extrapolation methods considered is the resulting shear between 0 and 2.5 m (Figure 18a), with model B yielding the weakest shear and model D the strongest. Therefore, the extrapolated surface currents are stronger than the model currents at 2.5 m, the surface currents obtained by model D being the strongest. After adding the wind correction, differences between the predicted drift speeds are sometimes reduced, but also sometimes increased (Figure 20c).

Despite the remaining discrepancies between predicted and observed drift velocities, predicted trajectories are closer to the observed trajectory for this particular drifter for models B-D (Figure 21c,d). Two other examples of drifting trajectories are shown in Figure 21 at different locations in the EGSL and at different times, in various conditions. While the trajectories predicted by model A using the model currents at 2.5 m sometimes depart far from the observed trajectories (e.g. in Figure 21a), the trajectories predicted by models B-D using currents extrapolated to the surface remain much closer. From these few examples, however, it is difficult to assess which of these models perform best in all situations. Therefore, a systematic assessment of the skills of the different drift models is carried out below using the metrics defined in section 1.4.5, based on 40 trajectories with a total of 58 612 data points (Figure 17).

The amplitudes of the complex correlation coefficients between the predicted and observed drift velocity vectors increase from $|r| = 0.61$ for model A to $|r| = 0.77$ for model D (Figure 22). Therefore, surface drift is better predicted when explicitly extrapolating the top cell model currents to the surface, rather than solely relying on the parameterised wind correction term to account for the unresolved surface shear. While a simple linear extrapolation based on the shear between the two top model cells (model B) brings a modest improvement ($|r| = 0.69$), the extrapolation methods based on Ekman dynamics (models C and D)

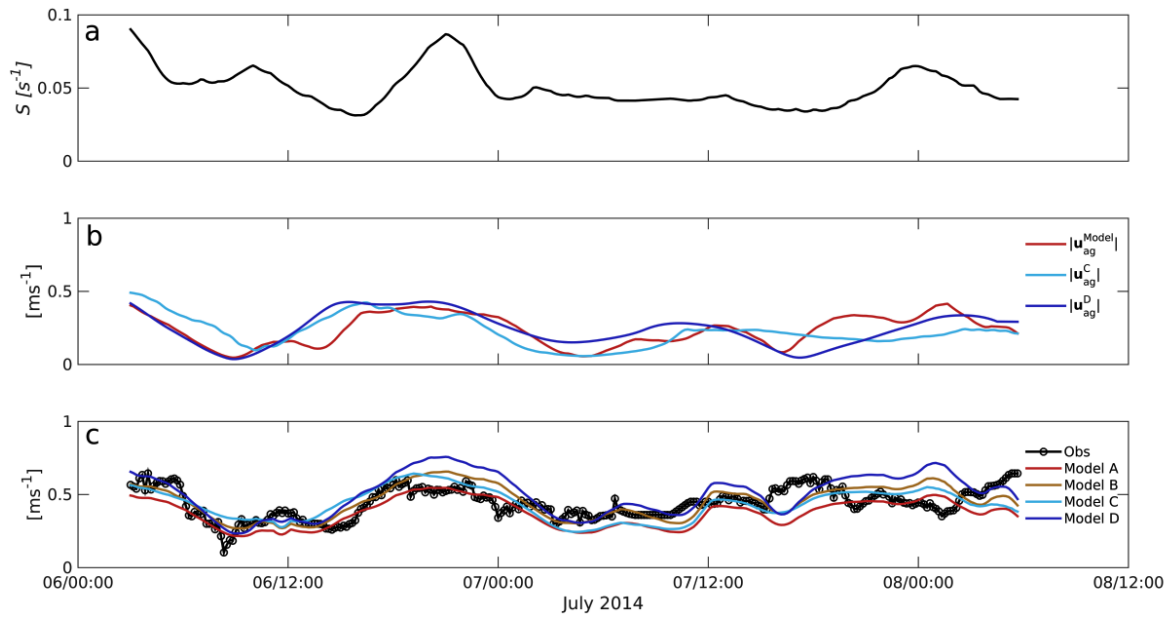


Figure 20: Time series of relevant quantities extracted along the observed and simulated drifting trajectory of Figure 19. a) Vertical shear magnitude S between the top two cells of the GSL5km-RDPS along the observed trajectory. b) The ageostrophic current magnitude $|\mathbf{u}_{ag}^{\text{Model}}|$ estimated from the total current of the GSL5km-RDPS using Eq. 1.11 (red), and the wind-induced surface currents $|\mathbf{u}_{ag}^{\text{C}}|$ and $|\mathbf{u}_{ag}^{\text{D}}|$ estimated with transfer functions \mathbf{H}_C and \mathbf{H}_D and wind stress, respectively, using Eq. 1.10. c) Observed drift speed (black) and predicted by models A-D.

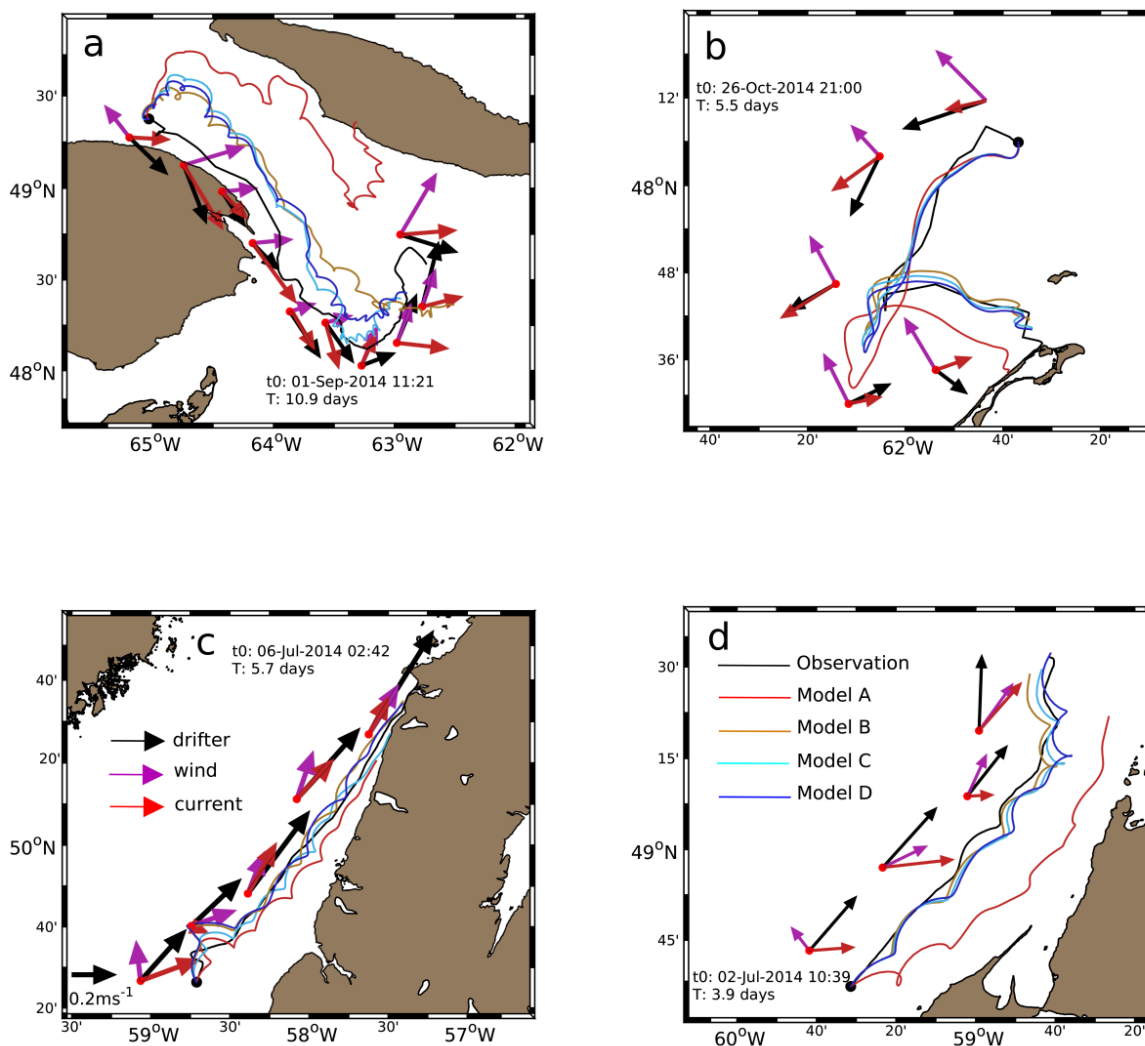


Figure 21: Examples of observed trajectories for four drifters (black line) (a, b, c, d) and trajectories simulated by model A (red), model B (brown), model C (light blue) and model D (dark blue). Drifter (black), wind (magenta) and current (red) daily-averaged velocity vectors are indicated along the trajectories.

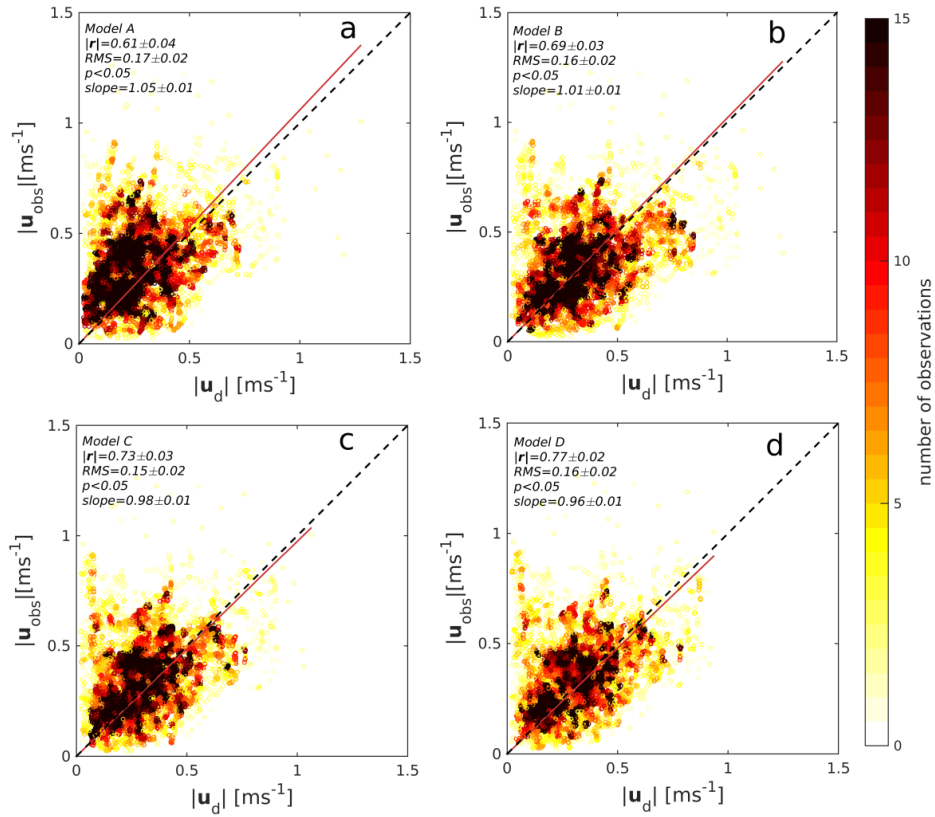


Figure 22: Scatter plots between simulated and observed drift speeds for models A to D.

bring further improvements ($|r| = 0.73$ and $|r| = 0.77$, respectively). However, the complex regression slope magnitudes indicate that predicted speeds are slightly overestimated on average by drift models which are based on extrapolated currents, while they were slightly underestimated by the control model.

In addition to drift speed, drift direction must be well predicted to obtain accurate forecasts. Figure 23 shows the histograms of the difference between the instantaneous directions predicted by the drift models and the observed ϕ . For model A, the distribution peaks between -15° and -5° , with a mean value of -3.2° , indicating that predicted directions are biased on average to the right of observed directions. The spreading of the distribution is quite large with a standard deviation of 57.5° . Using extrapolation methods (models B-D), drift directions are improved: the distributions peak between -10° and 10° , and both the mean values

and standard deviations are reduced. The best results are obtained for model D, with a mean value of 1.3° and a standard deviation of 42.5° .

Drift speed and direction are instantaneous properties of drifters. Accurate forecasts require that they are consistently well predicted over the entire period of the forecast. To assess this, we computed separation distances ds between predicted and observed trajectories. The results are aggregated in Figure 24 and Table 1 for different forecast periods ranging from 3h to 72h. As one might expect, the separation distance increases as model errors integrate with time. For all forecast periods, model A performs the poorest while model D performs the best. The difference between models' performance is greater for shorter forecast periods: for 3-h forecasts, the mean separation distance ranges from 1.5 km for model A to 0.8 km for model D, a 41% improvement, while for 72-h forecasts, the mean separation distance ranges from 21 km for model A to 16 km for model D, a 24% improvement. The improvement of the mean separation distance for models B-D relative to model A, defined as $\Delta_{Ai} = \langle (ds_A - ds_i) / ds_A \rangle \times 100\%$, $i = \text{B-D}$, is shown in Table 1. The simple linear extrapolation method (model B) already brings an improvement of about 25% with no significant trend as the forecast period increases. The extrapolation methods based on Ekman dynamics (models C and D) bring further improvement of about 31% and 35% respectively, which decreases with increasing forecast period. The improvement difference between models C and D is only a few percents. As seen from Figure 24, the median separation distance does not significantly improve beyond 12 hours, but the spread of the distribution (especially the 75th percentile) and extreme values are different even after 72 hours, which indicates that the probability to make large errors is reduced.

The skill score defined in section 1.4.5 (Eq. 1.26) normalises the separation distance by the length of the drift trajectories, allowing to compare model skills at different forecast periods. Skill scores are reported in Table 1. The poorest skills are obtained by model A, while the best skills are obtained by model D for all forecast periods, reaching 0.89 for 3-h forecasts. Skill scores tend to decrease with increasing forecast period, albeit not monotonically,

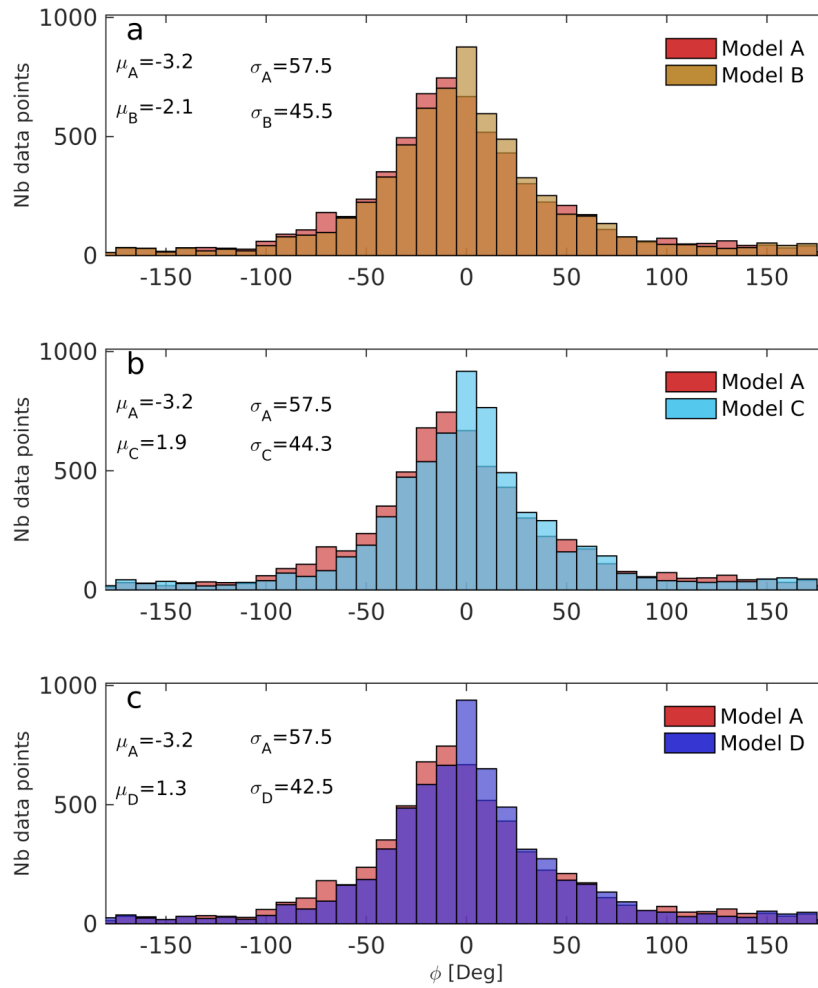


Figure 23: Histograms of the instantaneous angle difference between the observed and simulated drift velocity vectors ϕ comparing models a) A (red) and B (brown), b) A and C (light blue) and c) A and D (purple). The mean $\mu_i = \langle \phi \rangle_i$ and the standard deviation σ_i are given for each model $i = A-D$.

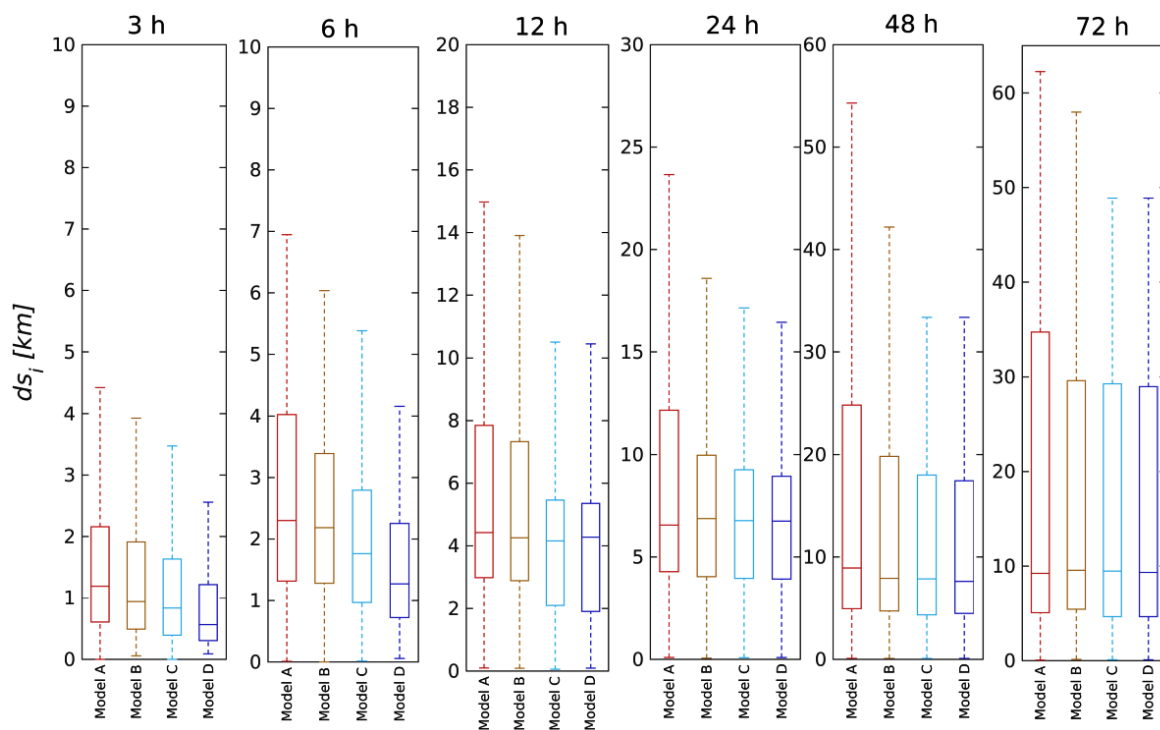


Figure 24: Box and whisker plots of the separation distance between observed and simulated trajectories for models A-D for different drift forecast periods. The horizontal line represents the median (50th percentile), box limits represent the 25th and 75th percentiles, and the whiskers represent extreme values.

decreasing to 0.79 for 72-h forecasts for model D.

1.6 Discussion and conclusion

The formulation that is traditionally used in operational oceanography for predicting surface drift consists in adding a fraction of the 10-m wind velocity to the ocean currents provided in the center of the top grid cell of an ocean circulation model, mathematically expressed as in Eq. 1.3. This wind correction term is supposed to account for many processes including windage, unresolved ocean current vertical shear, and wave-induced drift. In this study, we hypothesise that the vertical shear of the horizontal current in the upper ocean makes up for a significant part of the many wind-related contributions to the surface drift, and is not well taken into account by the wind correction term.

To test this hypothesis, we used two methods to extrapolate ocean currents taken from an ocean circulation model at known depths below the surface, to the surface. The extrapolated surface current replaces the ocean current in Eq. 1.3 and a new wind correction complex coefficient α is calculated. The first method (model B) uses a simple linear vector extrapolation and assumes that the near-surface shear is the same as the shear between the first two model grid cells. The second method assumes that the vertical shear is given by the wind-driven component of the current in Ekman balance with the time-varying wind and a prescribed diffusivity profile. Here we chose to test this method with constant (model C) and linear (model D) diffusivity profiles. We treat operational ocean and atmospheric models as black boxes providing ocean current and wind inputs to our drift models, with unknown biases and random errors. Hence our goal is to determine if drift forecast performances can be improved without increasing model resolution, model complexity and/or computational cost of these models.

Results show that using extrapolated surface currents instead of currents of the top grid cell of the ocean model significantly increases complex correlation with observed drift and

Table 1: Wind correction coefficient α and drift model performances according to the metrics described in section 1.4.5. Bold values represent best performances. Tolerances represent standard deviations for 1000 bootstrap resamples.

		Model A	Model B	Model C	Model D
α		$0.023 e^{i0.87}$	$0.018 e^{i0.02}$	$0.016 e^{i0.02}$	$0.013 e^{i0.008}$
Metric	Lead time				
RMSE (m s ⁻¹)		0.17 ± 0.02	0.15 ± 0.02	0.16 ± 0.02	0.15 ± 0.02
$r = r e^{i\theta}$		$0.61 e^{-i0.14}$	$0.69 e^{-i0.11}$	$0.73 e^{i0.10}$	$0.77 e^{i0.08}$
$\langle \phi \rangle_i$ (°)		-3.2 ± 57.5	-2.1 ± 45.5	1.9 ± 44.3	1.3 ± 42.5
ds_i (km)					
	3 h	1.5 ± 0.8	1.1 ± 0.8	1.0 ± 0.7	0.8 ± 0.5
	6 h	2.8 ± 1.5	2.1 ± 1.1	1.8 ± 1.1	1.7 ± 0.8
	12 h	5.8 ± 2.5	4.3 ± 2.0	4.0 ± 1.5	3.8 ± 1.5
	24 h	9.0 ± 5.0	7.3 ± 3.0	6.3 ± 2.0	5.7 ± 1.8
	48 h	15 ± 10	12 ± 8	11 ± 7	10 ± 6
	72 h	21 ± 16	17 ± 13	16 ± 13	16 ± 12
ssc					
	3 h	0.70 ± 0.09	0.78 ± 0.06	0.85 ± 0.05	0.89 ± 0.07
	6 h	0.66 ± 0.08	0.74 ± 0.05	0.81 ± 0.05	0.86 ± 0.05
	12 h	0.65 ± 0.07	0.75 ± 0.06	0.86 ± 0.06	0.87 ± 0.06
	24 h	0.63 ± 0.12	0.78 ± 0.08	0.83 ± 0.07	0.84 ± 0.07
	48 h	0.62 ± 0.16	0.75 ± 0.12	0.79 ± 0.11	0.83 ± 0.11
	72 h	0.61 ± 0.29	0.73 ± 0.17	0.76 ± 0.17	0.79 ± 0.17
Δ_{Ai} (%)					
	3 h	-	28 ± 3	35 ± 2	41 ± 2
	6 h	-	26 ± 3	34 ± 3	38 ± 2
	12 h	-	27 ± 3	32 ± 2	33 ± 2
	24 h	-	26 ± 3	31 ± 3	35 ± 3
	48 h	-	22 ± 4	30 ± 3	33 ± 3
	72 h	-	20 ± 5	23 ± 4	24 ± 4

decreases the value of α (both amplitude and phase). This means that our buoys are more driven by the surface current than the wind, and the near-surface wind-driven vertical shear can't simply be accounted for by the wind correction term (αU_{10}). However, even though the value of α is reduced by a factor of 2 between model A and D, it is not zero, which means that our buoys are subject to windage and/or that other wind-driven processes are involved, such as wave-induced drift. Note that we determine the value of α using a complex linear regression, allowing rotation in the wind correction term of the drift models. The fact that it is mostly real indicates that the missing wind-driven forcing of the surface drift is in the direction of the wind. This suggests that processes like windage or the Stokes drift that are both aligned with the local wind might account for the residual wind correction term. The phase of α is small for all models but smallest for model D (see Table 1.).

Among the extrapolation methods we propose and study in this paper, the Ekman-based transfer function methods better represent the vertical shear than does a simple linear extrapolation. Indeed, models C and D outperform model B with respect to all performance metrics, supporting the idea that the wind-induced shear is consistent with the linearized horizontal momentum balance in the absence of horizontal pressure gradients (Elipot and Gille, 2009). Also, model B requires knowledge of ocean currents at two depth levels. Model C requires knowledge about the Ekman depth, which is derived from currents at two depth levels. Model D, on the other hand, only needs one level, like model A. Models C and D outperform the two others, and among those two model D stands out for all metrics. Model D uses a linear diffusivity profile and has one tuning parameter (q , see Eq. 1.21). Model C uses a constant diffusivity profile and has also one tuning parameter (d , see section 1.4.3). The test done by comparing the ocean model's ageostrophic current and the wind-induced current suggests that the parameterization of z_* is consistent with that of the model. Therefore, surface drift is better predicted when explicitly extrapolating the upper-cell model currents to the surface (models B-D), rather than solely relying on the parameterized wind correction term to account for the unresolved surface shear (model A). The chaotic nature of turbulent flows may explain why the improvement in terms of separation distances as a function of

trajectory duration saturates with time (Figure 24). The median separation distance improves quite significantly for lead times shorter than 12 h compared to model A. For longer lead times, separation distance distributions for model B-D have a smaller upper tail, meaning that the probability of having predicted trajectories very far from the observed ones is reduced, which is desired in many particle tracking applications such as search and rescue.

Not only the drift models we propose here reduce biases compared to the standard model, but they remain computationally inexpensive. The computational cost associated with model D is 1.5 times the one associated with model A. Because both models C and D use variables that are already available and routinely produced by operational services, their implementation is straightforward and does not involve any modification to numerical modelling systems. Here we used the Canadian coupled atmosphere-ice-ocean forecasting system for the Gulf of St. Lawrence, with a vertical resolution of 5 m near the surface, which was the operational system at the time of the study. The upcoming Canadian operational system will be based on the Global Ice-Ocean Prediction System (GIOPS) and the associated nested regional configurations, that has a higher vertical resolution of 1 m near the surface (Smith et al., 2018). This may reduce the correction needed, as suggested by the results of Callies et al. (2017). Other model improvements such as coupling with atmospheric and wave models may also impact results. We thus suggest that the proposed improvements be viewed as a stop-gap measure until the operational model is updated, and a yardstick against which that new models can be assessed. Even with a higher vertical resolution, it is possible that extrapolating the vertical shear may still improve the surface drift forecasts (cf. Figure 18). Overall, because models C and D significantly improve all skill scores tested and that they are computationally affordable, we recommend extrapolating simulated near-surface Eulerian currents using the Ekman transfer function, and adjusting accordingly the wind correction term, as a way to improve drift forecasting skills and to improve response efficiency in all relevant applications.

Acknowledgement(s)

Authors wish to thank Paul Nicot, Bruno Cayouette, the *R/V Coriolis II* crew during the Old Harry expedition in 2015, Comité ZIP Gaspésie and many volunteers all around the Gulf of St. Lawrence for their help in deploying and recovering drifting buoys. We also wish to thank the anonymous reviewers who helped improve the quality of the manuscript as well as the model performances with very useful advice.

Funding

This work is funded by the Marine Environmental Observation, Prediction and Response (MEOPAR) Network of Centres of Excellence, *Improving Marine Drift and Dispersion Forecasts* (1-02-02-003.1), and by the NSERC Ship Time Grant *Environmental conditions and dispersion processes within the Old Harry Influence Area* (470204-2015). The project is a contribution to the research program of Québec-Océan.

CHAPITRE 2

DÉRIVE DE STOKES DANS LES PRÉVISIONS DE DÉRIVE DE SURFACE

2.1 Résumé en français

L'importance de résoudre explicitement la dérive de Stokes dans la modélisation de la dérive de surface océanique est démontrée en comparant quatre modèles à 58612 données d'observations obtenues des bouées dérivantes non menues de drogue dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent, Canada. Les données entrants dans les modèles de dérive proviennent du modèle régional atmosphérique, du modèle de circulation et du modèle spectral de vagues. Le modèle standard considère les courants proches de la surface fournis par la cellule supérieure du modèle de circulation océanique, laquelle est de 5 m de profondeur, et un terme de correction proportionnel au vent proche de la surface. Les trois autres modèles de dérive prennent en compte le cisaillement non résolu du courant proche de la surface par extrapolation le courant proche de la surface en surface en supposons la dynamique d'Ekman. Deux de ces modèles considèrent explicitement la dérive de Stokes sans et avec un terme de correction. Les modèles proposés réduisent la distance de séparation moyenne entre les trajectoires observées et prédites de 35%, 40% et 34% relativement au modèle standard, en moyenne, pour des durées de prévision allant de 3h à 72h. La meilleure amélioration dans toutes les métriques utilisées est cependant obtenue par le modèle qui prend en compte la correction du cisaillement du courant proche de la surface et la dérive de Stokes sans aucun terme de correction de vent (score de compétence de 0.93 après 3 h et 0.81 après 72 h)

Journal of Operational Oceanography
The Stokes drift in ocean surface drift prediction
 --Manuscript Draft--

Full Title:	The Stokes drift in ocean surface drift prediction
Manuscript Number:	
Article Type:	Original Article
Keywords:	Surface drift forecast; drifting buoys; Stokes drift; Ekman layer
Abstract:	The importance of explicitly resolving the Stokes drift in ocean surface drift modelling is demonstrated by comparing four models with observations from drifting buoys deployed in the Estuary and Gulf of St. Lawrence, Canada. Drift model inputs are obtained from regional atmospheric, ocean circulation, and spectral wave models. The control drift model (A) used in most operational systems considers near-surface currents provided by the top grid cell of the ocean circulation model and a correction term proportional to the near-surface wind. The three other drift models (D-F) attempt to account for the unresolved near-surface current shear by extrapolating the near-surface currents to the surface assuming Ekman dynamics. Models E and F also consider explicitly the Stokes drift without and with the wind correction term. Models D-F reduce the mean separation distance between observed and predicted trajectories by 35%, 40% and 34% relative to model A, on average, for forecast times ranging from 3h to 72h. The best improvement for all metrics is obtained for model E, which has no wind correction term. Therefore no empirical wind correction term is required when both the wind-driven near-surface current shear and the Stokes drift are explicitly taken into account in surface drift forecasting.
Order of Authors:	Tamkpanka Tamtare, M.Sc. Dany Dumont, Ph.D. Cédric Chavanne, Ph.D.

2.2 THE STOKES DRIFT IN OCEAN SURFACE DRIFT PREDICTION

Abstract

The importance of explicitly resolving the Stokes drift in ocean surface drift modelling is demonstrated by comparing four models with 58612 observational data points obtained from undrogued drifting buoys in the Estuary and Gulf of St. Lawrence, Canada. Drift model inputs are obtained from regional atmosphere and ocean circulation, and spectral wave models. The control drift model considers near-surface currents provided by the top grid cell of the ocean circulation model, which is 5-m thick, and a correction term proportional to the near-surface wind. The three other drift models account for the unresolved near-surface current shear by extrapolating the near-surface currents to the surface assuming Ekman dynamics. Two of these models consider explicitly the Stokes drift, with and without a wind correction term. Proposed models reduce the mean separation distance between observed

and predicted trajectories by 34 to 40% relative to the control model, on average, for forecast times ranging from 3h to 72h. The best improvement with respect to all metrics used is however obtained for the model that takes into account the near-surface shear correction and the Stokes drift, without any wind correction term (skill score of 0.93 after 3 h and 0.81 after 72 h).

Keywords: Surface drift forecast, drifting buoys, Stokes drift, Ekman layer

2.3 Introduction

Modelling surface drift trajectories is challenging because it involves numerous processes that are either still misunderstood or very difficult to predict (Carniel et al., 2002; Ardhuin et al., 2009). The most commonly used approach adopted to make predictions is to assume that the drift of an object floating at the ocean's surface is a linear combination of velocities associated to distinct processes. Mathematically, this is expressed by an equation such as (De Dominicis et al., 2014)

$$\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_E + \mathbf{u}_S + \mathbf{u}_W + \mathbf{u}_D + \mathbf{u}' \quad (2.1)$$

where \mathbf{u}_E is the Eulerian ocean surface current, \mathbf{u}_S is the wave-induced Stokes drift, \mathbf{u}_W is the local wind velocity correction term and \mathbf{u}_D is a correction term due to wind drag on the emerged part of the floating object called *windage*. These terms are either parameterized or directly taken from atmospheric, ocean and/or wave numerical model output. The last term \mathbf{u}' is a randomly fluctuating component that is sometimes added to represent dispersion due to unresolved processes or model errors. One issue arising from such a formulation is that the velocity terms are not independent, and are often non-linearly and non-locally related to each other. Consider the following broadly used drift model as an example

$$\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_{E1} + \alpha \mathbf{U}_{10} \quad (2.2)$$

where \mathbf{u}_{E1} is the Eulerian current of the first (top) grid cell of an ocean circulation model, \mathbf{U}_{10} is the 10-m wind velocity taken from a weather prediction system, and α is a complex factor that controls the contribution of the local wind correction term. The latter aims to represent all additional processes that are driven by, thus correlated to the local wind, but are not represented by the Eulerian current \mathbf{u}_{E1} . Callies et al. (2017) and Tamtare et al. (2019) demonstrated that the weight given to the local wind correction term is reduced if the Eulerian current is obtained from a model with a higher vertical resolution (thus closer to the surface), or from an extrapolation of the wind-driven vertical shear. Most drift models use Eq. 2.2 and thus do not take waves explicitly into account, despite the fact that they play a significant role in transferring momentum (Perrie et al., 2003; Arduin et al., 2009) and affecting the surface drift. It is thus often assumed that, since wind and waves are somewhat correlated, the contribution of waves to the drift is accounted for by the wind correction term (Al-Rabeh, 1994; Hackett et al., 2006; Korotenko et al., 2010; Breivik and Allen, 2008; Callies et al., 2017; Jones et al., 2016).

However, waves affect surface drift both indirectly by interacting with the Eulerian mean flow (Röhrs et al., 2014), and directly by generating the Stokes drift (Stokes, 1847) and imposing, when floating objects are large compared to the wave length, a radiative force.

The direct effects arise when considering the mean Lagrangian current u_L , which is the particle-following current that is the sum of the mean Eulerian current and the Stokes drift (Röhrs et al., 2014; Curcic et al., 2016; Christensen et al., 2018). The latter fundamentally changes transport patterns when it's incorporated into ocean circulation models (e.g. Iwasaki et al., 2017). The magnitude and vertical shear of the Stokes drift depend on wave conditions: they are strong when sea state is dominated by short waves, while swells are associated with a Stokes drift that is more uniformly distributed with depth (Arduin et al., 2004; Röhrs et al., 2012). Stokes drift is one of the main physical processes that determine the speed and direction of surface drift current (Mao and Heron, 2008). Including Stokes drift is the key to resolve the observed discrepancies in the angular deflections of the steady-state currents

from the surface wind stress with the predictions from classical Ekman dynamics ([Lewis and Belcher, 2004](#)), because the surface current direction is affected by the presence of ocean waves (e.g. [Polton et al., 2005](#)).

The indirect effects, on the other hand, are as follows. The momentum transfer from the atmosphere to the ocean is through both wind shear stress and wave generation ([Mao and Heron, 2008](#)), which work together to generate ocean currents. During this momentum transfer, waves uptake one part of the momentum to grow, reducing the direct momentum flux into the Eulerian current ([Weber et al., 2006](#)). Conversely, momentum and turbulent kinetic energy are gained by the ocean during wave breaking ([Longuet-Higgins, 1953](#)). The interaction between the Coriolis force and this momentum flux induces the Coriolis-Stokes force that accelerates the Eulerian mean flow ([Longuet-Higgins, 1953](#); [Jenkins, 1989](#); [Weber et al., 2006](#)), while the energy flux enhances turbulent mixing near the sea surface ([Craig and Banner, 1994](#); [Ardhuin et al., 2004](#)). Those wave-related effects are not included explicitly in ocean models from which we use the Eulerian current. If the indirect effects, i.e. the atmosphere-wave-ocean momentum exchanges, are dominant versus the Stokes drift, improving drift forecasts would imply using a model that couples atmosphere, waves and ocean dynamics and computes conservatively and consistently the momentum balance of the surface boundary layer. According to [Tang et al. \(2007\)](#), the net effect of wind-to-wave and wave-to-current momentum transfers reduces the surface speed by a few percent while the Stokes drift remains the dominant contribution by increasing the surface speed by up to 35%. [Röhrs et al. \(2012\)](#) also found that a significant part of the upper ocean drift velocities is due to the Stokes drift. Wave effects on surface drift are thus mainly associated to the Stokes drift ([Tang et al., 2007](#); [Röhrs et al., 2012](#)).

Stokes drift is taken into account in a number of studies to improve forecasts of floating objects drift trajectories (e.g. [Röhrs et al., 2012](#); [Callies et al., 2017](#)). It has been considered in some oil drift models ([Broström et al., 2011](#); [Ivichev et al., 2012](#); [Drivdal et al., 2014](#); [Jones et al., 2016](#); [Tian et al., 2017](#)) to simulate the drift and deformation of oil slicks ([Christensen](#)

and Terrile, 2009), to predict oil slick trajectories for planning an effective oil spill response (Daniel et al., 2003; Abascal et al., 2009; Azevedo et al., 2009) and risk assessment (Kjell and Johansen, 2004). Some studies incorporated Stokes drift in drift models to predict the trajectories of floating debris (Dobler et al., 2019; van der Mheen et al., 2019), plastics (Laxague et al., 2017), their accumulation (e.g. Onink et al., 2019), as well as to locate the wreckage of an aircraft through debris back-tracking (e.g. Durgadoo et al., 2019). Stokes drift is also used to predict the transport of pelagic eggs, larvae and detritus (Röhrs et al., 2014; Shanks et al., 2015), or other organisms and solutes (Monismith, 2004; Putman et al., 2016) and to evaluate ecological isolation (Fraser et al., 2018).

This paper builds on our previous study (Tamtare et al., 2019) where we used the drift model formulation of Eq. 2.2 with an improved representation of the surface Eulerian current \mathbf{u}_E . We proposed a method that extrapolates the current taken at the top cell of a circulation model to the surface using a transfer function and assuming an Ekman layer with linearly increasing viscosity. This is schematically illustrated in Figure 25 (models A and D). The importance of Ekman currents in the drift and accumulation of plastic debris has been reassessed recently by Onink et al. (2019). They also found that windage, i.e. the local wind correction term of Eq. 2.2, is not a good proxy for the Stokes drift and that the Stokes drift plays a role in transporting debris northward, towards the Arctic. Here, we pursue our work laid out in Tamtare et al. (2019) and study if drift prediction performances can be further improved by including explicitly the Stokes drift. The formulation we use is a linear combination of the surface Eulerian current, the Stokes drift, and a wind correction term, given by

$$\mathbf{u}_d = \mathbf{u}_{E0} + \mathbf{u}_S + \alpha \mathbf{U}_{10}. \quad (2.3)$$

A fully coupled ocean-wave model is required to properly account for Stokes drift effects (e.g. Van den and Breivik, 2014; Breivik et al., 2015; Staneva et al., 2016). However, since no operational coupled model is available for the Estuary and Gulf of St. Lawrence (EGSL), we followed previous studies that use a wave model to explicitly take the Stokes drift into account

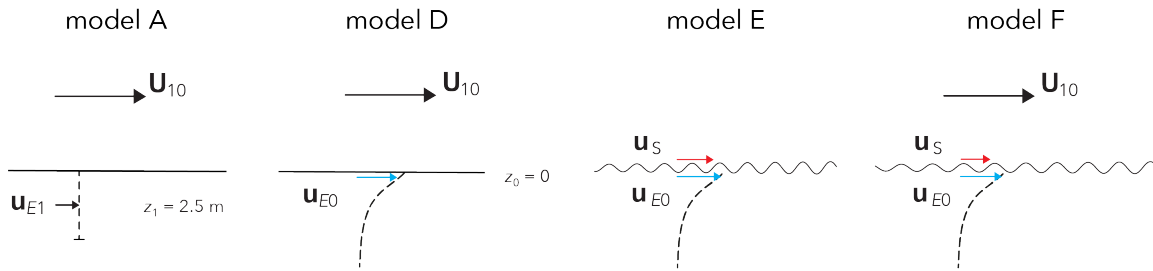


Figure 25: Schematic of surface drift models. Model A corresponds to the control model where the Eulerian current \mathbf{u}_{E1} is taken at the top cell of an ocean circulation model. Model D assumes a wind-driven vertical shear and extrapolates \mathbf{u}_{E1} to obtain \mathbf{u}_{E0} at the surface. Models E and F are variants of model D to which the Stokes drift \mathbf{u}_s is added, with and without a wind correction term proportional to the local 10-m wind velocity \mathbf{U}_{10} . The naming convention follows the one of [Tamtare et al. \(2019\)](#).

(e.g. [Callies et al., 2017](#); [Dobler et al., 2019](#); [Onink et al., 2019](#)). We use a regional ocean circulation model for the EGSL, forced by the Canadian regional deterministic prediction system, and a regional spectral wave model based on WAVEWATCH IIITM (WW3) to feed the drift model that we compare with a large number of drifting buoy data. The drifting buoy dataset, numerical models, drift models and Lagrangian metrics used to assess model performance are described section 2.4. Section 2.5 presents the results that are discussed in section 2.6.

2.4 Methods

2.4.1 Drifters

During summers of 2014 and 2015, more than a hundred drifting buoys have been launched at various locations in the Estuary and Gulf of St. Lawrence (EGSL, Fig. 26). They consist in 4 cm-thick and 30 cm-wide pine wood plates onto which a GPS tracking device (Spot TraceTM) is fixed by a spring and programmed to send its location every 10 minutes. A weight of 1 kg is attached to underneath the plate with a nylon wire that hangs 20 cm below to avoid capsizing in wavy conditions. The dataset was quality controlled to remove data

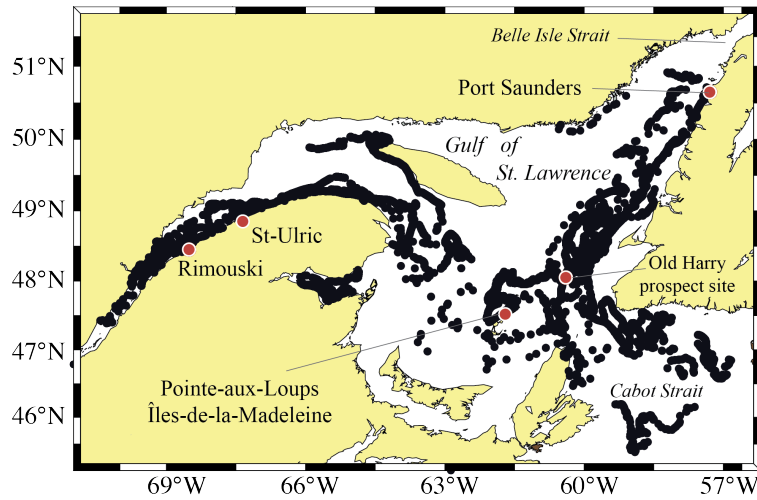


Figure 26: Geographical positions reported by drifting buoys between 2014 and 2015 in the St. Lawrence Estuary and Gulf.

points outside the ocean domain, data points showing zero velocities (beached buoys), and data points with speed variations greater than 0.1 m s^{-1} over a 10-minute interval (Dumont et al., 2019). In our analysis, we only considered displacements calculated from consecutive data points recorded less than one hour apart, and located within the ocean model domain, giving a total of 58,612 data points. The final dataset used here contains 40 trajectories 1 to 35-day long. Among this data set, six pairs of drifters that were deployed initially very close to each other (within tens of meters) are identified. They are used to assess the practical limits of surface drift prediction. Four pairs were deployed in the Gulf area and two pairs in the Estuary area (Fig. 26).

2.4.2 Numerical models and forcings

Hourly 10-m wind vectors U_{10} are obtained from a 35-km resolution limited-area configuration of the Regional Deterministic Prediction System (RDPS) atmospheric model centered over the EGSL, that is operated by Environment and Climate Change Canada (ECCC) for weather prediction (Smith et al., 2013). Ocean currents are obtained from the 5-km reso-

lution regional coupled ice-ocean circulation model for the Gulf of St. Lawrence (GSL5km) that was developed and validated by [Saucier et al. \(2003\)](#) and [Smith et al. \(2006\)](#), and that forms the basis of the Canadian operational ice-ocean analysis and forecasting system for the Gulf of St Lawrence ([Smith et al., 2013](#)). This model is a hydrostatic, Boussinesq, primitive equation model that is driven by tides propagating from the Atlantic Ocean across the two open boundaries, at Cabot and Belle-Isle Straits. Friction and diffusion are solved by a turbulent kinetic energy equation with a Mellor-Yamada level 2.2 closure ([Mellor and Yamada, 1974](#)). The vertical grid has a 5 m resolution from the surface down to a depth of 300 m, and 10 m from 300 m to the bottom. The atmospheric forcing fields are taken from the RDPS.

Hourly fields of surface Stokes drift were obtained from a 5-km resolution configuration of the third-generation spectral wave model WW3 (version 5.03) applied to the EGSL domain. Wind forcing is provided by RDPS, while ocean currents and water level come from the GSL5km model. Waves entering the domain through open boundaries are generated by a WW3 North-Atlantic configuration forced by the Climate Forecast System Reanalysis (CFSR). This configuration has been extensively validated against in situ data by [Bernatchez et al. \(2017\)](#) and used in a coastal flooding risk assessment study by [Didier et al. \(2019\)](#). The magnitude and direction of the Stokes drift are computed directly from the frequency-direction energy spectrum, which is discretized in 25 frequency bins from 0.05 to 1.1 Hz and 36 directions, according to Eq. 2.249 of [WW3DG \(2016\)](#). This calculation does not make use of any parameterization for the high-frequency tail and thus neglects the possible contribution of frequencies higher than 1.1 Hz, the result being generally very sensitive to the chosen parameterization. However, in situ observations made with an acoustic wave and current profiler in the fetch-limited St. Lawrence Estuary show that the energy beyond 1.1 Hz is typically very small ([Dussol et al., 2019](#), their Fig. 3).

Figure 27a shows time series of spatially-averaged wind speed and Stokes drift. It shows that the Stokes drift is broadly correlated with the wind. However, since wave development and decay are not instantaneous, there is a variable time lag between the two signals

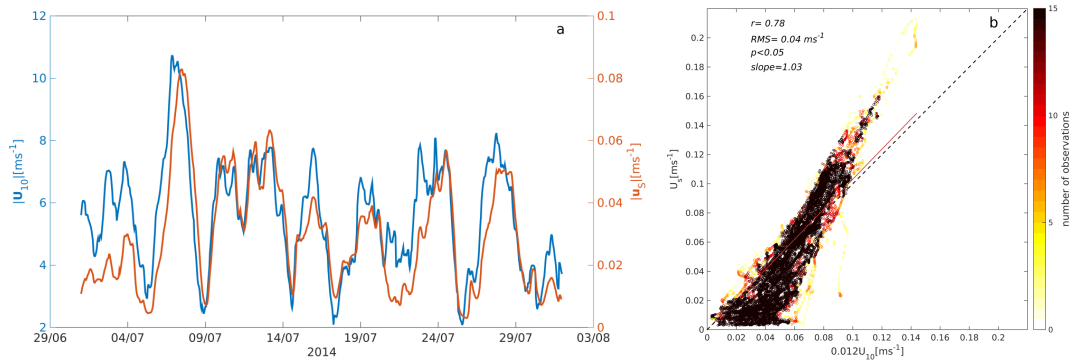


Figure 27: a) Time series of spatially-averaged Stokes drift and wind speed for July 2014. b) Scatter plot between the Stokes drift and a fraction of the wind speed interpolated at the drifter positions for 2014 and 2015.

that can't simply be parameterized, but rather depends on the wind and wave spatio-temporal history. This is also illustrated by the scatter plot between the Stokes drift and the optimized fraction (here 1.2%) of the local wind in Figure 27b. This fraction is within the range 1-2% found in other studies (e.g. Smith et al., 2006; Rascle et al., 2008; Ardhuin et al., 2009), but the relationship can't be reduced to a zero-crossing linear function. At low wind speed, the Stokes drift vary significantly from nearly zero to $\sim 0.06 \text{ m s}^{-1}$, while at high wind speed, the spread is reduced and the Stokes drift is better correlated with the wind speed.

Figure 28 shows a comparison between the model current speed in the top cell, $|\mathbf{u}_{E1}|$, and near-surface current speed measured at 2 m depth by Nortek Acoustic Wave and Current Profilers (AWAC) deployed at two locations, Pointe-aux-Loup, Magdalen Islands (Fig. 28a, b) and St-Ulric (Fig. 28c, d) in the Estuary. The model performs better in the Gulf than in the Estuary with correlation coefficients $r = 0.76$ and $r = 0.49$, respectively.

Errors in such a comparison can be explained by a number of reasons: a mismatch between the small spatial footprint of the AWAC and the much larger ocean model grid size, wave-current interactions that are not taken into account explicitly in the ocean model, the model's incomplete parametrization of subgrid-scale processes, etc. Those are common sources of errors that most ocean circulation models have and that contribute to errors in drift

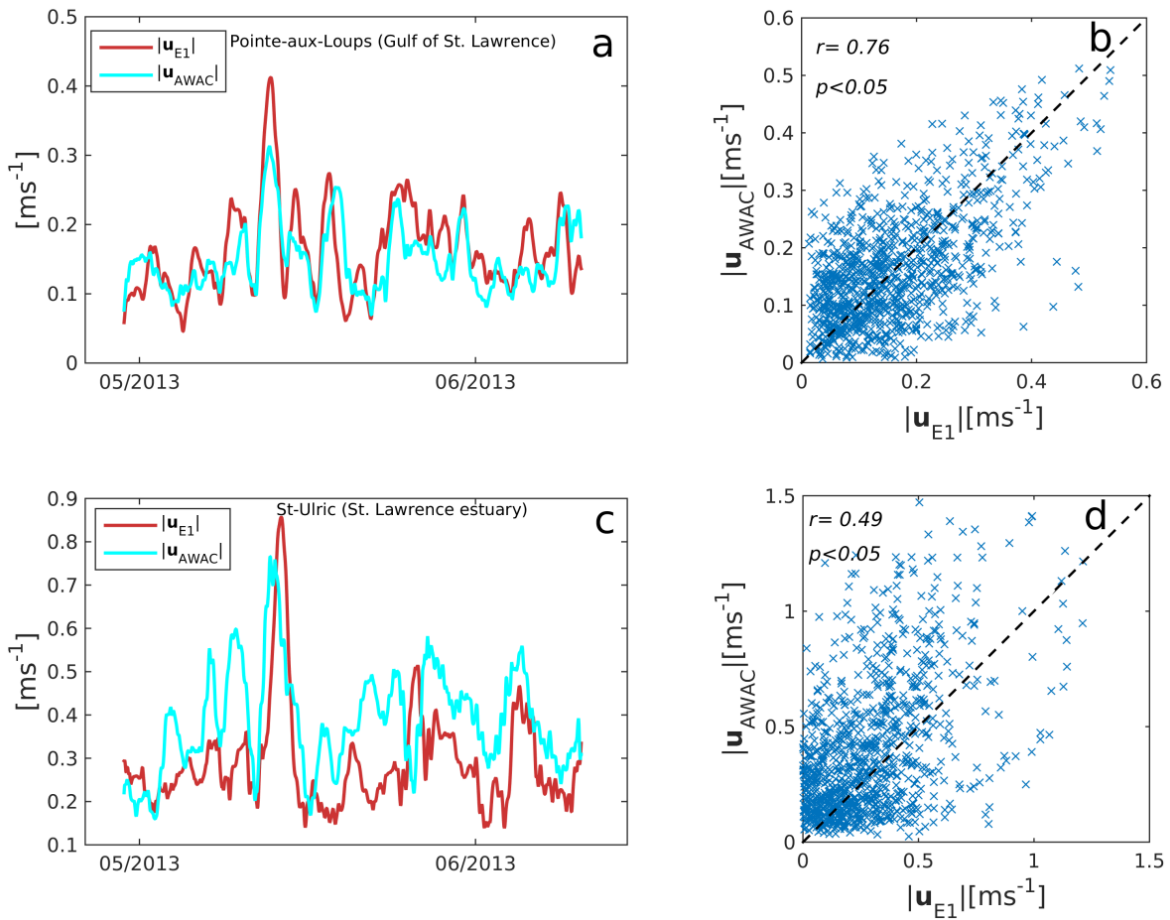


Figure 28: Time series of current speed numerically predicted and observed from Acoustic Wave and Current Profilers (AWAC), and scatter plots between them, at Pointe-aux-Loups (a,b) and St-Ulric (c,d).

prediction.

2.4.3 Model calibration, integration and metrics

Four drift models are being used in this paper. Models named A and D are the same as defined in Tamtare et al. (2019) and are expressed as $\mathbf{u}_d^A = \mathbf{u}_{E1} + \alpha_A \mathbf{U}_{10}$ and $\mathbf{u}_d^D = \mathbf{u}_{E0} + \alpha_D \mathbf{U}_{10}$, respectively, where \mathbf{u}_{E0} is the surface Eulerian current extrapolated from \mathbf{u}_{E1} using an Ekman transfer function. Models E and F are formulated as $\mathbf{u}_d^E = \mathbf{u}_{E0} + \mathbf{u}_S$ and $\mathbf{u}_d^F = \mathbf{u}_{E0} + \mathbf{u}_S + \alpha_F \mathbf{U}_{10}$,

respectively. Models E and F are variants of model D where the Stokes drift is explicitly added (Eq. 2.3, Fig. 25). The wind correction term is not included in model E. To compute the complex coefficient of the wind-correction term in model F, we proceed first by calculating the vector difference between the observed drift and the predicted drift as $\epsilon_F = \mathbf{u}_{\text{obs}} - \mathbf{u}_{E0} - \mathbf{u}_S$. Then, α_F is obtained as the slope of the complex linear regression between ϵ_F and the wind velocity vector \mathbf{U}_{10} . Values for each model are reported in Table 2.

The 4th-order Runge-Kutta method is used to integrate the drift trajectories with a 1-h time step, a value chosen based on a sensitivity analysis (not shown). Inputs (currents, winds and Stokes drifts) are available hourly and linearly interpolated to the predicted drifter locations. To compare the observed and predicted drifter velocities, the latter are computed along the observed trajectories by linearly interpolating the inputs in time and space to the observed drifter locations. The metrics used in this study are the same as used and defined in [Tamtare et al. \(2019\)](#): the complex correlation coefficient r between observed and predicted drift velocities, mean and variance of instantaneous angle differences ϕ between the observed and simulated drift velocities, the separation distance ds between the observed and simulated trajectories, and the skill score ssc .

2.5 Results

2.5.1 Drifter pairs

Figure 29 shows six pairs of observed trajectories among our data set. The initial separation distance between drifters of each pair is between about 10 m (Figure 29e) and 80 m (Figure 29d). These experiments were conducted in the Gulf (Figure 29a, b, c and e) and in the Estuary (Figure 29d and f). Some drifter pairs stayed close until the end of their journey (Figure 29a and b) while other pairs separated away (Figure 29c, d, f). Figure 29g shows the box and whisker plots of the separation distances between the drifters pair for different drift times. The separation distance increases with time from 3 h to 72 h. The mean separation

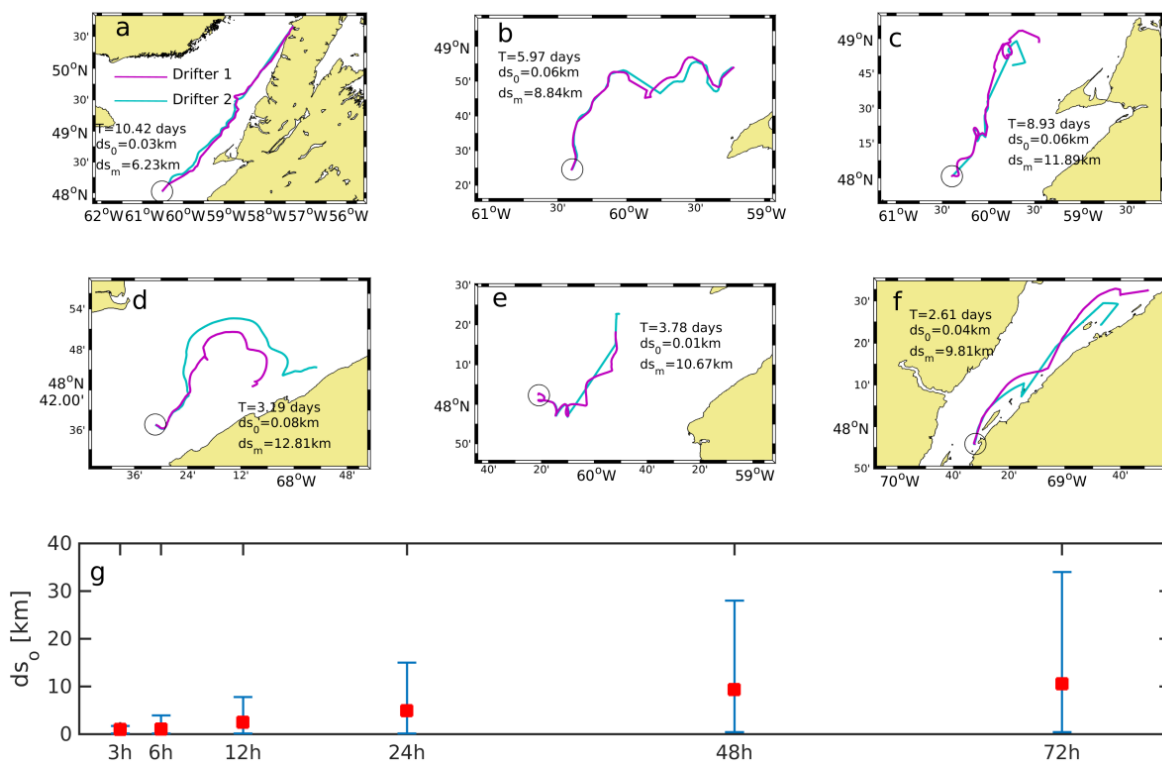


Figure 29: Trajectories of six drifter pairs deployed within 80 m of each other in the Gulf of St. Lawrence (a,b,c,e) and in the Estuary (d,f). The drift period T , the initial separation distance ds_o , and the mean separation distance ds_m are indicated. g) Whisker plots of the separation distance between the observed drifter pairs as a function of drift time. Whiskers represent extreme values, and the red dots indicate the mean values.

distances increase somewhat linearly from 0.3 km after 3 h to 9.6 km after 72 h.

2.5.2 Simulations vs observations

Figure 30 shows the trajectory of a buoy deployed at the Old Harry prospect site, in the southeastern Gulf of St. Lawrence, on 29 June 2014. It drifted northeastward along the French Coast of Newfoundland until it beached near Port Saunders, NL, almost 11 days later. The drift predicted by model A was initially to the right compared to models D and F, but was overall too slow. Model E was overall the best model with a better representation of the initial direction, where model variability is higher, as well as of the mean speed. The

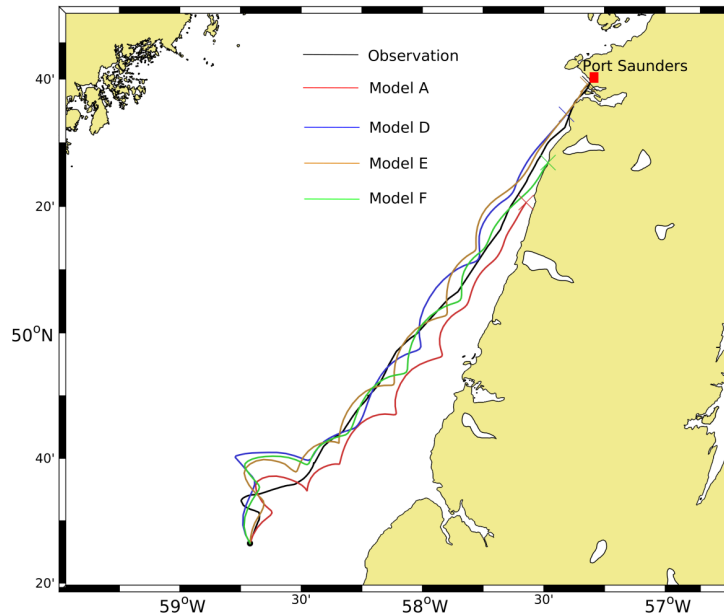


Figure 30: Example of an observed trajectory in the southeastern Gulf of St. Lawrence and trajectories simulated with model A (red), D (purple), E (brown) and F (green). Crosses indicate the locations at the time the observed buoy beached at Port Saunders, NL (red square).

predicted trajectory remained within 2.7 km from the observed trajectory for the entire drift period.

To assess which of our drift models performs the best statistically, we evaluated the metrics defined in section 2.4.3 based on 40 observed trajectories with a total of 58 612 data points (Fig. 26) and their corresponding simulated trajectories.

The amplitudes of the complex correlation coefficients between the predicted and observed drift velocity vectors range from $|r| = 0.61$ for model A to $|r| = 0.81$ for model E (Fig. 31). The drift velocity is better predicted when we explicitly add the Stokes drift predicted by the spectral wave model to the extrapolated Eulerian currents (model E), rather than solely relying on the parameterized wind correction term to account for the Stokes drift (model D).

Furthermore, adding a wind correction term when the Eulerian currents are extrapolated

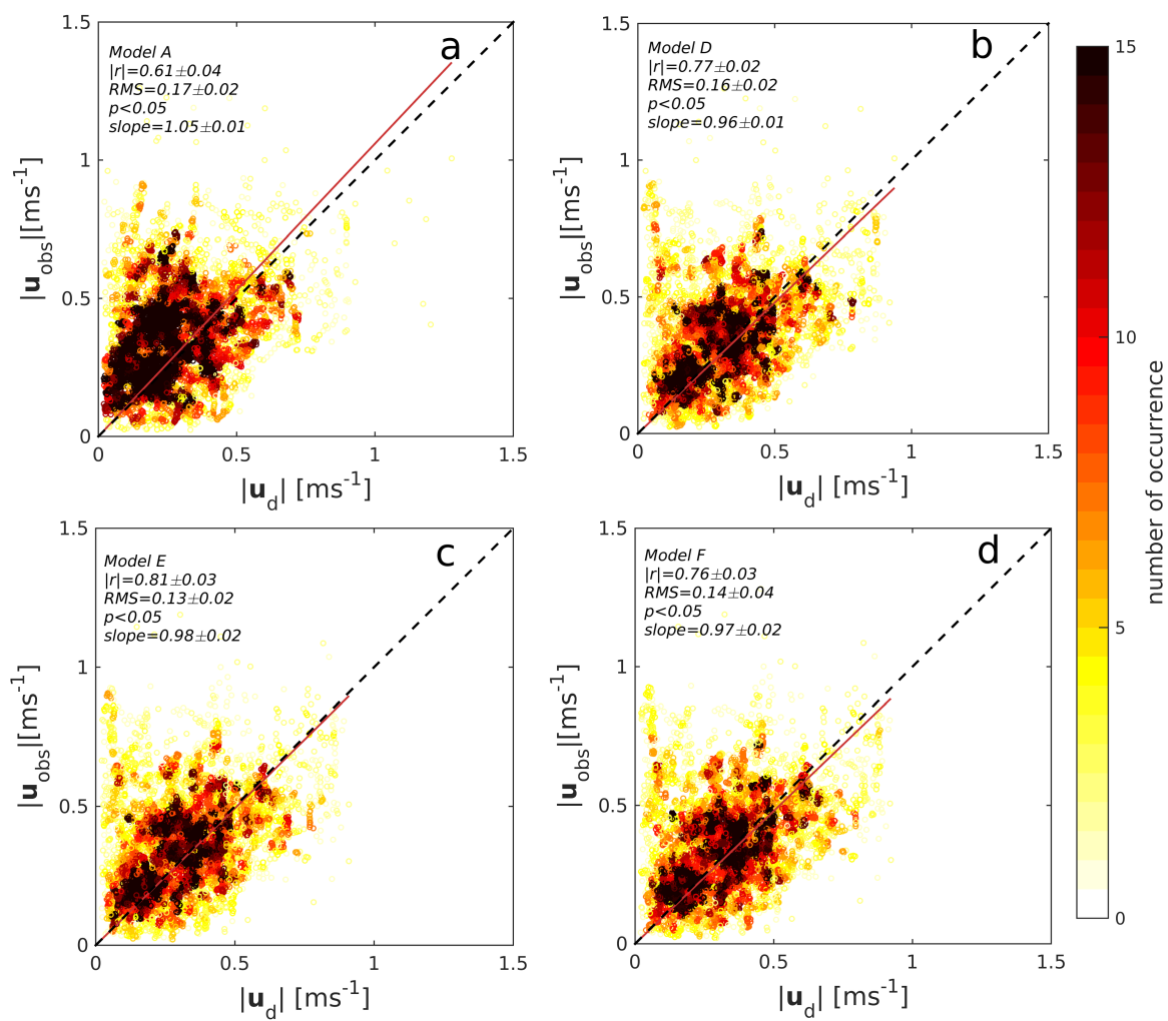


Figure 31: Scatter plots between simulated and observed drift speeds for models A to F.

to the surface and the Stokes drift is explicitly taken into account actually decreases the correlation (model F, $|r| = 0.76$). The complex regression slope magnitude is close to one for drift model E, indicating that predicted speeds are closer to the observed speeds, while for the other models it is slightly overestimated (models D and F) or underestimated (model A) on average.

To assess the relative contribution of each forcing term in the drift models (Eqs. 2.2 and 2.3), we normalize each velocity amplitude by the observed drift speed and consider its direction relative to the observed direction. The medians over all data are shown in Fig. 32a. The current extrapolated to the surface is not only stronger than the current at 2.5 m, but it is also better aligned with the observed velocity direction. Stokes drift is on average about 8.0° to the left of the wind direction. No forcing (Eulerian current, Stokes drift and wind correction term) can alone explain the surface drift, and Fig. 32b shows that surface drift is a combination of these forcing terms. The combination of extrapolated Eulerian current and Stokes drift yields here the best comparison with the observed drift on average.

Histograms of the instantaneous angles ϕ between the predicted and observed velocity vectors (not shown) have distribution peaks between -15° and -5° for model A, with a median value of -8.3° , while for the other models distribution peaks are between -10° and 10° . The median values are reduced to 3.2° , 1.5° and 5.2° for models D-F respectively. The median values show that model E predicted the drift direction better than other models on average. The direction predicted by model A is on average to the left of the observed direction, while those predicted by the other models are to the right and narrower. The normalised amplitude $\beta = \|\mathbf{u}_d\|/\|\mathbf{u}_{\text{obs}}\|$ of each model is given in Table 2. The amplitude closest to 1 is obtained by model E.

The accuracy of the Lagrangian trajectory simulations as function of drift time is quantitatively evaluated using two metrics: i) the separation distance ds between predicted and observed trajectories (e.g. Price et al., 2006; Barron et al., 2007; Caballero et al., 2008; Huntley et al., 2011; Cucco et al., 2012; Tamtare et al., 2019) and ii) the skill score of drift models

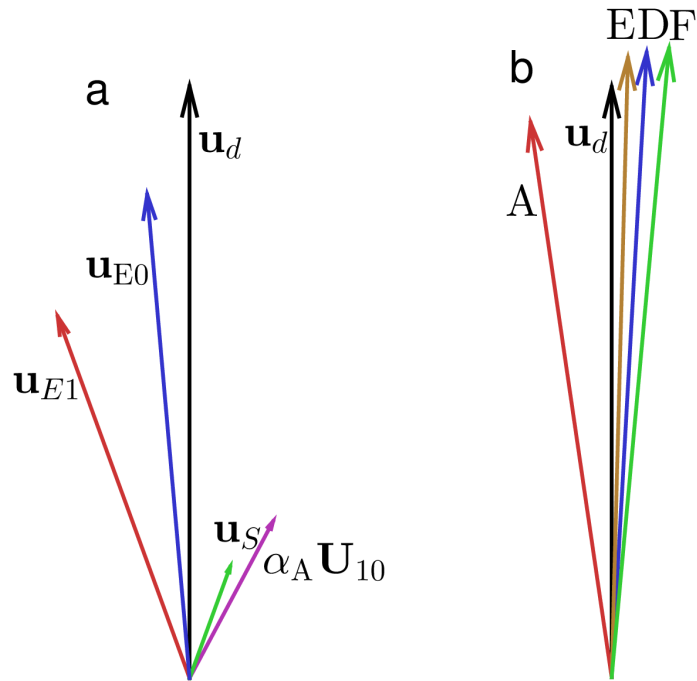


Figure 32: a) Observed velocity vector (black), 2.3% of wind velocity vector (violet), Stokes drift (green), Eulerian current at the top cell of the ocean model (red), Eulerian current extrapolated to the surface (blue). b) Comparison between the observed velocity vector (black) and the velocity vectors predicted by model A (red), model D (blue), model E (brown) and model F (green). For all drifters data, the amplitude of each velocity vector has been normalised by the observed velocity vector amplitude and directions expressed relative to the observed direction, arbitrarily pointing upwards. Median values over all data are shown here.

(e.g. Liu and Weisberg, 2011; Röhrs et al., 2012; Ivichev et al., 2012; De Dominicis et al., 2013; Tamtare et al., 2019) . The results are presented in Fig. 33 and Table 2 for different drift periods ranging from 3 h to 72 h. For all drift periods, model E performed best while the control model A performed worst. All model performances decrease with increasing drift time.

Also, the differences between model performances are greater for shorter drift periods. For example the mean separation distance ranges from 1.5 km for model A to 0.5 km for model E, a 50% improvement on average for 3-h forecasts, while for 72-h forecasts, the mean separation distance ranges from 21 km for model A to 15 km for model E, a 26% improvement on average. The improvement of the mean separation distance for models D-F relative to model A is defined as $\Delta_{Ai} = \langle (ds_A - ds_i)/ds_A \rangle \times 100\%$, $i = D-F$. When averaged over all drift periods from 3h to 72h, the proposed drift models (D-F) bring improvements relative to the standard model A of about 35%, 40% and 34%, respectively. Fig. 33 shows that models D-F did not significantly improve the median separation relative to model A beyond 12 hours, while the positive skewness of the distribution, characterized by the 75th percentile and maximum values, is significantly reduced in drift models even after 72 hours. The best drift model skill scores are obtained by model E for all forecast periods, reaching 0.93 for 3-h forecasts (Table 2). Model F has a better skill score than model D only for 3-h forecasts, and both have similar skills beyond this forecast period. Like separation distance, the skill scores decrease with increasing forecast period, but not linearly.

2.6 Discussion and conclusion

The standard drift models used in operational oceanography are based on Eq. (2.2) which involves near-surface Eulerian currents provided by an ocean circulation model and a wind correction term usually taken as a real fraction of the 10-m wind provided by an atmospheric circulation model. The wind correction term is supposed to account for different

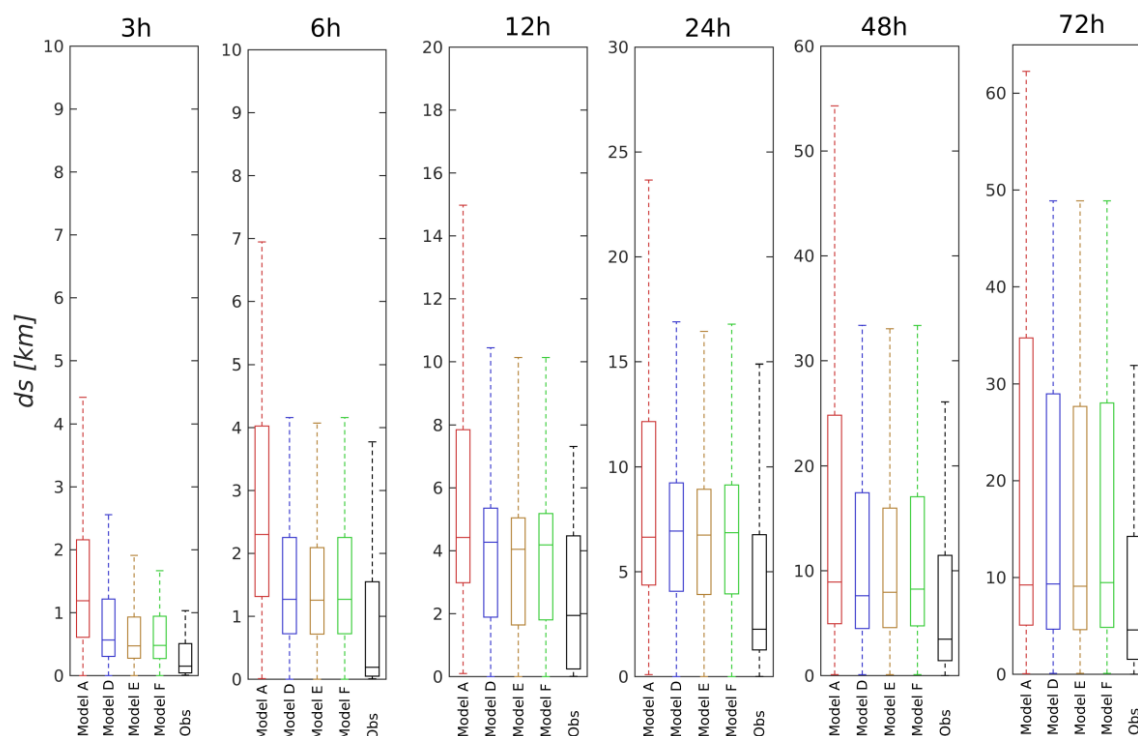


Figure 33: Box and whisker plots of the separation distance between observed and simulated trajectories for models A-F for different drift forecast periods. The black box plots are the separation distance between the drifters pairs. The horizontal line represents the median (50th percentile), box limits represent the 25th and 75th percentiles, and the whiskers represent extreme values.

Table 2: Drift models windage coefficient α , the corresponding correlation coefficient amplitude $|r_\alpha|$ between the residual error and the wind correction term, and performances according to the metrics described in section 2.4.3 and in Tamtare et al. (2019). Bold values represent best performances. Tolerances are standard deviations. The observed average distance ds between pairs of drifters initially deployed within 80 m of each other is also provided as a function of lead time for comparison with model performances.

	Obs.	Model A	Model D	Model E	Model F
α	-	$0.023e^{i0.87}$	$0.013e^{i0.008}$	-	$0.011e^{i0.010}$
$ r_\alpha $ (ϵ vs αU_{10})	-	0.65	0.43	-	0.12
Metric					
RMSE (m s^{-1})	-	0.17 ± 0.02	0.16 ± 0.02	0.13 ± 0.02	0.14 ± 0.03
$r = r e^{i\theta}$	-	$0.61e^{-i0.14}$	$0.77e^{i0.08}$	$0.81e^{i0.06}$	$0.76e^{-i0.08}$
ϕ ($^\circ$)	-	-8.3	3.2	1.5	5.2
β	-	0.91	1.06	1.02	1.10
ds (km)					
3 h	0.3 ± 0.2	1.5 ± 0.8	0.8 ± 0.5	0.5 ± 0.3	0.6 ± 0.3
6 h	1.0 ± 0.9	2.8 ± 1.5	1.7 ± 0.8	1.4 ± 0.7	1.7 ± 0.9
12 h	2.3 ± 2.0	5.8 ± 2.5	3.8 ± 1.5	3.4 ± 1.6	3.7 ± 1.8
24 h	4.9 ± 2.7	8.5 ± 4.0	5.7 ± 1.8	5.5 ± 1.8	5.8 ± 1.9
48 h	7.5 ± 5.5	15.2 ± 10.0	10.3 ± 5.6	9.8 ± 5.1	10.4 ± 5.0
72 h	9.8 ± 7.7	20.8 ± 16.0	15.6 ± 12.0	15.2 ± 10.8	15.5 ± 10.9
Skill score ssc					
3 h	-	0.70 ± 0.09	0.89 ± 0.07	0.93 ± 0.06	0.91 ± 0.05
6 h	-	0.66 ± 0.08	0.86 ± 0.05	0.90 ± 0.05	0.86 ± 0.06
12 h	-	0.65 ± 0.07	0.87 ± 0.06	0.88 ± 0.05	0.85 ± 0.07
24 h	-	0.63 ± 0.12	0.84 ± 0.07	0.85 ± 0.06	0.84 ± 0.06
48 h	-	0.62 ± 0.16	0.83 ± 0.11	0.86 ± 0.12	0.81 ± 0.16
72 h	-	0.61 ± 0.29	0.79 ± 0.17	0.81 ± 0.16	0.78 ± 0.20
Δ_A (%)					
3 h	-	-	41 ± 2	50 ± 3	46 ± 3
6 h	-	-	38 ± 2	43 ± 4	38 ± 3
12 h	-	-	33 ± 2	40 ± 3	32 ± 3
24 h	-	-	35 ± 3	37 ± 3	34 ± 3
48 h	-	-	31 ± 3	35 ± 3	30 ± 3
72 h	-	-	24 ± 4	26 ± 4	24 ± 4

processes including windage, unresolved ocean current vertical shear, and Stokes drift (Al-Rabeh, 1994; Hackett et al., 2006; Breivik and Allen, 2008; Korotenko et al., 2010; Jones et al., 2016; Callies et al., 2017). In a previous study (Tamtare et al., 2019), we developed a method to partly account for the unresolved ocean current vertical shear by extrapolating the wind-driven currents provided by the top cell of the GSL5km ocean model to the sea surface, assuming time-dependent Ekman dynamics. As a result, comparison metrics between observed and predicted surface drift trajectories improved relative to those obtained with the operational drift model, and the wind correction term magnitude was reduced by half (see Table 2 for models A and D). In this improved drift model (model D), the Stokes drift was still accounted for by the wind correction term.

However, the Stokes drift is not always linearly related to the local wind. First, by using a real fraction of the 10-m wind for the wind correction term, operational drift models assume that the Stokes drift is in the same direction as the local wind, which is not always the case (Röhrs et al., 2012). Indeed, in this study, the Stokes drift is on average 8° to the left of the wind direction (Fig. 32a). This is consistent with the result of Allan and Stephen (2018) who found Stokes drift and wind velocity to be strongly vectorially correlated but with directions a few degrees apart on average. Second, even if using a complex fraction of the 10-m wind for the wind correction term, as done by Tamtare et al. (2019) and here, can account for mean direction offsets between Stokes drift and local wind, the Stokes drift and wind speeds are not linearly related in the EGSL (see Fig. 27b) and elsewhere (e.g. Ardhuin et al., 2009). For example, waves can still develop when the wind decreases due to the inertial phase of waves development (Ardhuin et al., 2004).

Here, we build upon our previous study (Tamtare et al., 2019) and investigate whether surface drift prediction in the EGSL could be further improved by explicitly accounting for the Stokes drift using the predictions from a spectral wave model. We therefore considered two additional drift models, without (model E) and with (model F) a wind correction term supposed to account solely for windage. While model E brought further improvement in com-

parison metrics between observed and predicted surface drift trajectories relative to model D, model F did not (Table 2). This is due to the fact that no significant correlation ($r_F=0.12$) was obtained between ϵ_F (see section 2.4.3) and the wind correction term $\alpha_F U_{10}$ (Table 2), indicating that windage is negligible for our surface drifters and that the remaining bias ϵ_F is not correlated with the wind.

The main result of our study is therefore that, when windage is negligible, no empirical wind correction term is required for surface drift forecasting when the wind-induced vertical shear and the Stokes drift are explicitly accounted for. This result agrees with those obtained by Callies et al. (2017) who showed the residual local wind correction term becomes negligible when the drift is computed from currents provided by an ocean model with a high vertical resolution (1 m grid spacing) and the Stokes drift. However, this conclusion shouldn't be applied universally as results may differ depending on the choice of model parameterizations and forcings, or the design of the drifting buoys. For example De Dominicis et al. (2013) achieved their best comparisons between observed and simulated surface drift trajectories using Eulerian currents and both the Stokes drift and a wind correction term.

A limitation of our approach is that the ocean circulation and the wave models are not fully coupled to conserve both momentum and energy. Christensen et al. (2018) found that the average effect of coupling an ocean circulation and a wave models on wind stress was typically fairly small (5%–10% increase or decrease in the stress relative to an uncoupled ocean model). However, wave-current interactions such as the Coriolis-Stokes forcing require coupled models to be accounted for. Polton et al. (2005) demonstrated the effects of the Coriolis-Stokes forcing on the mean current profile using an Ekman model. Wave-induced fluxes of momentum and energy, and the Coriolis-Stokes force, could be important for mean Eulerian current development especially during wind storms (e.g. Perrie et al., 2003). These effects are beyond the scope of our study. Our focus is on the Stokes drift, which is thought to be the most dominant wave effect on surface drift (e.g. Tang et al., 2007).

Another limitation is that surface drift forecasting ultimately depends on the perfor-

mance of the ocean, waves and atmospheric models providing the input forcings. Our comparison between the currents observed by the AWACs and those predicted by the ocean model (Fig. 28) illustrates the difficulty of accurately predicting currents in coastal environments, especially in the St. Lawrence Estuary where the model horizontal resolution (5 km) is not sufficient to resolve the complex structure of the ocean circulation. The effect of increasing the ocean model resolution on surface drift forecasting in the EGSL is the focus of on-going research. Ultimately, even as models resolutions and forecasting skills improve, the chaotic nature of oceanic and atmospheric motions sets an inevitable limit on surface drift forecasting skills, as illustrated here by the increasing separation distance with time of drifter pairs initially deployed within a few tens of meters from each other (Figure 29). The time response in search and rescue cases is therefore crucial, and the significant improvement in drift forecasting skills of our proposed model E relative to the classical operational model A for short response times (6 hours or less, see Fig. 33 and Table 2) is noteworthy. Even if the improvement in the median separation distance is not obvious for response times longer than 12 hours, the largest separation distances get reduced for response times up to at least 72 hours (Fig. 33), indicating that the probability to make large errors would be reduced with our proposed drift model improvements.

Acknowledgements

Authors wish to thank Paul Nicot, Bruno Cayouette, Québec Océan, Simon Senneville, James Caveen, the *R/V Coriolis II* crew, Comité ZIP Gaspésie and many volunteers from all around the Gulf of St. Lawrence for their help in deploying and recovering drifting buoys.

Funding

This work is funded by the Marine Environmental Observation, Prediction and Response (MEOPAR) Network of Centres of Excellence, *Improving Marine Drift and Disper-*

sion Forecasts (1-02-02-003.1); NSERC Ship Time Grant Environmental conditions and dispersion processes within the Old Harry Influence Area (470204-2015).

CHAPITRE 3

IMPACTS DES PROCESSUS SOUS-MÉSO-ÉCHELLES SUR LA DÉRIVE ET LA DISPERSION DES DÉRIVEURS DE SURFACE DANS L'ESTUAIRE DU SAINT-LAURENT

3.1 Résumé en français

Deux groupes de dériveurs de surface avec des séparations initiales de 320 m à 3,6 km (groupe I) et de 5 m à 300 m (groupe II) ont été déployés en août (groupe I) et octobre (groupe II) 2017 dans l'estuaire du Saint-Laurent, afin d'étudier comment la résolution horizontale du modèle de circulation océanique qui prédit le courant Eulérien de surface affecte les prédictions de la dérive et de la dispersion de surface. Les simulations de deux modèles de dérive ont été comparées aux observations. Les données entrants dans les modèles de dérive proviennent d'un modèle de circulation océanique pour le courant Eulérien et d'un modèle spectral de vagues pour la dérive de Stokes. Les deux modèles de dérive prennent en compte le cisaillement non résolu du courant proche de la surface par extrapolation à la surface du courant de la cellule du modèle sous la surface en considérant la dynamique d'Ekman. Le premier modèle (Model E) utilise le courant extrapolé prédit par un modèle océanique ayant une résolution horizontale de 5 km, tandis que le deuxième modèle (Model G) utilise le courant extrapolé prédit par un modèle océanique ayant une résolution horizontale de 400 m. Nous avons évalué les performances de ces deux modèles par comparaison des trajectoires simulées avec celles observées en utilisant des métriques Lagrangiennes telles que la distance de séparation entre les trajectoires prédites et observées, et le score de compétence. Pour les deux groupes de dériveurs, la distance de séparation est plus faible pour le modèle G que pour le modèle E, en particulier pour le groupe II pour lequel le modèle G a réduit de moitié la distance de séparation par rapport au modèle E après 60h de dérive, avec un score de

compétence atteignant 0,90. La dispersion absolue et relative prédites par les deux modèles sont similaires à celles observées après 30h de dérive pour le groupe I, tandis qu'elles sont sous-estimées d'un ordre de grandeur par le modèle E pour le groupe II, probablement en raison de la faible résolution horizontale du modèle océanique. La diffusivité relative indique que la dispersion est non locale pour une séparation inférieure à 3,5 km pour le groupe I et à 500 m pour le groupe II, et locale au-delà de ces échelles.

3.2 IMPACT OF SUBMESOSCALE PROCESSES ON THE DRIFT AND DISPERSION OF SURFACE DRIFTERS IN THE ST. LAWRENCE ESTUARY

Abstract

Two clusters of surface drifters with initial separations of 320 m to 3.6 km (cluster I) and 5 m to 300 m (cluster II) were launched in the St. Lawrence Estuary in August and October 2017, respectively, to assess how the horizontal resolution of the ocean model providing surface Eulerian currents affects drift and dispersion forecasts. Simulations from two drift models were compared to the observations. Drift model inputs are provided by an ocean circulation model for the Eulerian currents and by a spectral wave model for the Stokes drift. The two drift models account for the unresolved near-surface vertical shear by extrapolating to the surface the near-surface currents at the top cell of the oceanic model considering Ekman dynamics. The first drift model (Model E) uses Eulerian currents provided by an ocean model with a resolution of 5 km, while the second drift model (Model G) uses Eulerian currents provided by an ocean model with a resolution of 400 m. We assess the performance of these models by comparing the simulated trajectories with the observed trajectories using Lagrangian metrics such as the separation distance between observed and simulated trajectories, and a skill score. For both clusters, the separation distance is smaller for model G than for model E, in particular for cluster II for which model G reduces the separation distance by half compared to model E after 60h of drifting, with a skill score reaching 0.90. The absolute and

relative dispersion predicted by the two models were similar to the observed ones after 30h of drifting for cluster I, while they were underestimated by an order of magnitude by model E for cluster II, likely due to the low horizontal resolution of the ocean model. The relative diffusivity indicates that the dispersion is non-local for separation scales less than 3.5 km for cluster I and 500 m for cluster II, and is local above these scales.

Keywords: Surface drift forecast, dispersion, submesocale, drifting buoys, Stokes drift

3.3 Introduction

Knowing of the origin and destination of particles as well as their dispersion in the ocean is necessary for activities coordination and to target the priority intervention areas during environmental emergencies. Thus, improving drift and dispersion models is not only a challenging scientific task, but is important for a wide range of applied oceanographic problems that include predicting oil slick trajectories (Daniel et al., 2003; Abascal et al., 2009; Azevedo et al., 2009) and dispersal (Christensen and Terrile, 2009; Soomere et al., 2010; Poje et al., 2014, 2017; Novelli et al., 2017; Laxague et al., 2018), the planning of an effective oil spill response on marine life (Adler et al., 1996) and on the environment (Eide et al., 2007; Broström et al., 2011; Paris et al., 2012; Maßmann et al., 2014; Jones et al., 2016) and risk assessment (Kjell and Johansen, 2004), the fate of contaminated waters or living organisms (Corell and Nissling, 2019) and pathways of floating marine litter (Jens et al., 2019), the dispersion of nutrients (Adler et al., 1996), the connectivity among marine protected areas (Henry et al., 2018; Lequeux et al., 2018b) the trajectories of floating mines (Castellari et al., 2001), floating debris (Dobler et al., 2019; van der Mheen et al., 2019), plastics (Laxague et al., 2018) and their accumulation (e.g. Onink et al., 2019). They are also used for studying ecological problems such as transport of pelagic eggs, larvae and detritus (Röhrs et al., 2014; Shanks et al., 2015) their distribution (Berti et al., 2011) and their dispersion (Corell and Nissling, 2019), and attempts to assess the impact of biological

(i.e. mortality, fecundity, starvation) and physical processes (i.e. advective shear, turbulent dispersion) on larval populations (e.g. [Manning and Churchill, 2006](#)). Another important application is the planning of search and rescue operations ([Hackett et al., 2006](#); [Breivik and Allen, 2008](#); [Davidson et al., 2009](#); [Breivik et al., 2011, 2013](#)) and designing oceanic observing systems ([Ozgökmen et al., 2000](#)).

Improving drift and dispersion models is a difficult task because of the inherent chaotic nature of Lagrangian motion of fluid particles and because velocity errors tend to accumulate in time ([Castellari et al., 2001](#); [Tamtare et al., 2020](#)). It also requires understanding and modeling ocean dynamics and processes as accurately as possible. Recently, it has been shown by many authors that when oceanic processes such as the Stokes drift (e.g. [Ardhuin et al., 2004](#); [Röhrs et al., 2012](#); [Curcic et al., 2016](#); [Callies et al., 2017](#); [Tamtare et al., 2020](#)) and the near-surface current shear ([Tamtare et al., 2019](#)) are explicitly represented in drift models, their skills can significantly improve. Of course, there remain a number of physical processes not resolved by oceanic and atmospheric models that could contribute to drift forecast errors. One of them are ocean submesoscale processes (0.1-10 km) that are often not fully resolved by operational ocean circulation models.

Submesoscale processes are believed to be important in the upper ocean ([McWilliams, 2008](#); [Klein and Lapeyre, 2009](#); [Beron-Vera and LaCasce, 2016](#)). Indeed, theoretical and numerical studies have shown the pervasive presence of submesoscale features at the ocean surface (e.g. [Mahadevan and Tandon, 2006](#); [Capet et al., 2008a,b,c](#); [Thomas and Ferrari, 2008](#); [Gildor et al., 2009](#); [Klein and Lapeyre, 2009](#); [Zhong and Bracco, 2013](#)) in the form of eddies, density fronts and filaments ([McWilliams, 2016](#)). They constitute a source of kinetic energy to larger scales through nonlinear interactions (e.g. [Lévy et al., 2010](#); [Sasaki et al., 2014](#)). Therefore, submesoscale flows could have an important impact on transport not only at their own scales ([Haza et al., 2012](#)) but also indirectly at larger scales. They play an important role in the dispersion of pollutants ([Reed and Aamo, 1994](#); [Liu and Weisberg, 2011](#); [Poje et al., 2014, 2017](#)), surface drifters ([Mensa et al., 2018](#)), nutrients ([Mahadevan and Archer,](#)

2000; Martin and Richards, 2001; Mahadevan and Tandon, 2006; Klein and Lapeyre, 2009; Omand et al., 2015) and generally influence the local transport of biogeochemical tracers (Klein and Lapeyre, 2009; Lévy et al., 2012) and heat (Lapeyre and Klein, 1996, 2006). In order to take into account submesoscale processes explicitly, ocean circulation models need to have a sufficiently high resolution, typically 10 times smaller than the internal Rossby radius of deformation.

A large number of surface drifters were deployed in the Gulf of Mexico to investigate the horizontal transport and dispersion at submesoscales (Zhong and Bracco, 2013; Poje et al., 2014). Coelho et al. (2015) reported that numerical models of the Gulf of Mexico were not successful at capturing the observed drift patterns, due to insufficient horizontal resolution. Poje et al. (2014) and Callies et al. (2017) highlighted that submesoscale dynamics set a limit in transport or dispersion prediction if the simulated ocean currents come from a low horizontal resolution oceanic model. Indeed, numerical experiments in the North Atlantic basin (e.g. Hurlburt and Hogan, 2000; Siegel et al., 2001) have shown that a horizontal resolution of 1.5 km leads to an expansion of eddies and to a 10-fold increase in eddy kinetic energy compared with eddy-resolving simulations (15 km resolution). Garraffo et al. (2001) compared the statistics of drifter observations in the North Atlantic with those of drift simulations based on Eulerian velocities from a model with about 6 km horizontal resolution. Without a stochastic model of subgrid-scale turbulence, they found simulations to underestimate eddy kinetic energy. Kjellsson and Döös (2012) found that simulated absolute dispersion was too low compared to values estimated from drifters deployed in the Baltic Sea. They showed that it is possible to introduce some random motions when simulating the trajectories to compensate for the finite resolution of the model. By adding a parameterisation of subgrid-scale turbulence to the model velocities, the relative dispersion increased. For individual trajectories, however, the added random motion is in practice seldom correct: it can improve the drift speed and dispersion, but it degrades the drift direction and predictability.

Since model velocities usually agree better with those derived from drifter data when

the model resolution increases (McClean et al., 2002; Döös et al., 2011), we investigate here whether the drift and dispersion prediction performances can be improved by increasing the horizontal resolution of the circulation model providing the Eulerian currents for the drift model, which uses a linear combination of the surface-extrapolated Eulerian current and the Stokes drift (Tamtare et al., 2020). Eulerian currents are obtained from a 5-km resolution ocean model of the St. Lawrence Estuary and Gulf, and from a 400-m resolution model of the St. Lawrence Estuary (STLE). Observations come from two clusters of surface drifters deployed in the STLE in 2017. Drift prediction performances are evaluated using Lagrangian trajectory evaluation metrics (speed, separation distance, and a skill score), while dispersion prediction performances are evaluated using the absolute dispersion, the relative dispersion and the relative diffusivity. The drifters, numerical models and Lagrangian statistics are described in Section 3.4. Section 3.5 presents the results that are discussed in Section 3.6.

3.4 Methods

3.4.1 Drifters

Drifters consist in 4 cm-thick and 30 cm-wide pine wood plates onto which a GPS tracking device (Spot Trace™) is fixed by a spring and programmed to send its location every 10 minutes. A weight of 1 kg is attached underneath the plate with a nylon or steel wire that hangs 20 cm below to avoid capsizing. The dataset was quality-controlled to remove data points outside the ocean domain, data points showing zero velocities (beached buoys), and data points with speed variations greater than 0.1 m s^{-1} over a 10-minute interval (Dumont et al., 2019).

The experimental strategy adopted was to deploy drifters simultaneously within a distance of a few meters to a few kilometers in order to form pairs from which absolute and relative dispersion could be evaluated. In August 2017, a first cluster (cluster I) of nine drifters was launched in the STLE with initial separations ranging from 320 m to 3.6 km.

Table 3: Initial separation distance between consecutive drifters in each cluster. Cluster I contains 9 drifters and cluster II contains 8 drifters, yielding 36 drifter pairs for cluster I and 28 drifter pairs for cluster II for estimating relative dispersion.

Cluster I		Cluster II	
drifters	ds (m)	drifters	ds (m)
(600, 601)	320	(611, 612)	5
(601, 602)	450	(612, 613)	13
(602, 603)	580	(613, 614)	20
(603, 604)	880	(614, 615)	64
(604, 605)	950	(615, 616)	72
(605, 606)	1800	(616, 617)	260
(606, 607)	2800	(617, 618)	300
(607, 608)	3680	-	-

A second cluster (cluster II) of eight drifters was launched in the same area as cluster I in October 2017 with initial separations ranging from 5 m to 300 m (see Table 3 and Fig. 34). This strategy allowed us forming 36 drifter pairs for cluster I and 28 drifter pairs for cluster II.

3.4.2 Numerical models and forcings

Hourly 10-m wind vectors U_{10} are obtained from a 35-km resolution limited-area configuration of the Regional Deterministic Prediction System (RDPS) atmospheric model centered over the EGSL, that is operated by Environment and Climate Change Canada (ECCC) for weather prediction (Mailhot et al., 2006). Ocean currents are obtained from two regional coupled ice-ocean circulation models, GSL5km and STLE400m, the former covering the Estuary and Gulf of St. Lawrence with a resolution of 5 km and the latter covering the Lower St. Lawrence Estuary with a 400-m resolution. These two circulation models are forced with

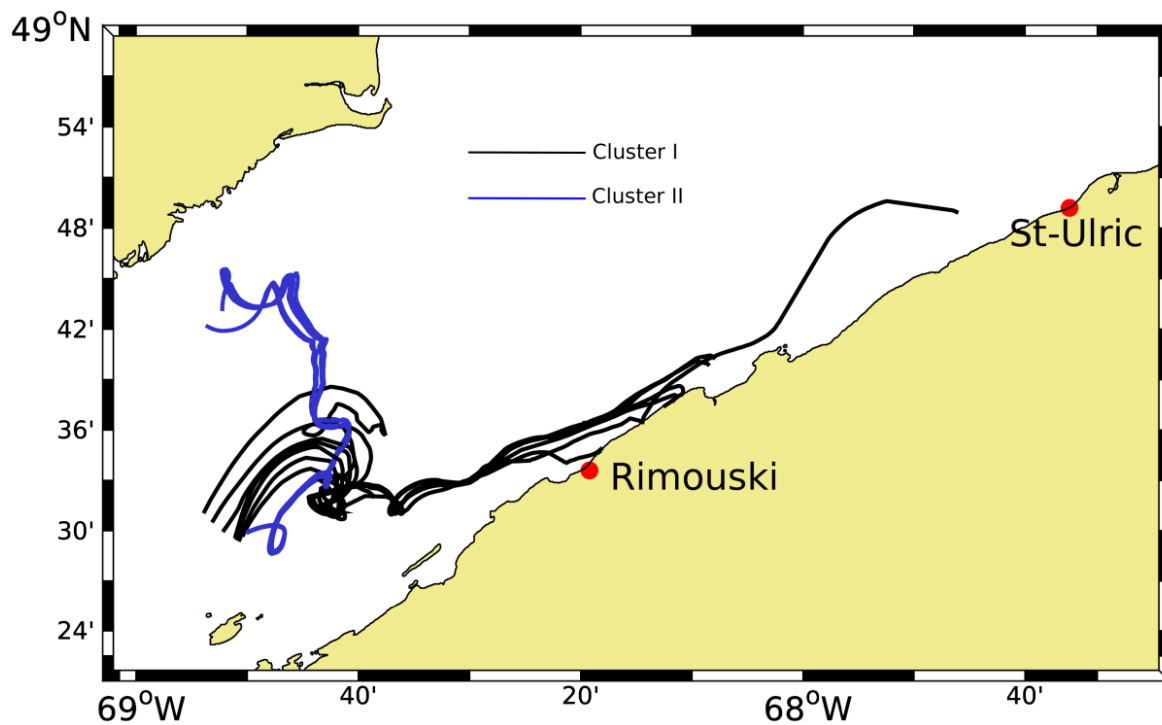


Figure 34: Trajectories of surface drifters. Cluster I was launched in August 2017 (9 drifters, black lines) and cluster II was launched in October 2017 (8 drifters, blue lines).

RDPS and use the same code, which solves the hydrostatic Boussinesq primitive equations (Smith et al., 2013).

The vertical grid has a 5 m resolution from the surface down to a depth of 300 m, and 10 m from 300 m to the bottom for GSL5km model, while STLE400m model has a 5 m resolution from the surface down to a depth of 35 m, 10 m from 35 m to 255 m, and 15 m from 255 m to the bottom. Tidal elevations, temperature and salinity are prescribed at the open boundaries of GSL5km, namely Cabot Strait to the southeast and Belle-Isle Strait to the northeast, while STLE400m is forced at its open boundary near Pointe-des-Monts using hourly sea level and hydrographic predictions from GSL5km.

Hourly fields of surface Stokes drift were obtained from a 5-km resolution configuration of the third-generation spectral wave model WW3 (version 5.03) applied to the EGSL domain. Wind forcing is provided by RDPS, while ocean currents and water level come from the GSL5km model. Waves entering the domain through open boundaries are generated by a WW3 North-Atlantic configuration forced by the Climate Forecast System Reanalysis (CFSR, NCEP/NOAA). This configuration has been extensively validated against in situ data by Bernatchez et al. (2017) and used in a coastal flooding risk assessment study by Didier et al. (2019). The magnitude and direction of the Stokes drift are computed directly from the frequency-direction energy spectrum, which is discretized in 25 frequency bins from 0.05 to 1.1 Hz and 36 directions, according to Eq. 2.249 of WW3DG (2016). This calculation does not make use of any parameterization for the high-frequency tail and thus neglects the possible contribution of frequencies higher than 1.1 Hz, the result being generally very sensitive to the chosen parameterization. However, in situ observations made with an acoustic wave and current profiler in the fetch-limited St. Lawrence Estuary show that the energy beyond 1.1 Hz is typically very small (Dussol et al., 2019, their Fig. 3).

3.4.3 Drift models

[Tamtare et al. \(2020\)](#) concluded that no empirical wind correction term is required when both the wind-induced vertical shear and the Stokes drift are explicitly accounted for in drift models for the EGSL. Hence, here we use the model named E in [Tamtare et al. \(2020\)](#), expressed as

$$\mathbf{u}_d^E = \mathbf{u}_{E0}^E + \mathbf{u}_s \quad (3.1)$$

where \mathbf{u}_{E0}^E is the surface Eulerian current extrapolated, using an Ekman transfer function, from \mathbf{u}_{E1}^E provided at the top grid cell by the GSL5km ocean circulation model, and \mathbf{u}_s is the Stokes drift computed from the wave spectra predicted by the WW3 model. Our second model, named model G, is conceptually identical to model E (the superscript E refers to the drift model name while the subscript E refers to Eulerian current),

$$\mathbf{u}_d^G = \mathbf{u}_{E0}^G + \mathbf{u}_s \quad (3.2)$$

except that \mathbf{u}_{E0}^G is the surface Eulerian current extrapolated, using the same Ekman transfer function as for model E, from \mathbf{u}_{E1}^G provided at the top grid cell by the STLE400m ocean circulation model.

The 4th-order Runge-Kutta method is used to integrate the drift trajectories with a 1-h time step. Inputs (currents, winds and Stokes drift) are available hourly and linearly interpolated to the predicted drifter locations. To compare the observed and predicted drifter velocities, the latter are computed along the observed trajectories by linearly interpolating the inputs in time and space to the observed drifter locations and times.

3.4.4 Lagrangian dispersion metrics

A systematic assessment of the skills of the different drift models is carried out using Lagrangian metrics, namely the complex correlation coefficient r between observed and

predicted drift velocities, the separation distance ds between the observed and simulated trajectories and the skill score ssc . For a detailed description of these quantities, we refer the reader to [Tamtare et al. \(2019\)](#) (see also section 1.4.5).

Using Lagrangian drifters, one can compute two forms of dispersion. The first one is the absolute dispersion, which refers to the displacement of particles with respect to their location of origin. The second one is the relative dispersion, which refers to the spreading of particles relative to each other. The absolute dispersion is used in many studies mainly to characterize advective transport (e.g. [de Verdiere, 1983](#); [Osborne et al., 1989](#); [Sanderson and Booth, 1991](#); [Rupolo et al., 1996](#); [Falco et al., 2000](#); [Castellari et al., 2001](#); [Bauer et al., 2002](#); [Ollitrault et al., 2005](#); [LaCasce, 2008](#); [Döös et al., 2011](#); [Berti et al., 2011](#); [Curcic et al., 2016](#); [Poje et al., 2017](#)). It is defined as follows. Let $\mathbf{R}_m(t)$ be the position vector of a drifter m in two dimensions, which evolves in time according to $d\mathbf{R}_m/dt = \mathbf{u}_m(t)$, where \mathbf{u}_m is the velocity of the drifter. For a given set of drifters, the absolute dispersion at time t is defined as the average distance between drifters positions at time t and their initial position, expressed as ([Taylor, 1921](#); [Döös et al., 2011](#); [Berti et al., 2011](#); [Curcic et al., 2016](#))

$$A(t)^2 = \langle (\mathbf{R}_m(t) - \mathbf{R}_m(0))^2 \rangle, \quad (3.3)$$

where $\mathbf{R}_m(0)$ is the initial position of drifter m , and the brackets indicate averaging over the set of drifters. A^2 represents the area of a square whose edge length is the average distance between drifters and their initial positions.

The relative dispersion, on the other hand, informs about how fast particles diverge from each other and is also a widely used indicator (e.g. [LaCasce and Ohlmann, 2003](#); [Thorpe et al., 2004](#); [Koszalka et al., 2009](#); [Lumpkin and Elipot, 2010](#); [Berti et al., 2011](#); [Ohlmann et al., 2012](#); [Poje et al., 2014](#); [Mensa et al., 2018](#)). It is defined as the average distance between all pairs in a given cluster of particles:

$$D^2(t) = \langle (\mathbf{R}_m(t) - \mathbf{R}_n(t))^2 \rangle, \quad (3.4)$$

where the brackets indicate averaging over all drifter pairs ($m \neq n$). The relative dispersion describes the spread of a cloud of particles from its centre of mass (Batchelor, 1952a; Bennett, 2006; LaCasce, 2008; Salazar and Collins, 2009) and gives information about the cloud size growth as time increases (Ollitrault et al., 2005). The time rate of change of the relative dispersion is called relative diffusivity (e.g. Lumpkin and Elipot, 2010; Berti et al., 2011; Mensa et al., 2018). It is defined as

$$K_D(t) = \frac{1}{4} \frac{d}{dt} (D^2(t)) \quad (3.5)$$

The regime the dispersion is defined relative to the growth of $D^2(t)$ versus time. The dispersion regime is often observed to change with time (Taylor, 1921). When the relative dispersion grows exponentially (Lin, 1972) $D^2(t) \propto e^t$, the regime is said to be *nonlocal*. This means that dispersion is driven by features with a scale much larger than the drifters separation (Berti et al., 2011; Mensa et al., 2018). It generates filaments (Beron-Vera and LaCasce, 2016) and corresponds to the forward cascade of energy (Berti et al., 2011). Alternatively, the dispersion regime is said to be *local* when the relative dispersion follows the Richardson's $D^2(t) \propto t^\gamma$ (Koszalka et al., 2009). When $\gamma = 3$, this corresponds to the inverse cascade of energy (Batchelor, 1950; Berti et al., 2011; Mensa et al., 2018). This regime is driven by eddies having scales similar to the drifters separation. Any power law with $\gamma > 1$ is known as superdiffusion (Lumpkin and Elipot, 2010; Berti et al., 2011). Like relative dispersion, the relative diffusivity can be used to diagnose the dispersion regime, as a function of the mean separation distance between drifters pairs, $\delta(t) = \langle \|\mathbf{R}_m(t) - \mathbf{R}_n(t)\| \rangle$. $K_D \propto \delta^2$ corresponds to the nonlocal dispersion regime, while $K_D \propto \delta^{4/3}$ corresponds to the local dispersion regime (e.g. Berti et al., 2011).

Finally, the turbulent kinetic energy (TKE) indicates the level of turbulence and is defined as

$$\text{TKE} = \frac{1}{2} \langle (u_m - \bar{u})^2 + (v_m - \bar{v})^2 \rangle \quad (3.6)$$

where (\bar{u}, \bar{v}) are components of the mean velocity.

3.5 Results

3.5.1 Eulerian currents

Figure 35 shows snapshots of Eulerian currents at the top grid cell of GSL5km (Fig. 35a, c) and STLE400m model (Fig. 35b, d). Currents predicted by STLE400m are stronger than those predicted by GSL5km, and flow features such as eddies and jets are better resolved.

To determine which model represents observations best, we compare the simulated current speed taken from the top grid cell of these two models, and near-surface current speed measured at 2 m depth by a Nortek Acoustic Wave and Current Profiler (AWAC) deployed in the Estuary at St-Ulric (see Fig. 35b). As expected, most certainly because of its higher resolution, the STLE400m model better correlates with observations compared to the GSL5km model, with correlation coefficients $r = 0.85$ and $r = 0.49$, respectively.

3.5.2 Turbulent kinetic energy

Figures 36 and 37 show respectively the turbulent kinetic energy for clusters I and II obtained from observations and simulated drifter velocity fluctuations. The TKE from model G is of the same order of magnitude as cluster I observations (Fig. 36a,b), while TKE from model E is ten times smaller (Fig. 36c). The same general assessment can be done using cluster II (Figure 37) The maximum TKE reached for cluster II is $1.4 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in observations, $5.3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in model G and $5.4 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in model E. An increase of TKE is observed after 40 h for observed and simulated trajectories of cluster II, with peaks happening at different lead times. The next section looks more closely at how drift and dispersion compares as a function of time, space and separation distance.

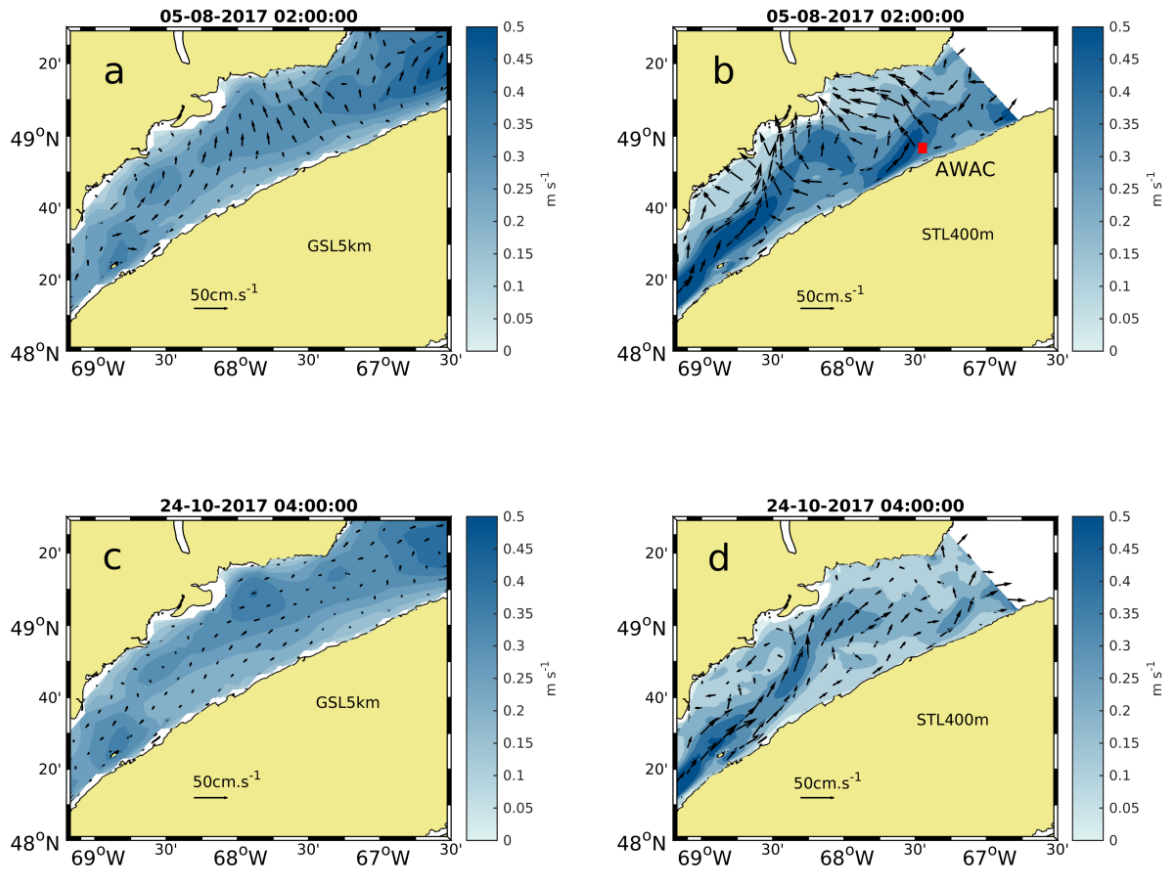


Figure 35: Snapshots of surface ocean currents predicted by the GSL5km model (a, c) and the STLE400m model (b, d) on 5 August 2017 (a, b) and 24 October 2017 (c, d). Only subsets of grid points spaced by ~ 10 km are shown for clarity.

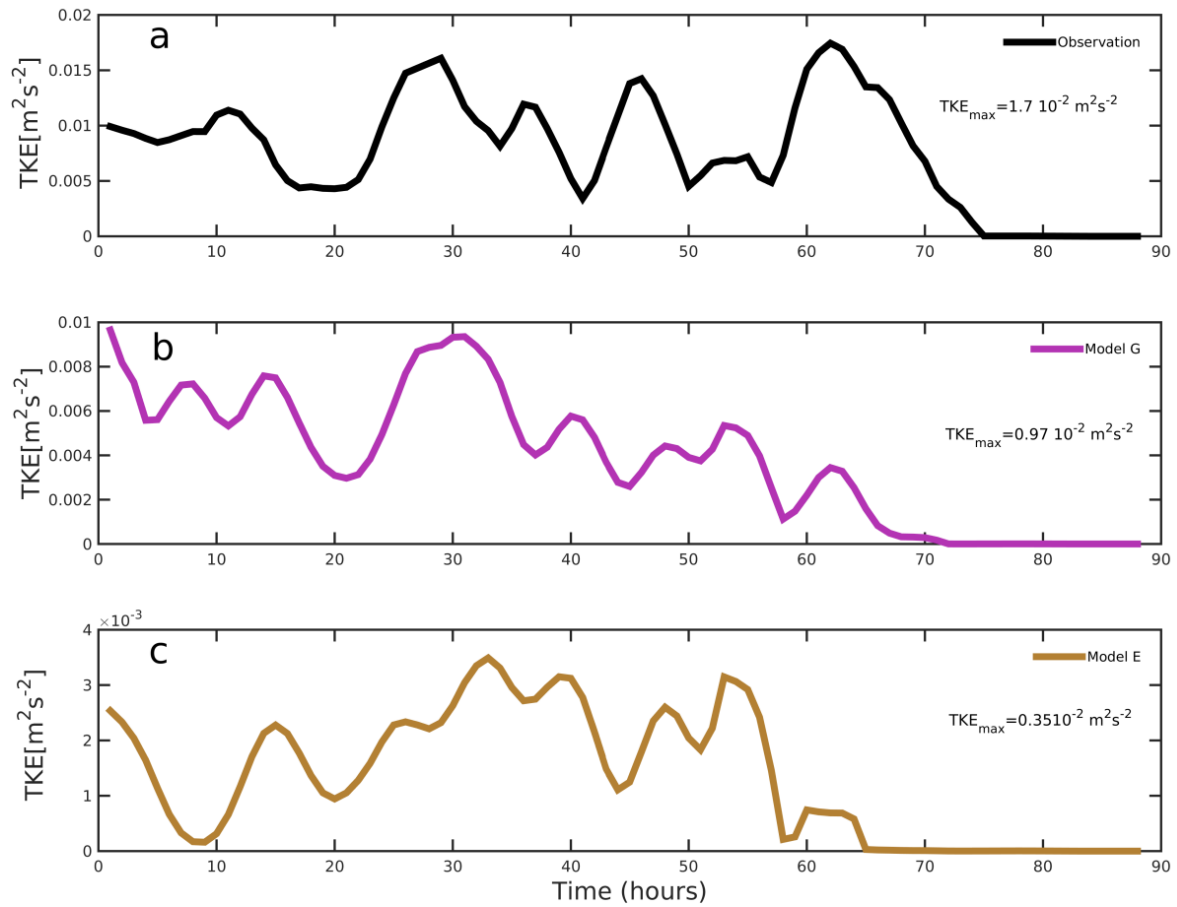


Figure 36: Turbulent kinetic energy (TKE) in cluster I computed from a) observations, b) model G and c) model E.

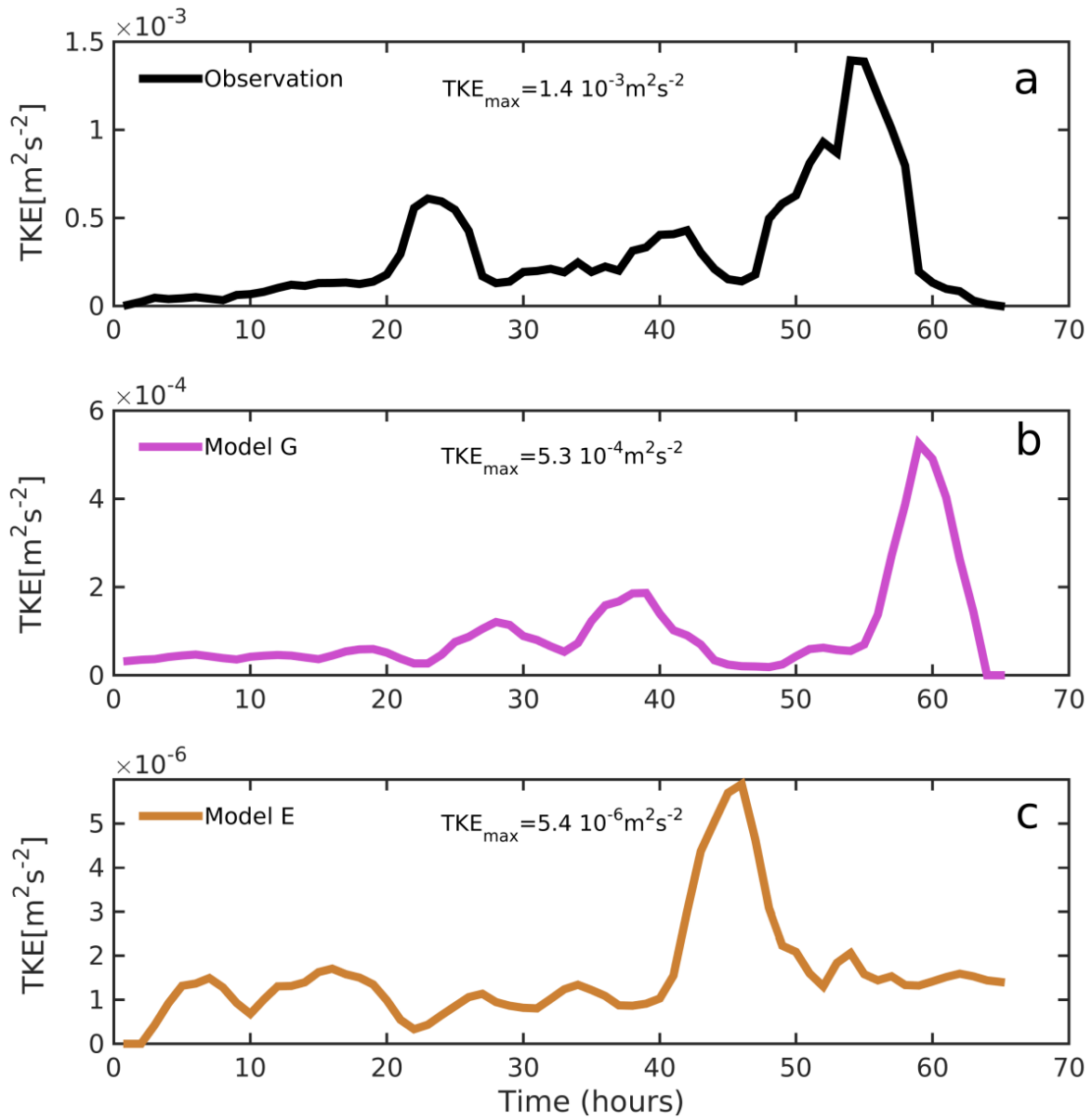


Figure 37: Turbulent kinetic energy in cluster II computed from a) observations, b) model G and c) model E.

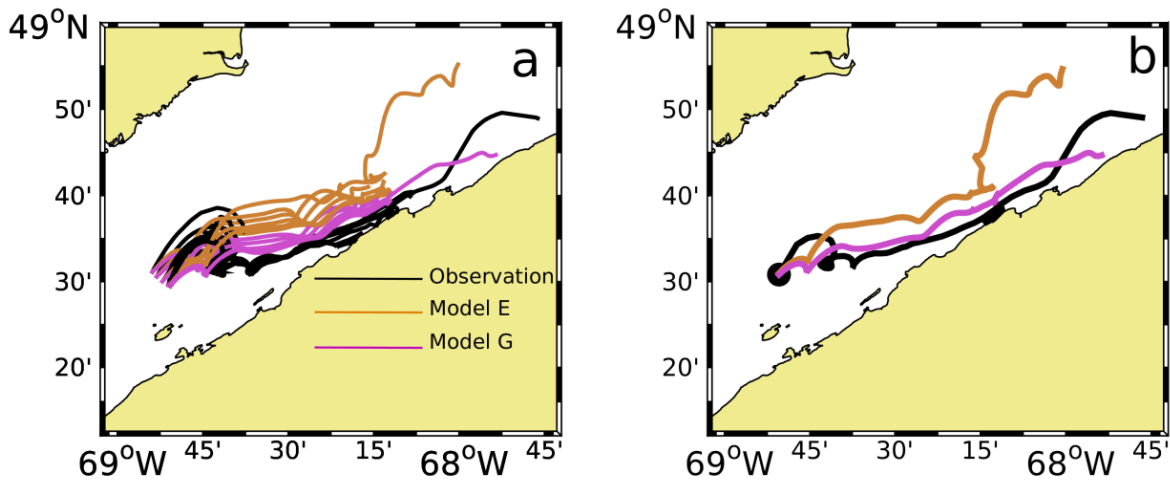


Figure 38: a) Individual and b) mean observed and simulated trajectories of cluster I drifters.

3.5.3 Drift

Figure 38a shows the observed trajectories of the cluster I and their corresponding simulations. The distance traveled is clearly higher in the averaged trajectory simulated by model E than model G.

Model E which used extrapolated currents from the low horizontal resolution model (GSL5km) predicted trajectories who depart far from the observed trajectories, while model G was overall the best model with a better representation of the direction (Figure 38b). The trajectories simulated by model G which used extrapolated currents from the high horizontal resolution model (STL400m) remain much closer to the observed trajectories. The oscillations that appear in the observations are better represented by model G in cluster II (Figure 39a). The trajectories simulated by model E remain together glued and depart far from the observed trajectories, while those simulated by model G slightly separated like the observations. In averaged, model G was the best model with the trajectories much closer to the observed trajectories and a better prediction of the initial direction (Figure 39b).

We assess here the performance of our two drift models by evaluating the metrics de-

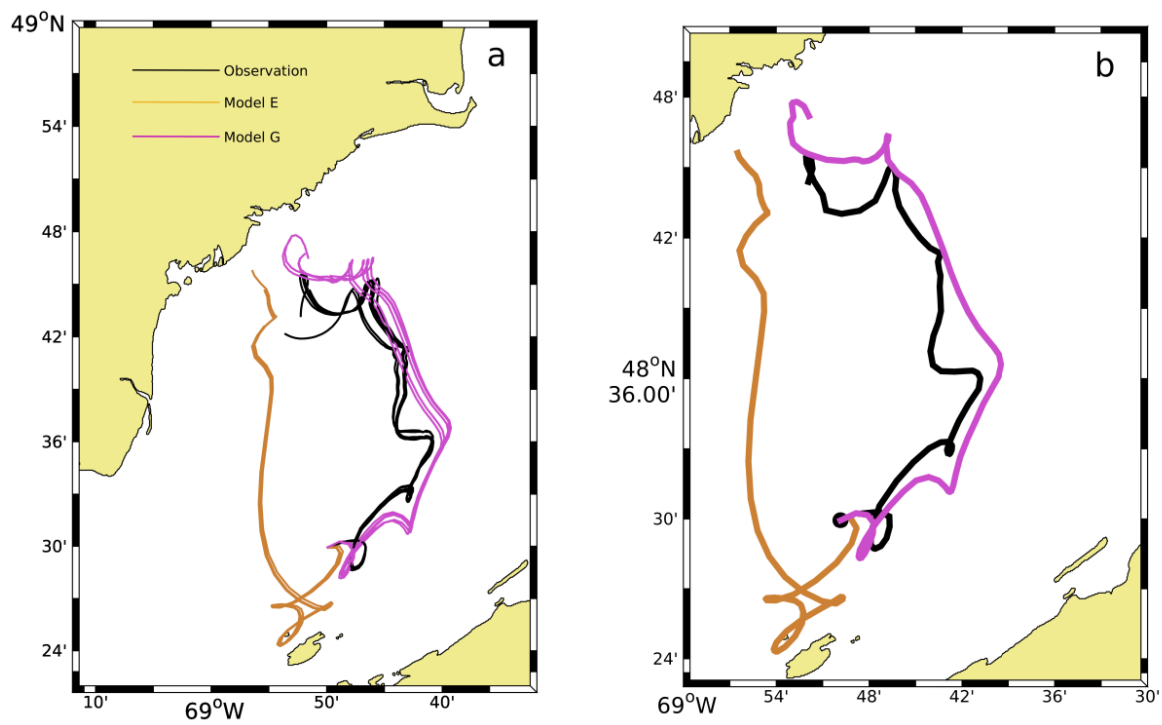


Figure 39: a) Individual and b) mean observed and simulated trajectories of cluster II drifters.

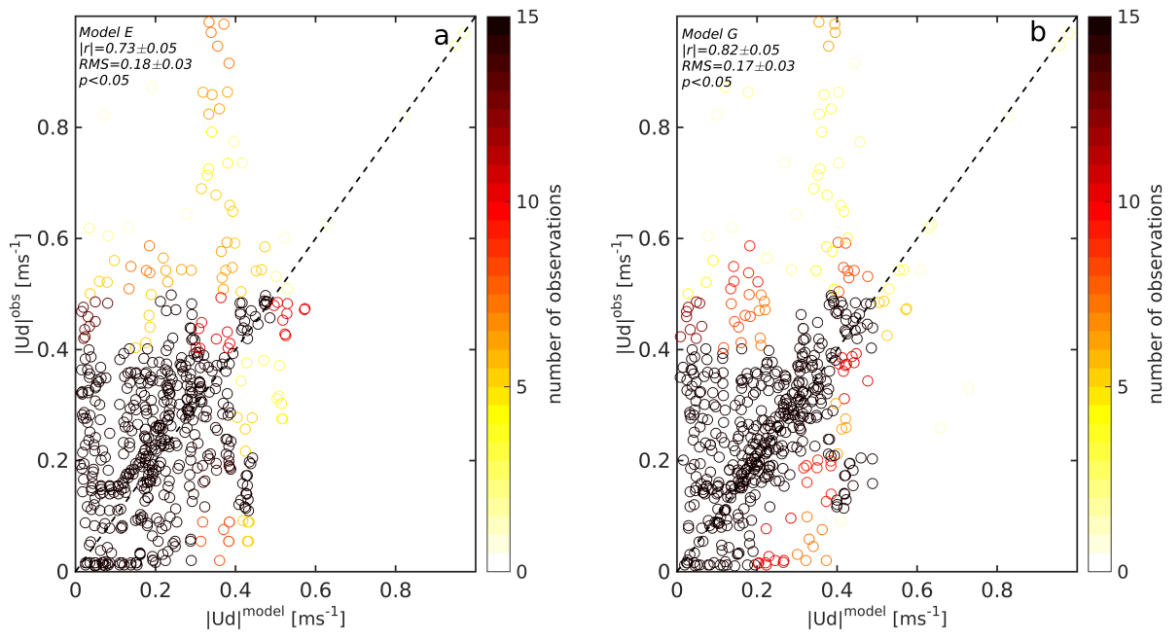


Figure 40: Scatter plots between simulated and observed drift speeds in cluster I for models E and G.

defined in section 3.4.3 on clusters I and II (Fig. 34). The amplitude of complex correlation coefficients between the predicted and observed drift velocity vectors range from $|r| = 0.73$ for model E to $|r| = 0.82$ for model G (Fig. 40) for cluster I, and from $|r| = 0.67$ for model E to $|r| = 0.85$ for model G for cluster II (Fig. 41). This clearly indicates that the drift is better predicted when using high horizontal resolution ocean currents.

The most useful Lagrangian metric used to assess the accuracy of the Lagrangian trajectory simulations as a function of drift time is the separation distance ds between predicted and observed trajectories (e.g. Price et al., 2006; Barron et al., 2007; Caballero et al., 2008; Huntley et al., 2011; Cucco et al., 2012; Tamtare et al., 2019, 2020). Figure 42a and Figure 42b show the separation distance between predicted and observed trajectories respectively from model G and model E for cluster I. On average, the separation distance increases with time during the first 48 h of drift forecast (Figure 42c) and tends to decrease afterwards. Over the entire drift period, model G performs better than model E. The separation distance between

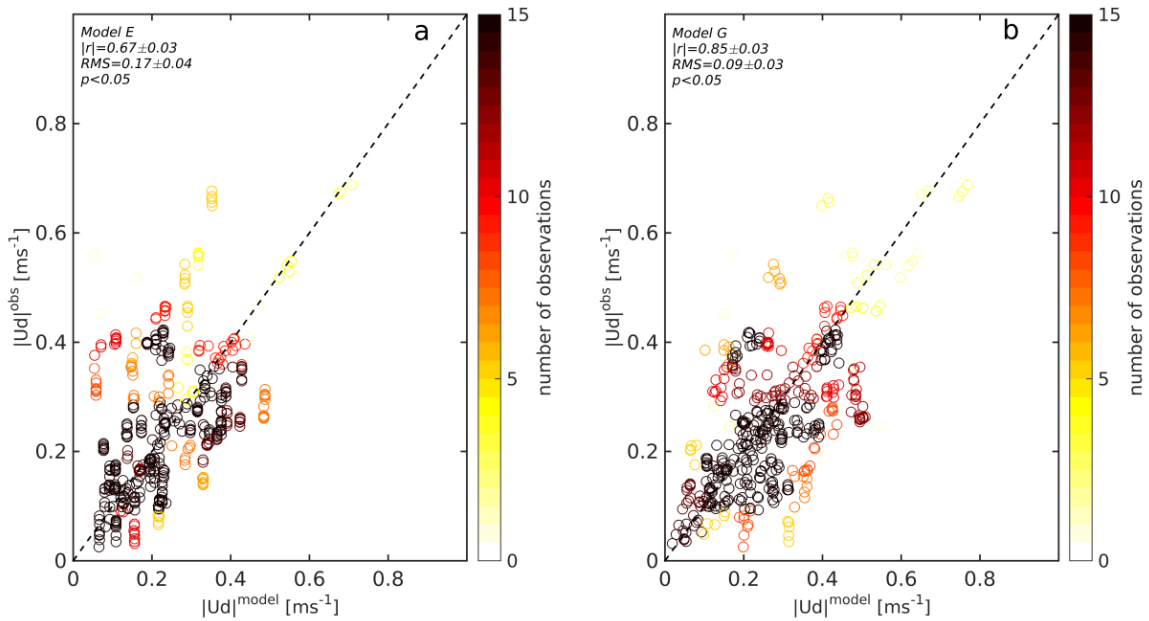


Figure 41: Scatter plots between simulated and observed drift speeds in cluster II for models E and G.

predicted and observed trajectories for cluster II are shown in Figure 43. The mean separation distance increases with time during 26 h in model E and 48 h in model G (Figure 43c). The skill score, which evaluates the performance over the entire trajectory (e.g. Liu and Weisberg, 2011; Röhrs et al., 2012; Ivichev et al., 2012; De Dominicis et al., 2013; Tamtare et al., 2019, 2020), is shown in Table 4. Model G has the best skill score for the two clusters, reaching 0.87 in cluster I and 0.90 in cluster II.

3.5.4 Dispersion

Two clusters of drifters were launched in the same area in the St. Lawrence Estuary. The drifters of cluster I were initially separated by greater distances than those of cluster II.

The drifters of cluster I, deployed on 1 August 2017, moved eastward with the souther coastal current, while those from cluster II, deployed on 23 October 2017, moved northeastward and later turned northwestward. The dispersion rate of the surface drifters is compared

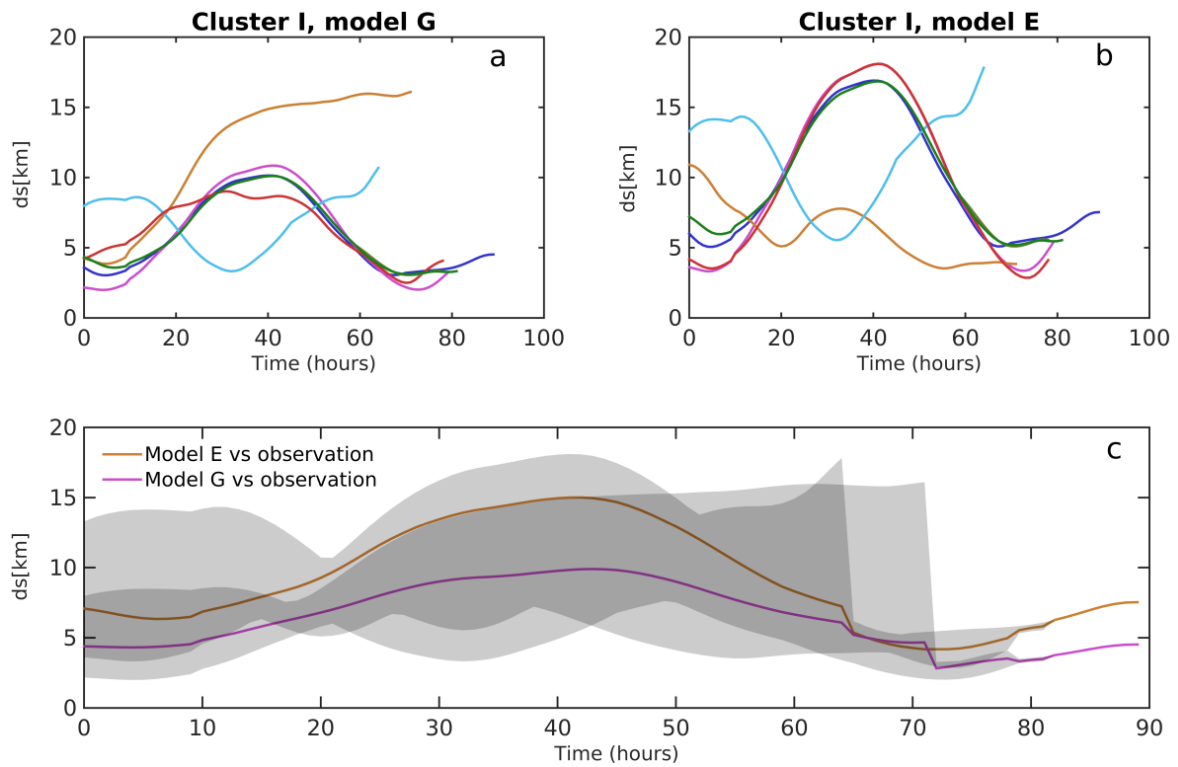


Figure 42: Upper panels show the separation distance between observed and simulated trajectories of each drifter of cluster I for a) model G and b) model E. The lower panel c) shows the mean (line) and standard deviation (shaded area) separation distance between all observed and simulated trajectories for model G (purple) and model E (brown).

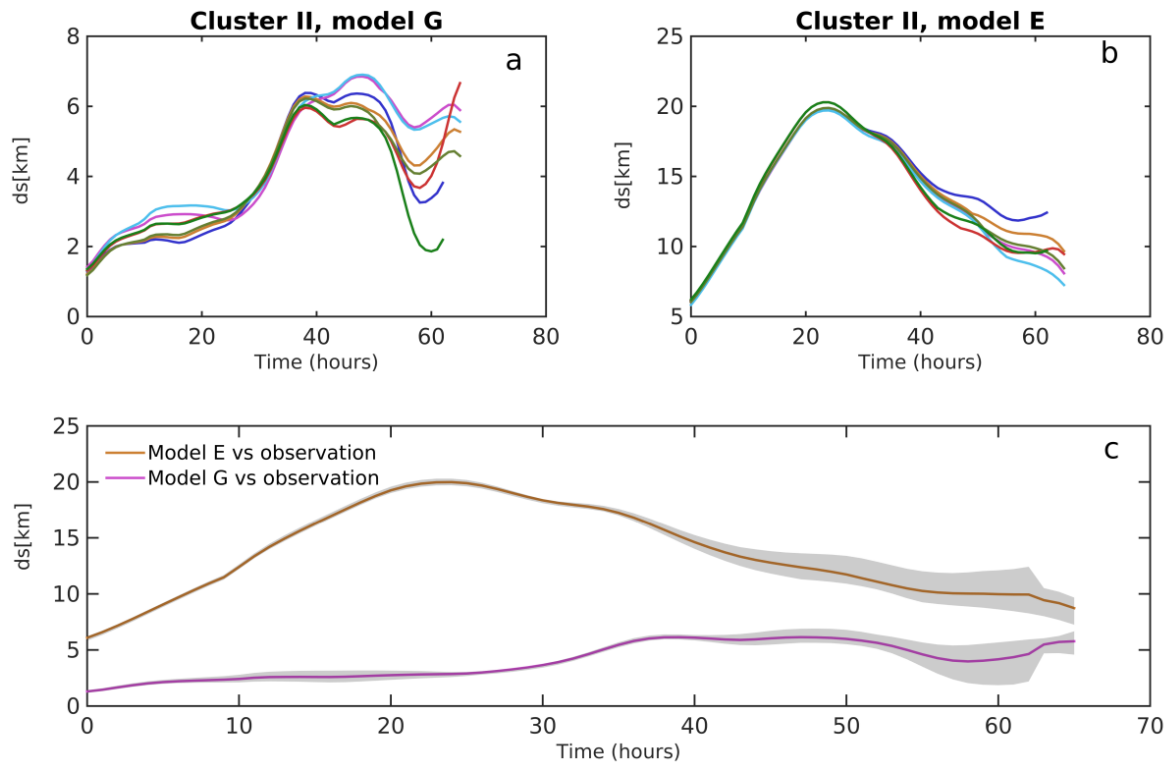


Figure 43: Upper panels show the separation distance between observed and simulated trajectories of each drifter of cluster II for a) model G and b) model E. The lower panel c) shows the mean (line) and standard deviation (shaded area) separation distance between all observed and simulated trajectories for model G (purple) and model E (brown).

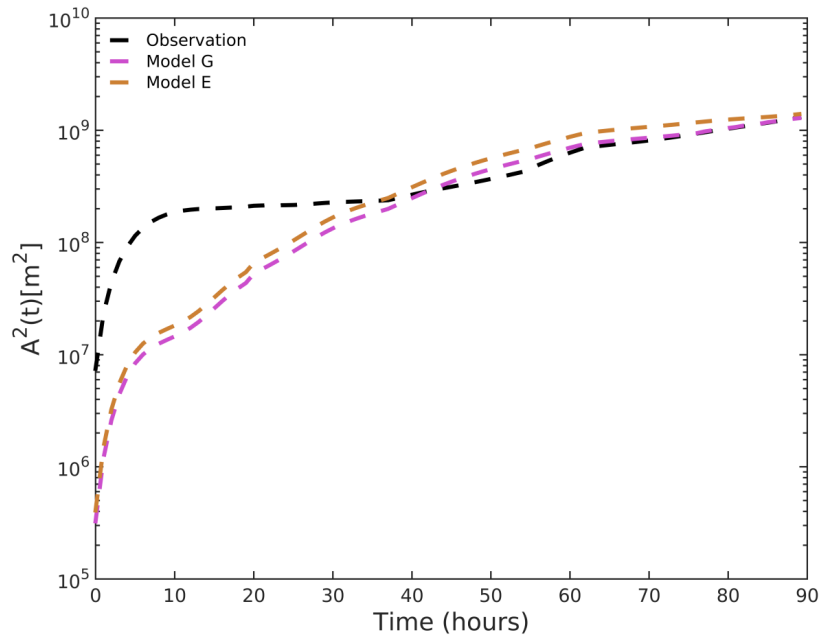


Figure 44: Semilog plot of the absolute dispersion of cluster I obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple)

to that estimate from simulated trajectories starting at the observed initial positions in order to quantify the predictive skill of our drift models.

3.5.4.1 Cluster I

The average absolute dispersion A^2 of all the individual trajectories belonging to cluster I, defined by Eq. (3.3), is shown in Figure 44. The absolute dispersion of trajectories simulated by the two drift models is underestimated during the first 40 h of the drift period. Between 40 h and 88 h, model E then overestimates absolute dispersion while model G is much closer to the observations.

The relative dispersion D^2 of observed and simulated trajectories for cluster I is shown in Figure 45. The comparison between observed and simulated results are similar to the absolute dispersion (Figure 44). The two models underestimate relative dispersion during the

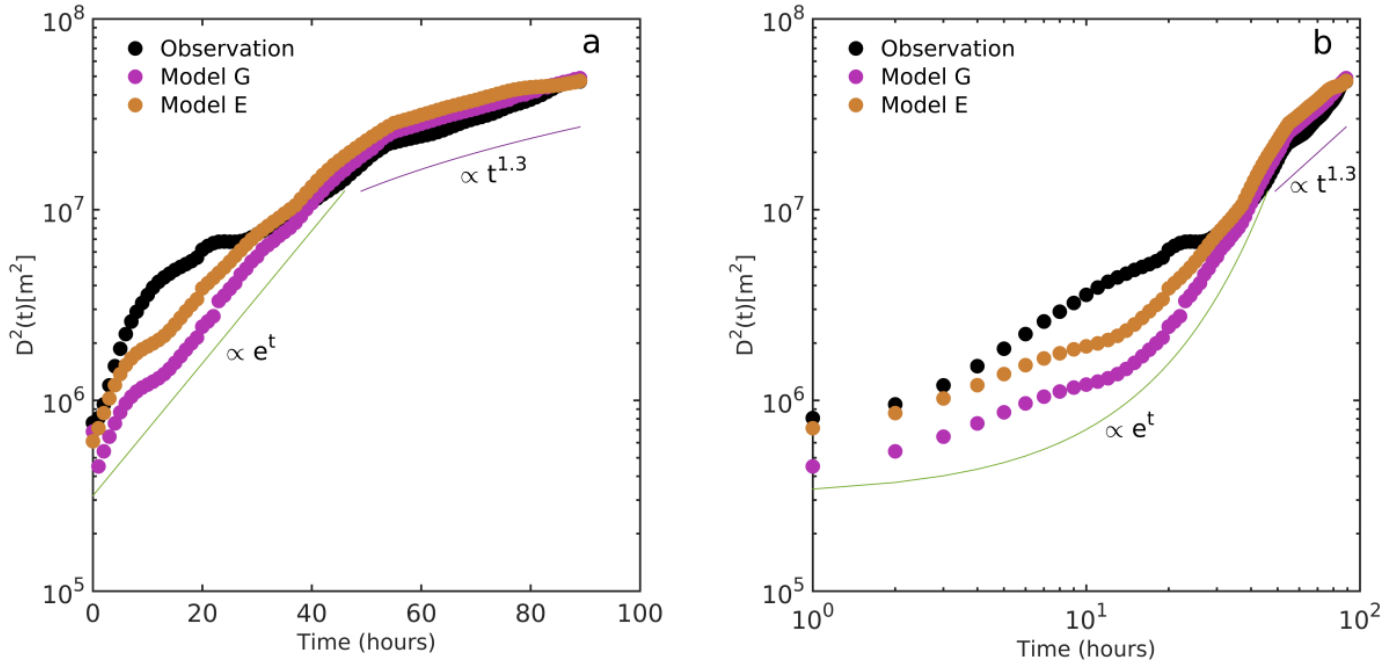


Figure 45: The relative dispersion in cluster I a) in semilog-plot b) in loglog-plot obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).

first 40 h and slightly overestimate it subsequently. Two dispersion regimes appear: a non-local dispersion regime during the first ~ 50 h, well represented by models and the Richardson superdiffusion where D^2 increases approximately as $t^{1.3}$ after 50 h. During the first period the dispersion is driven by features at scales much larger than the pairs separations, while for the late period, dispersion is likely dominated by eddies at scales similar to drifter separations.

Relative diffusivity calculated using Eq. (3.5) is shown in Figure 46, where we can see that both models generally agree with observations over the entire forecast period, with model G being slightly closer. Plotting the relative diffusivity as a function of the separation distance δ , Figure 47 reveals again two regimes of dispersion. The first regime (non-local dispersion $\propto \delta^2$) is shown both in models and observations for separation distances less than 3.5 km, while the second regime (local dispersion $K_D \propto \delta^{2/3}$) is observed for larger distances.

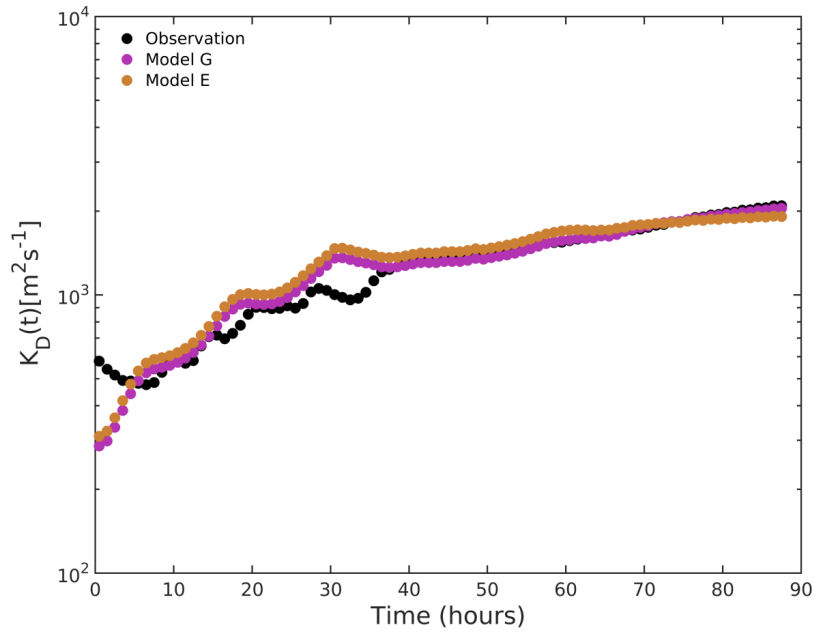


Figure 46: Semilog plot of the relative diffusivity as function of time for cluster I obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).

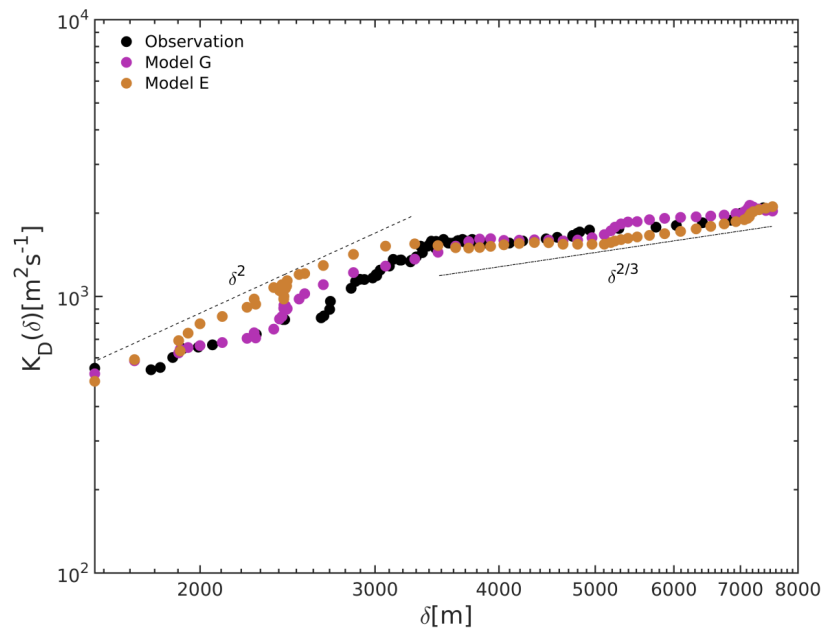


Figure 47: Log-log plot of the relative diffusivity as function of separation distance δ for cluster I obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).

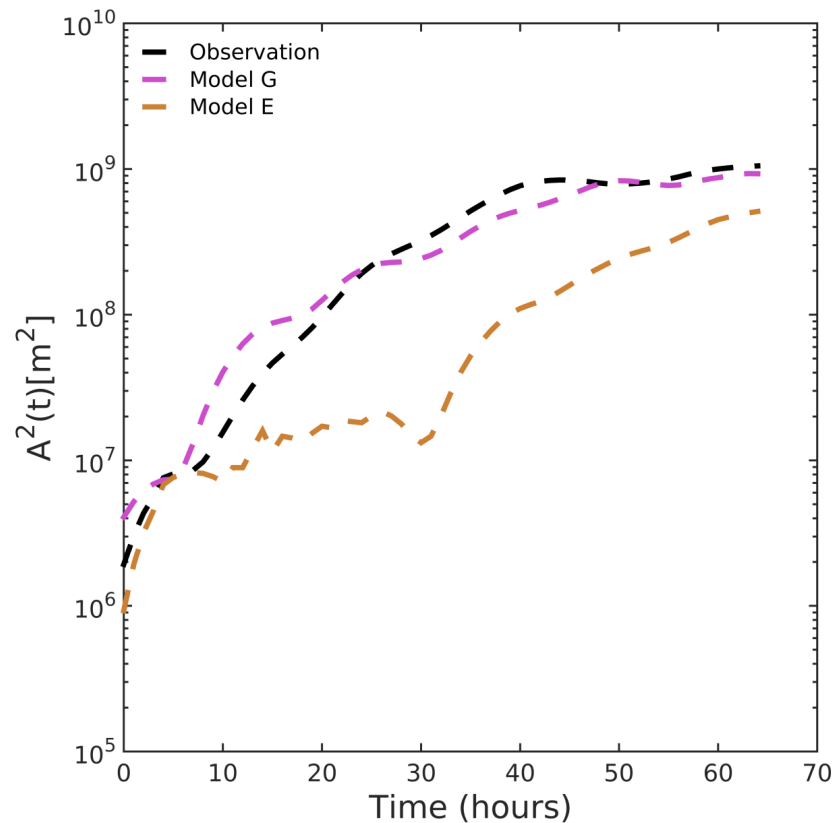


Figure 48: Semilog plot of the absolute dispersion in cluster II obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).

3.5.4.2 Cluster II

Turning our attention now to cluster II, results show that model G is similar to observations all the time while model E underestimates absolute dispersion for drift periods longer than 10 h (Figure 48). Model G has the better representation reaching 90% of absolute dispersion rate, while model E performs the poorest with about 28%.

Relative dispersion is shown in Figure 49. It is found to be underestimated by the drift model E by one order of magnitude but that predicted by model G has the same order of magnitude as the observations. Model G has a better representation of the relative dispersion during the first 30 h while that of model E is too weak for all drift period. Two different

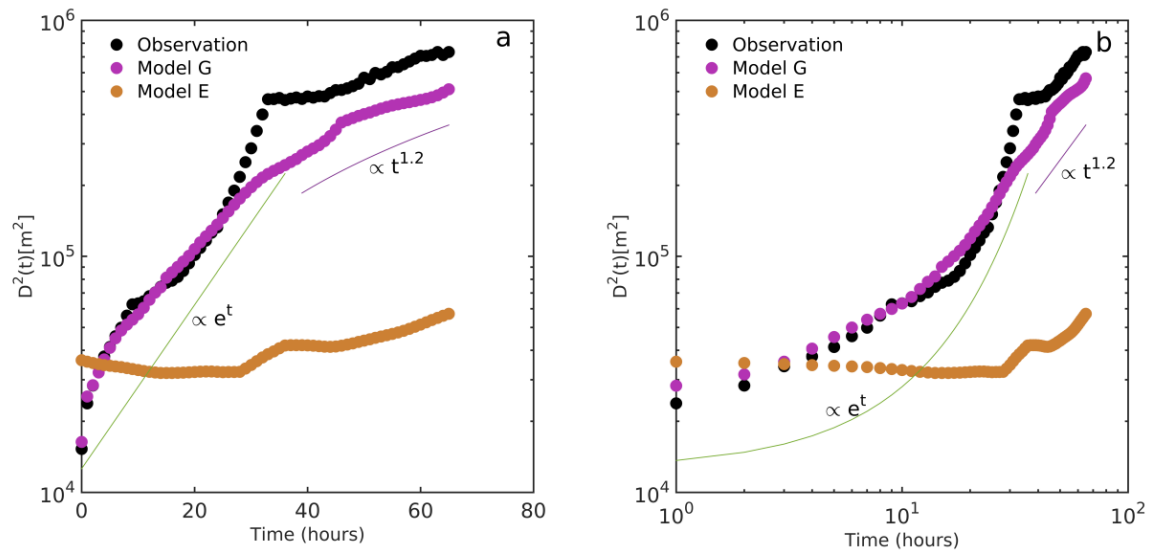


Figure 49: Semilog plot of the relative dispersion in cluster II obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).

regimes are clearly shown by the observations and model G. The nonlocal dispersion during the first 36 h and 48 h of drift period respectively for observations and model G, and the local dispersion for the rest of the drift period. During the first 36 h the observations show approximately constant slopes characteristic of an exponential regime. During this period, model G has a better representation of the observations. During the late period, i.e. after 36 h, $D^2 \propto t^{1.2}$, and therefore followed Richardson law, indicating stirring by eddies comparable in scale to the pair separation distance. During this regime, model G slightly underestimates the relative dispersion. For the same period the turbulent kinetic energy increases and reaches a maximum around 54 h Figure 37.

Figure 50 shows the relative diffusivity as defined in Eq. (3.5). The comparison of the relative diffusivity between the observations and the simulations is similar to that of the relative dispersion. Model G performs better than model E. The relative diffusivity predicted by model G agrees for the most part with observations (Figure 50a). Our results suggest that the relative diffusivity predicted by model E is two orders of magnitude weaker than that of observations (Figure 50b). Both the results of relative dispersion and relative diffusivity are

Table 4: Drift model performances according to the metrics described in section 3.4.3 and in Tamtare et al. (2019). Bold values represent best performances. Tolerances are standard deviations.

Metric	Model E		Model G	
	Cluster I	Cluster II	Cluster I	Cluster II
RMSE (m s ⁻¹)	0.18±0.03	0.17±0.04	0.17±0.03	0.09±0.03
$\mathbf{r} = \mathbf{r} e^{i\theta}$	$0.73e^{i0.08}$	$0.67e^{-i1.3}$	$0.82e^{i0.07}$	$0.85e^{i0.03}$
ds (km)	10.6	13.43	8.61	4.02
Skill score ssc	0.82	0.63	0.87	0.90

less conclusive for model E.

The results shown (Figure 51)in suggest non-local dispersion below 500 m where the relative diffusivity increases as δ^2 , and local dispersion in the Richardson regime above (Figure 46). With separations exceeding 500 m where the relative diffusivity increases as $\delta^{4/3}$.

3.6 Discussion and conclusion

This paper pursues the long standing goal of improving drift models used in operational oceanography which traditionnally involve using near-surface Eulerian currents provided by an ocean circulation model and a wind correction term usually taken as a real fraction of the 10-m wind provided by an atmospheric circulation model. The wind correction term supposedly accounts for various processes including windage, unresolved ocean current vertical shear, Stokes drift and unresolved subgrid-scale processes (Al-Rabeh, 1994; Hackett et al., 2006; Breivik and Allen, 2008; Korotenko et al., 2010; Coelho et al., 2015; Jones et al., 2016; Callies et al., 2017). However, these processes are not always linearly related to the local wind. Therefore, as a first step Tamtare et al. (2019) developed a method to partly account for the unresolved ocean current vertical shear by extrapolating the wind-driven currents pro-

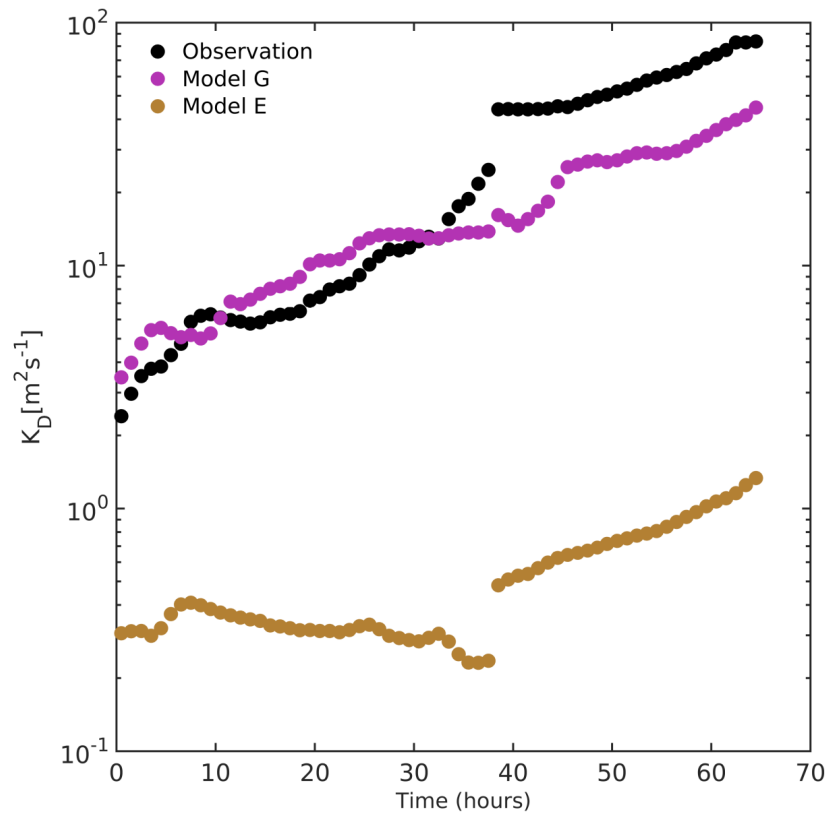


Figure 50: Semilog plot of the relative diffusivity as function of time in cluster II obtained from observations (black), model E (brown) and model G (purple).

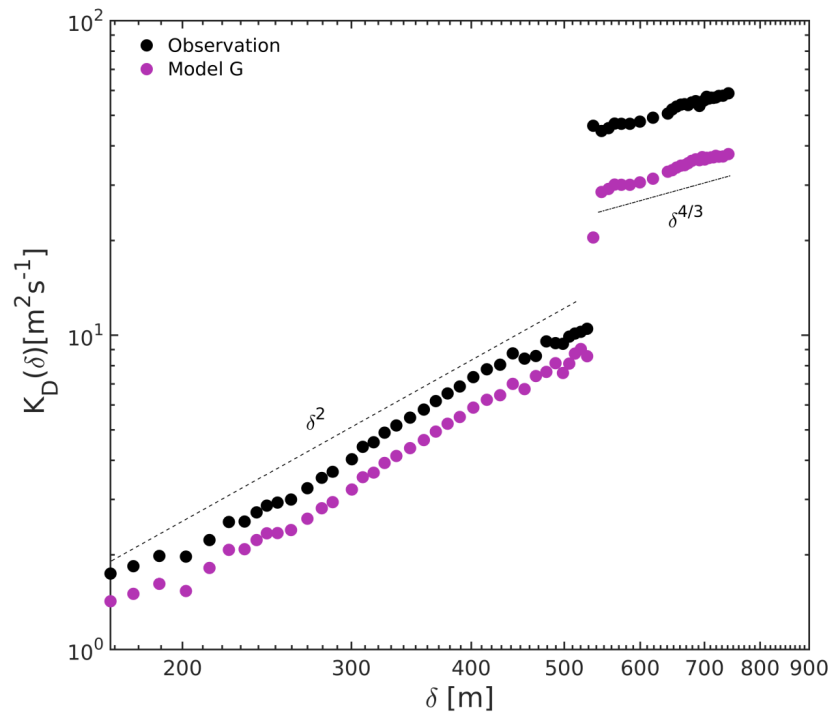


Figure 51: log-log plot of the relative diffusivity as a function of separation in cluster II obtained from observations (black) and model G (purple).

vided by the top cell of the GSL5km ocean model to the sea surface, assuming time-dependent Ekman dynamics. However, a wind correction term was still necessary to take into account implicitly the other unresolved processes. As a second step [Tamtare et al. \(2020\)](#) used that method and added explicitly the Stokes drift estimated by a spectral wave model. With these two innovations, surface drift hindcasts improved significantly compared to the standard drift model with respect to a number of Lagrangian metrics. The magnitude of the wind correction term was reduced by half in the first step, while it was reduced to zero when both wind-induced vertical shear and the Stokes drift were explicitly accounted for. These results were obtained using ocean currents from an ocean circulation model that does not resolve submesoscale processes. However, submesoscale processes have been shown to set a limit in transport or dispersion predictions if the simulated ocean currents come from a low horizontal resolution oceanic model ([Poje et al., 2014](#); [Callies et al., 2017](#)). High resolution both in the vertical and in the horizontal are required to fully resolve the stratified mesoscale and submesoscale turbulence ([Capet et al., 2008a](#); [Klein et al., 2008](#)). This, however, can put large demands on computing resources.

There, we hypothesised that increasing the horizontal resolution alone of our ocean numerical model could further improve the accuracy of surface drift and dispersion forecasts, while the vertical resolution of the model near the surface remains the same but vertical shear is taken into account by the extrapolation method developed in [Tamtare et al. \(2019\)](#). To test this hypothesis, we used a drift model (called G here) similar too model E in [Tamtare et al. \(2020\)](#), which extrapolates the Eulerian currents to the ocean surface and explicitly accounts for the Stokes drift.

The only difference between these two drift models comes from the horizontal resolution of the ocean numerical model. Model E uses Eulerian currents provided by a 5 km horizontal resolution ocean model (GSL5km), while model G uses Eulerian currents provided by a 400 m horizontal resolution model (STL400m). These two ocean models are governed by the same equations and have the same vertical resolution (5 m). The Stokes drift

is predicted by a spectral wave model (WAVEWATCH III) that uses currents predicted by the low horizontal resolution ocean model (GSL5km).

Results show that using extrapolated surface currents to resolve the wind-induced current shear from a high horizontal resolution ocean model instead of extrapolated currents from a low horizontal resolution ocean model significantly improve Lagrangian metrics. These results agree with those of [McClellan et al. \(2002\)](#) and [Döös et al. \(2011\)](#), who showed that model velocities agree better with those derived from drifter data when the model resolution becomes finer. Indeed, our comparison between the near-surface currents observed by an AWAC and those predicted by the two ocean models illustrates the difficulty for GSL5km model to simulate with accuracy the currents in a coastal environment such as the St. Lawrence Estuary, while STLE400m model better succeeds.

The main conclusion for drift prediction is that the Lagrangian metrics are improved by the higher horizontal resolution. Our results are in agreement with some studies. The effects of resolution in both space and time on the metrics for Lagrangian predictability were reported by [Huntley et al. \(2011\)](#). According to [Kjellsson and Döös \(2012\)](#) a low resolution of ocean model lead to underestimated ocean currents, however they proposed to introduce some random motions when simulating the trajectories to compensate for the finite resolution of the model. [Coelho et al. \(2015\)](#) highlighted that models used in the aforementioned GLAD experiment in the Gulf of Mexico had limited success capturing the observed drift patterns because of their low horizontal resolution of ocean model. According to [Röhrs et al. \(2012\)](#) the forecast skill of ocean models is usually much lower due to small scale variability that is not properly resolved. Submesoscale flows have a significant impact on transport ([Haza et al., 2012](#)). A limitation of our drift models is that the ocean circulation and the wave model are not fully coupled to conserve both momentum and energy [Tamtare et al. \(2020\)](#). Moreover, the increasing separation distances between the observed trajectories highlight a limitation of surface drift forecasting skills induced by the chaotic nature of turbulent flows.

The mean directions of the two clusters of trajectories are not the same even if they were

launched in the same area. Obviously, we did not expect to have the same behavior of our drifters during the two different periods because of the seasonal variability in the St-Lawrence Estuary. Therefore, the dispersion of cluster II are not similar to those of cluster I. Our results suggest two regimes of dispersion can be expected in the St. Lawrence Estuary, like elsewhere (e.g. [Koszalka et al., 2009](#); [Berti et al., 2011](#); [Mensa et al., 2018](#)). Both models and observations suggested nonlocal dispersion below 3.5 km and 500 m of separation respectively for cluster I and cluster II. In this regime the relative dispersion grows exponentially in time. These results agree with other studies in the in the Nordic Seas [Koszalka et al. \(2009\)](#) , in the Arctic Ocean's Beaufort Sea [Mensa et al. \(2018\)](#) and in the eastern North Atlantic [Ollitraut et al. \(2005\)](#). [LaCasce and Ohlmann \(2003\)](#) found that the drifter pairs separated exponentially in time from the smallest resolvable distance of $O(1 \text{ km})$ in the Gulf of Mexico. Local dispersion in the Richardson regime is found above 3.5 km and 500 m respectively in cluster I and cluster II confirming the presence of active submesoscales dynamics. [Lumpkin and Elipot \(2010\)](#) show in their study that pair dispersion following Richardson's law at separation greater than 1–3 km, indicates the presence of energetic eddies at these scales.

Investigation of dispersion regimes can depend on the initial separation distance versus the deformation radius, the dynamics of the area or diagnostics used . [Lumpkin and Elipot \(2010\)](#) noted that regional differences in dynamics could result in qualitatively different dispersion regimes at submesoscales. The initial separation distances between our drifters pairs were smaller than the derformation radius like in [Haza et al. \(2010\)](#) and [Ohlmann et al. \(2012\)](#). This allowed us to observe two regimes of dispersion, contrary to [Döös et al. \(2011\)](#) who concluded that this was due to their large initial separation distance. [Beron-Vera and LaCasce \(2016\)](#) pointed out that the diagnostics used by [Poje et al. \(2014\)](#) in the Gulf of Mexico, which were all based on separation distance between drifter pairs, were dominated by inertial oscillations for scales below 10 km. Using time-based diagnostics, which are much less affected by inertial oscillations, they found evidence for a non-local dispersion regime for the first two days after release for drifter pairs initially separated by 100 m, but warned that results were inconclusive due to the fact that drifters were too closely spaced initially and

did not sample adequately scales larger than those of the energy-containing eddies, resulting in reduced degrees of freedom and a corresponding loss of statistical confidence. However, [Poje et al. \(2014\)](#) concluded that the dispersion was more likely local consistent with the Richardson regime, from few hundred meters to several hundred kilometers.

The the two clusters, the change in dispersion regime occurs at very different scales (3.7 km and 500 m). We suspect the seasonal variability in the St-Lawrence Estuary to be one of the causes in this difference. The interpretation is difficult and much less robust because of the very limited data.

We have not discussed the finite scale Lyapunov exponent (FSLE). We calculated the FSLE, but found the results weren't always straightforward to interpret. However we chose relative diffusivity and relative dispersion, which also characterized well the dispersion regimes.

Our main result is that absolute and relative dispersion are increasing when the horizontal resolution of the ocean model increases, indicating submesoscale impacts on the dispersion. Previous studies ([Kjellsson and Döös, 2012](#); [Callies et al., 2017](#)) concluded that underestimation of the relative dispersion may be due to the limited resolution of the model. Simulated absolute dispersion being too low was also reported by [Kjellsson and Döös \(2012\)](#) who evaluated drifters deployed in the Baltic Sea. However, they found this approach to be too simple for a reasonable reproduction of Lagrangian properties.

A limitation of our study is that a chaotic advection is very likely present in geophysical fluid flow in the St. Lawrence Estuary and could bias our simulations. It is interesting to note that the high resolution model is able to reproduce the drift and dispersion quite close to the observation for lead times reaching 24 h. The response time in search and rescue cases is crucial, and the significant improvement in drift forecasting skills and dispersion of our proposed model G relative to model E for long response times (Table 4) is encouraging. Recognizing this, as well as the scales up to which exponential growth occurs, could be a

good information for environmental emergencies in case of oil spill. This study is the first in the St. Lawrence Estuary that focuses both on the drift and dispersion of surface drifters with a particular focus on submesoscale processes. However, due to the limited number of drifters used, further studies are required to better characterize the dispersion regimes as a function of the spatial and temporal variability of the turbulent flows.

Acknowledgements

Authors wish to thank Paul Nicot, Bruno Cayouette, Québec Océan, Simon Senneville, James Caveen, the *R/V Coriolis II* crew, Comité ZIP Gaspésie and many volunteers from all around the Gulf of St. Lawrence for their help in deploying and recovering drifting buoys.

Funding

This work is funded by the Marine Environmental Observation, Prediction and Response (MEOPAR) Network of Centres of Excellence, *Improving Marine Drift and Dispersion Forecasts* (1-02-02-003.1) and an NSERC Ship Time Grant *Environmental conditions and dispersion processes within the Old Harry Influence Area* (470204-2015). The project is a contribution to the research program of Québec-Océan.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les trois chapitres de la thèse sont liés entre eux et ont comme objectif principal d'améliorer les performances des modèles de prévision de dérive et de dispersion par rapport au modèle standard en proposant des innovations qui représentent mieux la physique en jeu. Prévoir la trajectoire d'un objet à la surface de l'océan est un exercice délicat et reste un défi en raison de la complexité des interactions entre l'atmosphère et l'océan et de la nature turbulente de l'écoulement des deux fluides, qui rend difficile leur simulation. Les principaux mécanismes produisant les vitesses dans la couche de surface, et par là même importants pour la dérive océanique, ont été mis en évidence. Cette thèse confirme les études antérieures concernant l'utilisation du courant de surface comme le premier forçage responsable de la dérive. Toutefois elle souligne que le courant à lui seul ne peut pas reproduire entièrement la dérive. En effet, le vent et les vagues sont aussi impliqués. En extrapolant le courant de la cellule supérieure du modèle de circulation en surface, on réduit de moitié le terme de correction du vent (chapitre 1). Le chapitre 2 stipule que la dérive de nos bouées est explicable par la somme du courant et à la dérive de Stokes, si le cisaillement du courant est résolu, et qu'on n'aurait pas besoin d'ajouter une fraction de la vitesse du vent local. Cette conclusion ne peut pas être généralisée puisque l'impact du vent sur l'objet dépend fortement de sa partie exposée au vent et de la forme de l'objet (e.g [Sutherland et al., 2020](#)). De plus, la fraction du vent dans certains cas pourrait représenter d'autres processus. Les meilleurs résultats de simulations à la fois de dérive et de dispersion ont été obtenus en ajoutant la dérive de Stokes au courant extrapolé en surface fourni par un modèle à haute résolution horizontale (chapitre 3). Les méthodes de prévisions que nous proposons dans cette thèse ont permis une réduction de l'erreur par rapport au modèle standard en terme de distance de séparation allant jusqu'à 50% au cours des trois (3) premières heures de dérive (chapitre 2). Tandis que le modèle standard enregistre un score de compétence de 0.70 seulement au cours des trois (3) premières heures de dérive (chapitre 1 et chapitre 2), on peut espérer des scores de compétence pouvant atteindre 0.90 pour des temps de dérive allant jusqu'à 65h dans le modèle basé sur le courant extrapolé issu

du modèle à haute résolution horizontale et la dérive de Stokes (chapitre 3). On retient cinq points forts de cette thèse :

1. Résoudre le biais dans le courant de surface dû à la cisaille d'Ekman permet d'améliorer les prévisions de dérive sans devoir augmenter la résolution verticale du modèle océanique.
2. Une paramétrisation de la dérive de Stokes en fonction de la vitesse du vent local entraîne un biais dans les simulations de dérive. Il est fortement conseillé de prendre en compte de façon explicite la dérive de Stokes dans les prévisions de la dérive et de la dispersion.
3. Un modèle à haute résolution horizontale est nécessaire pour une bonne modélisation de la dérive et de la dispersion en zone côtière.
4. Résoudre le cisaillement vertical du courant par un modèle d'Ekman et augmenter la résolution horizontale du modèle océanique est ce que propose cette thèse arrivée à une bonne modélisation de la dérive et de la dispersion.
5. On obtient une forte réduction de la dépendance des modèles de dérive à la fraction du vent local lorsqu'on prend en compte correctement les forçages à l'origine de la dérive et de la dispersion.

Il y a toutefois des limites dans la modélisation de la dérive dans cette thèse. Même si les précisions de nos simulations se sont améliorées, la nature chaotique des mouvements océaniques et atmosphériques fixe une limite fondamentale aux compétences de prévision de la dérive de surface, comme illustré par l'augmentation de la distance de séparation avec le temps des paires de dériveurs, initialement déployés à quelques dizaines ou centaines de mètres les uns des autres (chapitre 2 et 3). Dans le problème de la dérive de surface, le vent et sa variabilité sont toujours impliqués (Elliott, 2004; Beg Paklar et al., 2008; Kako et al., 2010). Par conséquent, la qualité des prévisions atmosphériques est cruciale. La précision des modèles océaniques et de vagues dépendent de celle du modèle atmosphérique qui fournit le vent comme forçage. Les incertitudes sur la qualité du champ de vent utilisé en forçage n'ont pas été étudiées dans cette thèse. L'utilisation du vent à 10 m d'altitude est dans certaines

situations inappropriées, car cela peut être différent du vent de surface océanique. En effet, dans la modélisation de la pollution marine fictive, [Elliott \(2004\)](#) a montré l'importance de la variabilité du vent, en utilisant un jeu de forçages stochastique réaliste. En mer du Japon, [Ohshima \(2008\)](#), dans leur étude de simulation de dérive dans un contexte de marée noire, ont effectué une correction du coefficient d'échange d'énergie entre vent et océan. D'autres auteurs évoquent une augmentation de la résolution horizontale du modèle atmosphérique pour une estimation plus fine et détaillée du vent en surface ([Thompson et al., 2003](#)). En utilisant des vents issus de deux modèles atmosphériques différents à des résolutions différentes, [Bernatchez et al. \(2017\)](#) montrent une réduction du biais dans la hauteur significative des vagues lorsqu'ils utilisent HRDPS par rapport à RDPS. Cette problématique n'a pas été étudiée dans cette thèse puisque les données de vent nous proviennent des systèmes atmosphériques de prévision déterministe régionale (RDPS).

Les flux de quantité de mouvement et d'énergie induits par les vagues et la force de Stokes-Coriolis pourraient être importants pour le développement du courant Eulérien moyen, en particulier pendant les tempêtes de vent (e.g. [Perrie et al., 2003](#)). Ces effets n'ont pas été pris en compte dans le cadre de notre étude, puisque cela nécessite un couplage atmosphère-océan-vagues. Ces effets impactent aussi le mélange vertical qui joue un rôle fondamental dans la modélisation du courant de surface ([Ardhuin et al., 2004](#); [Röhrs et al., 2012](#)). L'action du mélange vertical est de diffuser la quantité de mouvement, ce qui modifie profondément le profil de vitesse dans la couche mélangée. Pour la plupart des études la paramétrisation des échanges océan-atmosphère est au coeur de cette problématique ([Gonzalez et al., 2006](#)). Les modèles suggèrent que le mélange en surface dépend du développement des vagues, lequel est représenté par le paramètre d'âge des vagues ([Explore, 2005](#); [Rascle et al., 2006](#)). Nous n'avons pas séparé notre étude (chapitre 2) selon les conditions de vagues. Les conditions de vagues peuvent donner des différences significatives sur les prévisions de dérive de surface ([Rascle, 2007](#)) tel qu'illustré par les résultats de [Röhrs et al. \(2012\)](#) où la dérive est complètement dominée par la dérive de Stokes en conditions de vagues très développées.

Les circulations de Langmuir peuvent être à l'origine du biais dans la modélisation du courant de surface via le mélange. Celles-ci transportent l'énergie non dissipée des vagues déferlantes vers le fond (Li et al., 2013), ce qui augmente l'énergie cinétique turbulente. Lombardo and Gregg (1989) et Anis and Moum (1992) ont trouvé que les simulations des circulations de Langmuir dominent le mélange vertical conduisant à l'amélioration du taux de dissipation en accord avec les observations, tandis que Gerbi et al. (2009) ont montré que le déferlement des vagues est plus important que la circulation de Langmuir dans la génération de la turbulence. La paramétrisation du mélange vertical est difficile, car le mélange dépend aussi des vagues, par le déferlement et des circulations de Langmuir, intimement liées à une variabilité horizontale des vagues et des courants (Garrett, 1976). Ces circulations de Langmuir nécessitent une paramétrisation spécifique du mélange vertical qu'elles induisent (McWilliams and Sullivan, 2000). Il est également possible qu'elles affectent directement la dérive d'un objet flottant en accélérant sa vitesse. Les circulations de Langmuir n'ont pas été prises en compte dans cette étude.

La signature des structures sous-méso-échelles observées dans les trajectoires des bouées déployées dans l'estuaire en 2017 a été mieux reproduite par le modèle de dérive qui se base sur le courant issu du modèle océanique à haute résolution horizontale. L'amélioration notable des prévisions grâce à l'extrapolation du courant en surface, l'augmentation de la résolution horizontale et l'inclusion explicite de la dérive de Stokes montre que la précision de ces prévisions dépend dans une large mesure non seulement de la qualité des prévisions des forçages utilisés, mais également de l'architecture du modèle de dérive utilisé.

Retombées de la thèse

Jusqu'à ce jour les seules simulations qui montrent le transport horizontal de surface d'un traceur dans le Saint-Laurent sont celles de Bourgault et al. (2014) qui utilisent un modèle océanique. Cette thèse répond tout d'abord à un défi scientifique, mais aussi à un besoin, car aucune étude explicite sur la dérive et la dispersion n'a jamais été réalisée auparavant dans

le Saint-Laurent. Pourtant l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent est une zone exposée à une éventuelle pollution à cause du trafic accru des navires marchands, de pêche et de plaisance. C'est la première étude dans le Saint-Laurent qui illustre la nature de la dispersion (locale ou non-locale) et les échelles de séparation associées. Cela permet de savoir quelle résolution horizontale du modèle océanique faut-il utiliser pour bien reproduire la dispersion de surface en cas d'une marée noire par exemple. Cette thèse a permis également de savoir que le courant fourni par la cellule supérieure du modèle de circulation régional est moins fort que le courant de surface. Les observations des bouées déployées au cours de cette thèse sont un avantage et une nécessité pour la validation des simulations dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent. De plus ces bouées flottent très près de la surface et pourrait peut-être servir dans un contexte de suivi d'une nappe de pétrole en cas de déversement ou de débris plastiques etc.

Les différents temps de dérive sur lesquels nous avons évalué nos modèles de dérive correspondent à des échéances typiquement utiles en cas de crise. Les améliorations apportées par nos modèles sur ces temps de dérive suggèrent leur utilisation pour des opérations d'urgence dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent. Non seulement les modèles de dérive que nous proposons ici réduisent les biais par rapport au modèle standard, ils restent peu coûteux en termes de calcul. De plus ces modèles utilisent des variables qui sont déjà disponibles et produites régulièrement par les services opérationnels, leur mise en œuvre est simple et n'implique aucune modification des systèmes de modélisation numérique (à part l'augmentation de la résolution horizontale).

Perspectives

Comme nous l'avons mentionné plus haut, il y a encore plusieurs pistes à explorer pour améliorer davantage les modèles de prévision de dérive. Notamment, la mise en place des systèmes régionaux couplés océan-vague-atmosphère à haute résolution pourrait dans le futur mieux représenter les flux de quantité de mouvement et d'énergie.

Vu que le vent est toujours impliqué que ce soit directement ou indirectement dans les prévisions de dérive, il serait souhaitable de faire des tests avec différents vents obtenus à des résolutions différentes. Cela permettrait de savoir si le biais probable dans les simulations du vent de surface est significatif ou pas et ainsi conclure sur la meilleure résolution du modèle atmosphérique à choisir pour mieux représenter la dérive de surface.

Une autre option pour améliorer l'exactitude des modèles océaniques serait une meilleure paramétrisation de la turbulence de la couche de mélange. Des mesures in situ de profils de turbulence existent (e.g [Cyr, 2014](#)), ce qui permettrait de mieux calibrer finement le mélange dans les modèles océaniques. Des modifications du schéma de la paramétrisation du profil K prenant en compte la turbulence de Langmuir sont proposées par [McWilliams and Sullivan \(2000\)](#), [Smyth et al. \(2002\)](#), [Kantha and Clayson \(2004\)](#) et [Grant and Belcher \(2009\)](#). Il est également possible de prendre en compte à la fois la force de Stokes-Coriolis et la turbulence de Langmuir ([Grant and Belcher, 2009](#)) Une implémentation du couplage de modèles océan-atmosphère avec un degré sophistiqué, par exemple un pas de temps de couplage petit (e.g [Christensen et al., 2018](#)) est une solution possible pour une meilleure estimation du courant de surface.

L'assimilation de données Lagrangiennes est souvent également citée comme une solution pour mieux reproduire la dérive de surface. Ainsi, les données d'observation des bouées dérivantes déployées dans cette thèse laisse une porte ouverte à une autre étude qui pourrait porter sur l'assimilation des données. En effet, les données d'observations des bouées lâchées pour le suivi des nappes sont incorporées dans les simulations en cas de déversement afin de mieux reproduire les champs de vitesse de dérive ([Castellari et al., 2001](#); [Taillandier et al., 2006](#)).

L'observation de vitesses de courant de surface en temps réel peut être obtenue par des radars hautes fréquences. Ces données radars en tant que mesures de courant de surface peuvent être utilisées dans un premier temps directement pour la prévision de dérive puis dans un second temps pour améliorer les modèles par les méthodes d'assimilation. Ainsi,

une bonne connaissance de la nature du courant mesuré par le radar est donc fondamentale. L'augmentation des installations des radars hautes fréquences sur les côtes ces dernières années a permis d'avoir des observations en temps réel des courants de surface. Ces données ont le potentiel d'améliorer considérablement l'efficacité et le taux de réussite des opérations de recherche et de sauvetage dans les eaux côtières (Ullman et al., 2006). C'est pour cette raison que la garde côtière américaine a lancé un programme visant à évaluer l'efficacité des prévisions de trajectoires en utilisant des courants mesurés par radar HF (Ullman et al., 2006). Bien que les courants mesurés par radar soient des observations en temps réel, en raison de leur principe de mesure complexe et à distance, ces données nécessitent une interprétation plus élaborée que les observations in situ. Ainsi la validation des courants mesurés par radar a toujours été faite à l'aide des mesures de courantomètres mouillés et de bouées dérivantes (Paduan and Rosenfeld, 1996; Shay et al., 2002; Ohlmann et al., 2007; Röhrs et al., 2015). Malheureusement tout comme les autres techniques de mesures par télédétection, il n'est pas possible d'obtenir des mesures directes sur les mêmes échelles de temps, d'espace et sur la même profondeur en utilisant l'instrumentation in situ (Paduan and Rosenfeld, 1996). Les différences entre courants mesurés par radar et courants mesurés par courantomètre est dans une gamme de 10-15 cm s^{-1} (Holbrook and Frisch, 1981). Paduan and Rosenfeld (1996) ont utilisé à la fois les données de dériveurs et d'un ADCP et montrent que l'erreur quadratique moyenne avec les courants de radar est de 10 à 20 cm s^{-1} . D'autres comparaisons entre le courant mesuré par radar et des mesures ponctuelles ont montré une erreur quadratique moyenne variant entre 7 et 19 cm s^{-1} (Emery et al., 2004; Kaplan et al., 2005). La différence entre les vitesses des courants mesurés est inévitable d'autant plus que les mesures des radars, des courantomètres, des ADCPs et des dériveurs sont toutes inexactes (Paduan and Rosenfeld, 1996). Cette différence de mesure de courant observée entre radar et ces instruments de mesure est liée en partie à trois processus géophysiques qui sont la dérive de Stokes, la dérive d'Ekman et la baroclinicité (Graber et al., 1997). Ces processus contribuent à la différence observée entre le courant de surface et de sous-surface. Le bruit d'instrument est aussi l'un des facteurs qui expliquent la différence entre le courant mesuré par radar et celui mesuré par

les courantomètres (Graber et al., 1997). L'utilisation des courants mesurés par radars dans les simulations de dérive nécessite de savoir si le courant mesuré par radar est un courant Lagrangien (courant Eulérien et dérive de Stokes) ou uniquement un courant Eulérien, ou entre les deux. La littérature est incohérente sur cette question. En effet selon Graber et al. (1997) et Laws (2001), le courant mesuré par radar inclue entièrement la dérive de Stokes alors que Arduin et al. (2009) argumentent que les mesures radar de courant contiennent seulement une partie de la dérive de Stokes et comparent leurs mesures avec le courant filtré de la dérive de Stokes obtenu par Broche et al. (1983). La contribution de la dérive de Stokes à la mesure radar des courants de surface est motivée par le fait que les courants mesurés par radar sont affectés par un terme de correction non linéaire de la vitesse de phase (Weber and Barrick, 1977), étude sur laquelle se basent Broche et al. (1983). Plus récemment Röhrs et al. (2015) ont trouvé que le terme de correction non linéaire ayant affecté la mesure radar de courant de surface dans leur étude était plus petit que la dérive de Stokes calculée à partir du spectre de vague et en outre plus petit que l'incertitude de mesure des radars. Ces auteurs en comparant des mesures radar de courant de surface avec des mesures in situ (ADCP et bouées dérivantes) ont conclu que les radars mesurent un courant Eulérien. Cette divergence entre les études antérieures peut s'expliquer par la diversité des profondeurs de mouillages des courantomètres, et l'architecture et la profondeur d'immersion des bouées dérivantes utilisées dans chacune des études.

Deux radars de type *Coastal Ocean Dynamics Applications Radars* (CODARs) sont installés sur la côte sud de l'estuaire maritime du Saint-Laurent avec deux fréquences différentes : 12.5 MHz à Pointe-au-Père et 13.5 MHz à Sainte-Flavie. Sur la côte nord, deux radars de type *Wellen Radar* (WERA) avec la technologie d'antenne Northern Radar Inc ont été déployés avec une même fréquence de 16.15 MHz à Pointe-aux-Outardes et à Pointe-à-Boisvert (Fig. 52). Ces deux types de radars fournissent des courants de surface et le spectre des vagues.

Une revue de littérature (Chavanne, 2018) et une étude expérimentale (Dussol et al.,

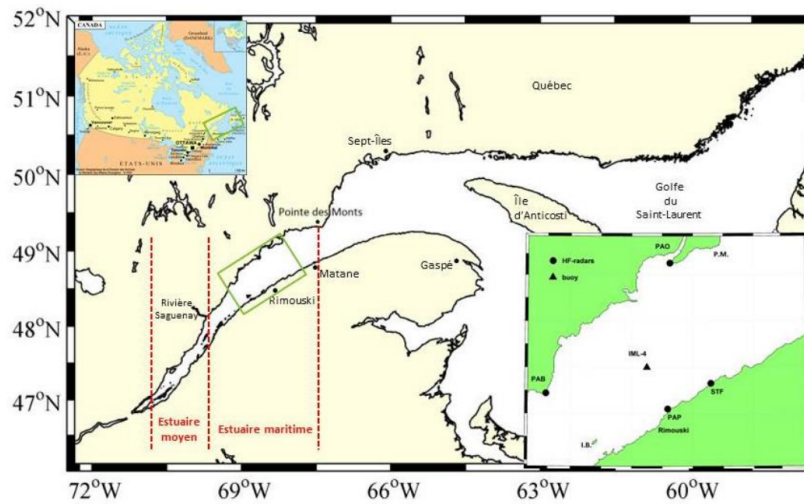


Figure 52: Carte de la zone d'étude avec l'emplacement des radars HF. PAP (Pointe-au-Père), STF (Sainte-Flavie), PAO (Pointe-aux-Outardes), PAB (Pointe-à-Boisvert) (Kamli, 2014)

2019) ont montré qu'effectivement les radars mesurent une quantité liée à la dérive de Stokes. Mais la détermination de cette quantité nécessite d'autres études. L'approche la plus simple serait de comparer le courant mesuré par radar HF avec les différentes contributions de la dérive de Stokes calculées à partir des observations ou simulations par un modèle spectral de vagues (e.g Chavanne, 2018). Dussol et al. (2019) ont confirmé que les radars incluent dans leur mesure des courants une partie de la dérive de Stokes. Mais on ne sait toujours pas quelle quantité exacte de la dérive de Stokes faut-il ajouter aux mesures radars du courant de surface pour être sûr d'avoir pris en compte la totalité de la dérive de Stokes pour une éventuelle simulation de dérive de surface. Une autre problématique concerne le choix de la technique de combinaison des courants radiaux mesurés par les radars en courants vectoriels. Cette question a été adressée par Clary et al. (2019), qui proposent la méthode des moindres carrés globaux avec contraintes de lissage (2DVar, Yaremchuk and Sentchev (2009)) comme la meilleure technique de combinaison des données radar pour l'estimation des flux spectraux d'énergie cinétique. Après toutes ces études et ces efforts déployés, il est envisageable que dans le futur les radars puissent être impliqués dans les prévisions de dérive de surface dans l'estuaire du Saint-Laurent. Un autre avantage est que la résolution de ces radars permet

des mesures aux sous-méso-échelles, qui fut une préoccupation dans notre chapitre 3, car les tourbillons et les méandres sont des mécanismes de piégeage, de dispersion et d'entraînement majeur pour des particules en suspension.

*

RÉFÉRENCES

- Abascal, A.J., Castanedo, S., Mendez, F.J., Medina, R., Losada, I.J., 2009. Calibration of a Lagrangian Transport Model Using Drifting Buoys Deployed during the Prestige Oil Spill. *J. Coastal Res.* 25(1), 80–90.
- Adler, R.J., Müller, P., Rozovskii, B., 1996. Stochastic modeling in physical oceanography. volume 39. Birkhäuser, Boston.
- Al-Rabeh, A., 1994. Estimating surface oil spill transport due to wind in the Arabian Gulf. *Ocean Eng.* 21, 461–465.
- Al-Rabeh, A., Lardner, R.W., Gunay, N., 2000. Gulfspill Version 2.0: a software package for oil spills in the Arabian Gulf. *Environ. Model. Softw.* 15, 425–442.
- Allan, J.C., Stephen, V.G., 2018. The Relationship of Near-Surface Flow, Stokes Drift and the Wind Stress. *J. Geophys. Res.* 123, 4680–4692. doi:[10.1029/2018JC014102](https://doi.org/10.1029/2018JC014102).
- Andreas, E.L., Edson, J.B., Monahan, E.C., Rouault, M.P., Smith, S.D., 1995. The spray contribution to net evaporation from the sea—a review of recent progress. *Bound.-Layer Meteor.* 72, 3–52.
- Anis, A., Moum, J.N., 1992. The superadiabatic surface layer in the ocean during convection. *J. Phys. Oceanogr.* 22, 1221–1227.
- Ardhuin, F., Filipot, J., 2018. Waves in geosciences. doi:[10.13140/RG.2.2.16019.78888/5](https://doi.org/10.13140/RG.2.2.16019.78888/5).
- Ardhuin, F., Marié, L., Rasche, N., Forget, P., Roland, A., 2009. Observation and Estimation of Lagrangian, Stokes, and Eulerian Currents Induced by Wind and Waves at the Sea Surface. *J. Phys. Oceanogr.* 39, 2820–2838. doi:[10.1175/2009JPO4169.1](https://doi.org/10.1175/2009JPO4169.1).
- Ardhuin, F., Martin-Lauzer, F.R., Chapron, B., Craneguy, P., Girard-Ardhuin, F., Elfouhaily, T., 2004. Dérive à la surface de l’océan sous l’effet des vagues. *Comptes Rendus - Geoscience* 336, 1121–1130. doi:[10.1016/j.crte.2004.04.007](https://doi.org/10.1016/j.crte.2004.04.007).
- Azevedo, A., Oliveira, A., Fortunato, A., Bertin, X., 2009. Application of an Eulerian-Lagrangian oil spill modeling system to the Prestige accident: trajectory analysis. *J. Coastal Res.* 56, 777–781.
- Banner, M.L., Peirson, W.L., 1998. Tangential stress beneath wind-driven air–water interfaces. *J. Fluid Mech.* 364, 115–145.
- Barron, C.N., Smedstad, L.F., Dastugue, J.M., Smedstad, O.M., 2007. Evaluation of ocean models using observed and simulated drifter trajectories: Impact of sea surface height on synthetic profiles for data assimilation. *J. Geophys. Res.* 112, 1–11. doi:[10.1029/2006JC003982](https://doi.org/10.1029/2006JC003982).

- Batchelor, G.K., 1950. The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion. *J. R. Meteorol. Soc.* 76, 133–146.
- Batchelor, G.K., 1952a. Diffusion in a field of homogeneous turbulence. II: the relative motion of particles. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 48, 345–362.
- Bauer, S., Swenson, M.S., Griffa, A., 2002. Eddy mean flow decomposition and eddy diffusivity estimates in the tropical Pacific Ocean: 2. Results. *J. Geophys. Res.* 107(C10), 31–54. doi:[doi:10.1029/2000JC000613](https://doi.org/10.1029/2000JC000613).
- Beg Paklar, G., Zagar, N., R Vellore, R., Koracin, D., Poulain, P.M., Orlic, M., Vilibic, I., Dadic, V., 2008. Modeling the trajectories of satellite-tracked drifters in the adriatic sea during a summertime bora event. *J. Geophys. Res.* 113, 569–581.
- Bennett, A.F., 2006. *Lagrangian Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 286 pp.
- Bernatchez, P., Arsenault, E., Lambert, A., Bismuth, E., Didier, D., Senneville, S., Dumont, D., Caveen, J., Sévigny, C.J., 2017. Programme de mesure et de modélisation de la morphodynamique de l'érosion et de la submersion côtière dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent (MODESCO), Phase II : rapport final. Technical Report. Chaire de recherche en géoscience côtière, Laboratoire de dynamique et de gestion intégrée des zones côtières, Université du Québec à Rimouski. Rapport remis au ministère de la sécurité publique du Québec, mars 2017, 172p. + annexe.
- Beron-Vera, F.J., LaCasce, J.H., 2016. Statistics of simulated and observed pair separations in the Gulf of Mexico. *Journal of physical Oceanography* 46, 2183–2199.
- Berti, S., Santos, F.A.D., Lacorata, G., Vulpiani, A., 2011. Lagrangian Drifter Dispersion in the Southwestern Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.* 41, 1659–1672. doi:[10.1175/2011JPO4541.1](https://doi.org/10.1175/2011JPO4541.1).
- Blanke, B., Raynaud, S., 1997. Kinematics of the Pacific Equatorial Undercurrent: An Eulerian and Lagrangian Approach from GCM Results. *J. Phys. Oceanogr.* 27, 1038–1053. doi:[10.1175/1520-0485\(1997\)027<1038:KOTPEU>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1997)027<1038:KOTPEU>2.0.CO;2).
- Bocquené, G., Chantereau, S., Clérendeau, C., Beausir, E., Ménard, D., Raffin, B., Minier, C., Burgeot, T., Pfohl Leszkowicz, A., Narbonne, J.F., 1980. Biological effects of the "erika" oil spill on the common mussel (*mytilus edulis*). *Aquat. Living Resour.* 17, 309–316.
- Bodin, P., Boucher, D., 1983. Évolution à moyen terme du méiobenthos et des pigments chlorophylliens sur quelques plages polluées par la marée noire de l'amoco cadiz. *Oceanologica Acta* 6, 321–332.
- Bourgault, D., Cyr, F., Dumont, D., Carter, A., 2014. Numerical simulations of the spread of floating passive tracer released at the Old Harry prospect. *Env. Res. Lett.* 9, 54001. doi:[10.1088/1748-9326/9/5/054001](https://doi.org/10.1088/1748-9326/9/5/054001).

- Bourgault, D., Cyr, F., Galbraith, P., Pelletier, E., 2012. Relative importance of pelagic and sediment respiration in causing hypoxia in a deep estuary. *J. Geophys. Res.* 117, 62–73.
- Bourgault, D., Koutitonsky, V.G., 1999. Real-time monitoring of the freshwater discharge at the head of the St. Lawrence Estuary. *Atmos. Ocean* 37, 203–220. doi:[10.1080/07055900.1999.9649626](https://doi.org/10.1080/07055900.1999.9649626).
- Brandt, G., Wehrmann, A., Wirtz, K.W., 2008. Rapid invasion of *Crassostrea gigas* into the German Wadden Sea dominated by larval supply. *J. Sea Res.* 59, 279–296.
- Breivik, Ø., Allen, A.A., 2008. An operational search and rescue model for the Norwegian Sea and the North Sea. *J. Mar. Sys.* 69, 99–113. doi:[10.1016/j.jmarsys.2007.02.010](https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2007.02.010).
- Breivik, Ø., Allen, A.A., Maisondieu, C., Olagnon, M., 2013. Advances in search and rescue at sea. *Ocean Dyn.* 63, 83–88. doi:[10.1007/s10236-012-0581-1](https://doi.org/10.1007/s10236-012-0581-1).
- Breivik, Ø., Allen, A.A., Maisondieu, C., Roth, J.C., 2011. Wind-induced drift of objects at sea: the leeway field method. *Appl. Ocean Res.* 33, 100–109. doi:[10.1016/j.apor.2011.01.005](https://doi.org/10.1016/j.apor.2011.01.005).
- Breivik, Ø., Kristian, M., Jean-Raymond, B., Magdalena, A.B., Peter A. E. M., J., 2015. Surface wave effects in the NEMO ocean model: Forced and coupled experiments. *J. Geophys. Res.* 120, 2973–2992. doi:[10.1002/2014JC010565](https://doi.org/10.1002/2014JC010565).
- Broche, P., Demaistre, J., Forget, P., 1983. Mesure par radar décimétrique cohérent des courants superficiels engendrés par le vent. *Oceanologica Acta* 6, 43–53.
- Broström, G., Carrasco, A., Hole, L., Dick, S., Janssen, F., Mattsson, J., Berger, S., 2011. Usefulness of high resolution coastal models for operational oil spill forecast: the "Full City" accident. *Ocean Sci.* 7, 805–820.
- Caballero, A., Espino, M., Sagarminaga, Y., Ferrer, L., Uriarte, A., González, M., 2008. Simulating the migration of drifters deployed in the Bay of Biscay, during the Prestige crisis. *Mar. Poll. Bull.* 56, 475–482.
- Cabioch, L., Dauvin, J.C., Gentil, F., a. preliminary observations on pollution of the sea bed and disturbance of sub-littoral communities in northern brittany by oil from the "amoco cadiz". *Mar. Poll. Bull.* , 303–307.
- Cabioch, L., Dauvin, J.C., Mora Bermudez, J., Rodriguez Babio, C., b. effets de la marée noire de l'"amoco cadiz" sur le benthos sublittoral du nord de la bretagne. *Helgol. Meeresunters* , 192–208.
- CAC, 2016. Accidents dans le transport maritime commercial: Cerner les risques au canada. Ottawa, ON : Rapport d'atelier .

- Callies, U., Groll, N., Horstmann, J., Kapitza, H., Klein, H., Maßmann, S., Schwichtenberg, F., 2017. Surface drifters in the German Bight: Model validation considering windage and Stokes drift. *Ocean Sci.* 13, 799–827. doi:[10.5194/os-13-799-2017](https://doi.org/10.5194/os-13-799-2017).
- Capet, X., C, M.J., Molemaker, M.J., Shchepetkin, A.F., 2008a. Mesoscale to submesoscale transition in the California Current system. Part I: Flow structure, eddy flux, and observational tests. *J. Phys. Oceanogr.* 38(1), 29–43. doi:[10.1175/2007JPO3671.1](https://doi.org/10.1175/2007JPO3671.1).
- Capet, X., C, M.J., Molemaker, M.J., Shchepetkin, A.F., 2008b. Mesoscale to submesoscale transition in the California Current system. Part II: Frontal processes. *J. Phys. Oceanogr.* 38(1), 44–64. doi:[10.1175/2007JPO3672.1](https://doi.org/10.1175/2007JPO3672.1).
- Capet, X., C, M.J., Molemaker, M.J., Shchepetkin, A.F., 2008c. Mesoscale to submesoscale transition in the California Current system. Part III: Energy balance and flux. *J. Phys. Oceanogr.* 38(10), 2256–2269. doi:[10.1175/2008jpo3810.1](https://doi.org/10.1175/2008jpo3810.1).
- Carniel, S., Umgiesser, G., Sclavo, M., Kantha, L., Monti, S., 2002. Tracking the drift of a human body in the coastal ocean using numerical prediction models of the oceanic, atmospheric and wave conditions. *Science and Justice* 42, 143–151.
- Carracedo, P., Torres-López, S., Barreiro, M., Montero, P., Balseiro, C.F., Penabad, E., Leitao, P.C., Pérez-Muñuzuri, V., 2006. Improvement of pollutant drift forecast system applied to the Prestige oil spills in Galicia Coast (NW of Spain): Development of an operational system. *Mar. Poll. Bull.* 53, 350–360. doi:[10.1016/j.marpolbul.2005.11.014](https://doi.org/10.1016/j.marpolbul.2005.11.014).
- Castellari, S., Griffa, A., Ozgökmen, T.M., Poulain, P.M., 2001. Prediction of particle trajectories in the Adriatic Sea using Lagrangian data assimilation. *J. Mar. Sys.* 29, 33–50.
- Chabot, R., Rossignol, A., 2003. Algues et faune du littoral du saint-laurent maritime : Guide d'identification. Institut des sciences de la mer de Rimouski, Rimouski (Québec); Pêches et Océans Canada (Institut Maurice-Lamontagne), Mont-Joli (Québec) .
- Chavanne, C., 2018. Do high-frequency radars measure the wave-induced stokes drift? *J. Atmos. Ocean. Tech.* 35, 1023–1031.
- Chereskin, T., 1995. Direct evidence for an Ekman balance in the California Current. *J. Geophys. Res.* 100, 261–269.
- Christensen, K.H., Breivik, Ø., Dagestad, K.F., Röhrs, J., Ward, B., 2018. Short-term predictions of oceanic drift. *Oceanogr.* 31(3), 59–67. doi:<https://doi.org/10.5670/oceanog.2018.310>.
- Christensen, K.H., Terrile, E., 2009. Drift and deformation of oil slicks due to surface waves. *J. Fluid Mech.* 620, 313–332.
- Clary, J., Nadeau, L.P., Chavanne, C., 2019. The effect of measurement limitations on high-frequency radar-derived spectral energy fluxes. *J. Atmos. Ocean. Tech.* 36, 2139–2152.

- Coelho, E.F., Hogan, P., Jacobs, G., Thoppil, P., Huntley, H.S., K, H.B., Lipphardt Jr, B.L., Kirwan Jr, A.D., Ryan, E.H., Olascoaga, J., Beron-Vera, F., Poje, A.C., Griffa, A., Özgökmen, T.M., Mariano, A.J., Novelli, G., Haza, A.C., Bogucki, D., Chen, S.S., Curcic, M., Iskandarani, M., Judt, F., Laxague, N., Reniers, A.J.H.M., Valle-Levinson, A., Wei b, M., 2015. Ocean current estimation using a Multi-Model Ensemble Kalman Filter during the Grand Lagrangian Deployment experiment (GLAD). *Ocean Model.* 87, 86–106. doi:[10.1016/j.ocemod.2014.11.001](https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2014.11.001).
- Corell, H., Nissling, A., 2019. Modelling of larval dispersal of Baltic flounder (*Platichthys solemdali*) revealed drifting depth as a major factor determining opportunities for local retention vs large-scale connectivity. *Fish. Res.* 218, 127–137.
- Craig, P.D., Banner, M.L., 1994. Modeling Wave-Enhanced Turbulence in the Ocean Surface Layer. *J. Phys. Oceanogr.* 24, 2546–2559. doi:[10.1175/1520-0485\(1994\)024<2546:MWETIT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1994)024<2546:MWETIT>2.0.CO;2).
- Cucco, A., Sinerchia, M., Ribotti, A., Olita, A., Fazioli, L., Perilli, A., Sorgente, B., Borghini, M., Schroeder, K., Sorgente, R., 2012. A high-resolution real-time forecasting system for predicting the fate of oil spills in the Strait of Bonifacio (western Mediterranean Sea). *Mar. Poll. Bull.* 64, 1186–1200.
- Curcic, M., Chen, S.S., Özgökmen, T.M., 2016. Hurricane-induced ocean waves and stokes drift and their impacts on surface transport and dispersion in the Gulf of Mexico. *Geophys. Res. Lett.* 43, 2773–2781. doi:[10.1002/2015GL067619](https://doi.org/10.1002/2015GL067619).
- Cyr, F., 2014. Mélange turbulent dans l'estuaire du saint-laurent. Thèse, Université du Québec à Rimouski .
- Daewel, U., Schrum, C., Gupta, A.K., 2015. The predictive potential of early life stage models (IBMs): An example for Atlantic cod *Gadus morhua* in the North Sea. *Mar. Ecol. Prog. Series* 534, 199–219. doi:[10.3354/meps11367](https://doi.org/10.3354/meps11367).
- Daniel, P., Jan, G., Cabioc'h, F., Landau, Y., Loiseau, E., 2002. Drift modeling of cargo containers. *Spill Science and Technology Bulletin* 7, 279–288. doi:[10.1016/S1353-2561\(02\)00075-0](https://doi.org/10.1016/S1353-2561(02)00075-0).
- Daniel, P., Marty, F., Josse, P., 2003. Calibration of a Lagrangian Transport Model Using Drifting Buoys Deployed during the Prestige Oil Spill. *International Oil Spill* .
- Danilo, C., 2009. Évaluation des courants de surface océanique au moyen d'un radar à ouverture synthétique. Ph.D. thesis. Université de Bretagne occidentale - Brest.
- D'Asaro, E., Lee, C., Rainville, L., Harcourt, R., Thomas, L., 2011. Enhanced turbulence and energy dissipation at ocean fronts. *Science* 332(6027), 318–322. doi:[10.1126/science.1201515](https://doi.org/10.1126/science.1201515).

- Davidson, F., Allen, A., Brassington, G., Breivik, Ø., Daniel, Ø., Kamachi, M. and Sato, S., King, B., Lefevre, F., Sutton, M., Kaneko, H., 2009. Applications of GODAE ocean current forecasts to search and rescue and ship routing. *Environ. Sci. Tech.* 3, 176–181.
- De Dominicis, M., Falchetti, S., Trotta, F., Pinardi, N., Giacomelli, L., Napolitano, E., Fazioli, L., et al., 2014. A Relocatable Ocean Model in Support of Environmental Emergencies. *Ocean Dyn.* 64, 667–688.
- De Dominicis, M., Leuzzi, G., Monti, P., Pinardi, N., Poulain, P.M., 2012. Eddy diffusivity derived from drifter data for dispersion model applications. *Ocean Dyn.* 62, 1381–1398. doi:[10.1007/s10236-012-0564-2](https://doi.org/10.1007/s10236-012-0564-2).
- De Dominicis, M., Pinardi, N., Zodiatis, G., Archetti, R., 2013. MEDSLIK-II, a Lagrangian marine surface oil spill model for short-term forecasting – Part 2: Numerical simulations and validations. *Geosci. Model Dev.* 6, 1871–1888.
- De Dominicis, M., Pinardi, N., Zodiatis, G., Lardner, R., 2013. Medslik-ii, a lagrangian marine surface oil spill model for short-term forecasting – part 1: Theory. *Geosci. Model Dev.* 6, 1851–1869.
- Didier, D., Baudry, D., Bernatchez, Dumont, D., Sadegh, M., Bismuth, E., Bandet, M., Dugas, S., Sévigny, C., 2019. Programme de mesure et de modélisation de la morphodynamique de l'érosion et de la submersion côtière dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent (MODESCO). *J. Flood Risk Management* 12 (Suppl. 1):e12505.
- Dobler, D., Huck, T., Maes, C., Grima, N., Blanke, B., Martinez, E., Arduin, F., 2019. Large impact of Stokes drift on the fate of surface floating debris in the South Indian Basin. *Mar. Poll. Bull.* 148, 202–209.
- Donelan, M.A., 1998. Air-water exchange processes. physical processes in lakes and oceans. J. Imberger, Ed., *Amer. Geophys. Union*, 18–36.
- Döös, K., 1995. Interocean exchange of water masses. *J. Geophys. Res.* 100, 13499–13514. doi:[10.1029/95JC00337](https://doi.org/10.1029/95JC00337).
- Döös, K., Meier, H.M., Döscher, R., 2004. The baltic haline conveyor belt or the overturning circulation and mixing in the baltic. *AMBIO: A Journal of the Human Environment* 33. doi:[10.1007/S13280-010-0119-Z](https://doi.org/10.1007/S13280-010-0119-Z).
- Döös, K., Rupolo, V., Brodeau, L., 2011. Dispersion of surface drifters and model-simulated trajectories. *Ocean Model.* 39, 301–310. doi:[10.1016/j.ocemod.2011.05.005](https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2011.05.005).
- Downing, N., Roberts, C., 1993. Has the gulf war affected coral reefs of the northwestern gulf? *Mar. Poll. Bull.* 27, 149–156.
- Drivdal, M., Broström, G., Christensen, K.H., 2014. Wave-induced mixing and transport of buoyant particles: Application to the Statfjord. *Ocean Sci.* 10(6), 977–991.

- Dumont, D., Grant, C., Schloss, I.R., 2016. Encadrer l'exploitation des hydrocarbures extracôtiers, in: Archambault, P., R, S.I., Grant, C., S, P. (Eds.), Les hydrocarbures dans le golfe du Saint-Laurent: Enjeux sociaux, économiques et environnementaux. Notre Golfe, Rimouski. chapter 8, p. 324.
- Dumont, D., Nicot, P., Chavanne, C., Tamtare, T., Bourgault, D., Bandet, M., Senneville, S., Caveen, J., Neumeier, U., 2019. Track of gps very-near surface drifters (2014-2015) in the estuary and gulf of st. lawrence, canada. PANGAEA 37, 313–351.
- Durgadoo, J.V., Biastoch, A., New, A.L., Rühls, S., Nurser, A.J., Drillet, Y., Bidlot, J.R., 2019. Strategies for simulating the drift of marine debris. J. Oper. Oceanogr. doi:[10.1080/1755876X.2019.1602102](https://doi.org/10.1080/1755876X.2019.1602102).
- Dussol, A., Chavanne, C., Dumont, D., 2019. Wave-induced stokes drift measurement by high-frequency radars: Preliminary results, in: 2019 IEEE/OES Twelfth Current, Waves and Turbulence Measurement (CWTM), pp. 1–6. doi:[10.1109/CWTM43797.2019.8955276](https://doi.org/10.1109/CWTM43797.2019.8955276).
- Edson, J.B., Fairall, C.W., 1994. Spray droplet modeling: 1. lagrangian model simulation of the turbulent transport of evaporating droplets. J. Geophys. Res. 99, 25295–25311.
- Eide, M.S., Endresen, Ø., Breivik, Ø., Brude, O.W., Ellingsen, I.H., RØoang, K., J., H., Brett, P.O., 2007. Applications of GODAE ocean current forecasts to search and rescue and ship routing. Mar. Poll. Bull. 54, 1619–1633.
- Ekman, V.W., 1905. On the influence of the Earth's rotation on ocean currents. Ark. Mat. Astr. Fys 2, 1–36.
- Elipot, S., Gille, S.T., 2009. Ekman layers in the Southern Ocean: Spectral models and observations, vertical viscosity and boundary layer depth. Ocean Sci. 5, 115–139. doi:[10.5194/os-5-115-2009](https://doi.org/10.5194/os-5-115-2009).
- Elliott, A.J., 2004. A probabilistic description of the wind over liverpool bay with application to oil spill simulations. Estuar. Coastal Shelf Sci. 61, 569–581.
- Elliott, A.J., Hurford, N., Penn, C.J., 1986. Shear diffusion and the spreading of oil slicks. Mar. Pollut. Bull. 17, 308–313.
- Emery, B.M., Washburn, L., Harlan, J.A., 2004. Evaluating radial current measurements from CODAR high-frequency radars with moored current meters. J. Atmos. Ocean. Tech. 21, 1259–1271. doi:[10.1175/1520-0426\(2004\)021<1259:ERCMFC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(2004)021<1259:ERCMFC>2.0.CO;2).
- Explore, I. (Ed.), 2005. Wave-induced drift and mixing. doi:[10.1109/OCEANSE.2005.1513147](https://doi.org/10.1109/OCEANSE.2005.1513147).
- Falco, P., Griffa, A., Poulain, P.M., Zambianchi, E., 2000. Transport properties in the Adriatic Sea as deduced from drifter data. J. Phys. Oceanogr. 30(8), 2055–2071.

- Farquharson, W.I., 1970. Tides, tidal streams and currents in the Gulf of St. Lawrence. AOL Rep. 1970-5, Bedford Inst. Oceanogr Dartmouth, N.S., 145 p 106, 105–121.
- Fernandez, D.M., Vesecky, J.F., Teague, C.C., 1996. Measurements of upper ocean surface current shear with high-frequency radar. *J. Geophys. Res.* 101, 28615–28625. doi:[10.1029/96JC03108](https://doi.org/10.1029/96JC03108).
- Fletcher, J., 2008. Physical processes impacting passive particle dispersal in the upper florida keys. *Cont. Shelf Res.* 28, 1261–1272.
- Fraser, C.I., Morrison, A.K., Hogg, A.M., Macaya, E.C., van Sebille, E., Ryan, P.G., Padovan, A., Jack, C., Valdivia, N., Waters, J.M., 2018. Antarctica’s ecological isolation will be broken by storm-driven dispersal and warming. *Nature Clim. Change* doi:<https://doi.org/10.1038/s41558-018-0209>.
- Gagnon, M., Bergeron, P., Leblanc, J., Siron, R., 1997. Synthèse des connaissances sur les aspects physiques et chimiques de l’eau et des sédiments du golfe du saint-laurent et de la baie des chaleurs. Technical report, Ministère des Pêches et des Océans—Région Laurentienne. *Conservation de l’environnement, Centre Saint-Laurent* 28(2), 230–240.
- Garraffo, Z., Mariano, A.J., Griffa, A., Veneziani, C., Chassignet, E., 2001. Lagrangian data in a high resolution numerical simulation of the North Atlantic. I: Comparison with in situ drifter data. *J. Mar. Sys.* 29, 157–176.
- Garrett, C., 1976. Generation of langmuir circulations by surface waves – a feedback mechanism. *J. Mar. Res* 34, 117–130.
- Gästgifvars, M., Lauri, H., Sarkanen, A., Myrberg, K., Andrejev, O., Ambjörn, C., 2006. Modelling surface drifting of buoys during a rapidly moving weather front in the Gulf of Finland, Baltic Sea. *Estuar. Coast. Shelf Sci.* 70, 567–576.
- Gästgifvars, M., Lauri, H., Sarkanen, A., Myrberg, K., Andrejev, O., Ambjörn, C., 2006. Modelling surface drifting of buoys during a rapidly-moving weather front in the Gulf of Finland, Baltic Sea. *Estuarine Coast. Shelf Sci.* 70, 567–576.
- Gerbi, G.P., Trowbridge, J.H., Terray, E.a., Plueddemann, A.J., Kukulka, T., 2009. Observations of Turbulence in the Ocean Surface Boundary Layer: Energetics and Transport. *J. Phys. Oceanogr.* 39, 1077–1096. doi:[10.1175/2008JPO4044.1](https://doi.org/10.1175/2008JPO4044.1).
- Gildor, H., Fredj, E., Steinbuck, J., Monismith, S., 2009. Evidence for submesoscale barriers to horizontal mixing in the ocean from current measurements and aerial photographs. *J. Phys. Oceanogr.* 39(8), 1975–1983. doi:[10.1175/2009JPO4116.1](https://doi.org/10.1175/2009JPO4116.1).
- Godin, G., 1979. La marée dans le Golfe et l’Estuaire du Saint-Laurent. *Nat. Can.* 106, 105–121.

- Gomez Gesteira, J., Dauvin, J.C., 2000. Amphipods are good bioindicators of the impact of oil spills on soft-bottom macrobenthic communities. *Mar. Poll. Bull.* 40, 1017–1027.
- Gonella, J., 1972. A rotary-component method for analysing meteorological and oceanographic vector time series. *Deep-Sea Res.* 19, 833–846. doi:[10.1016/0011-7471\(72\)90002-2](https://doi.org/10.1016/0011-7471(72)90002-2).
- Gonzalez, J.J., Vinas, L., Franco, M.A., Fumega, J., Soriano, J.A., Grueiro, G., Muniategui, S., Lopez-Mahia, P., Prada, D., Bayona, J.M., Alzaga, R., Albaiges, J., 2006. Spatial and temporal distribution of dissolved/dispersed aromatic hydrocarbons in seawater in the area affected by the prestige oil spill. *Mar. Poll. Bull.* 53, 250–259.
- Graber, H.C., Haus, B.K., Chapman, R.D., Shay, L.K., 1997. HF radar comparisons with moored estimates of current speed and direction: Expected differences and implications. *J. Geophys. Res.* 102 C8:187, 749–766.
- Grant, A.L.M., Belcher, S., 2009. Characteristics of langmuir turbulence in the ocean mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.* 6, 1871–1887.
- Gregory, M.R., 2009. Environmental implications of plastic debris in marine settings-entanglement, ingestion, smothering, hangers-on, hitch-hiking and alien invasions. *Phil. Trans. R. Soc. B* 364, 2013–2025.
- Gregory, M.R., Ryan, P.G., 1997. Pelagic plastics and other seaborne persistent synthetic debris : a review of Southern Hemisphere perspectives. In : Coe, J. M., Rogers D. B. (Eds.), *Marine Debris—Sources, Impacts and Solutions*, Springer-Verlag, New York.
- Gross, M., 1993. *Oceanography: A view of the Earth*. Ment Publishing Company, A Bell and Howell Co., Columbus, Ohio.
- Hackett, B., Breivik, Ø., Wettre, C., 2006. Forecasting the drift of objects and substances in the oceans, in: Chassignet, E.P., Verron, J. (Eds.), *Ocean Weather Forecasting: An Integrated View of Oceanography*. Springer Netherlands, pp. 507–523. doi:[10.1007/1-4020-4028-8_23](https://doi.org/10.1007/1-4020-4028-8_23).
- Halpern, B.S., Walbridge, S., Selkoe, K.A., Kappel, C.V., Micheli, F., d'Agrosa, C., Bruno, J.F., Casey, K.S., Elbert, C., Fox, H.E., Fujita, R., Heinemann, D., Lenihan, H.S., Madin, E.M.P., Perry, M.T., Selig, E.R., Spalding, M., Steneck, R., Watson, R., 2008. A global map of human impact on marine ecosystems. *Science* 319, 948–952.
- Hasselmann, K., 1970. Wave-driven inertial oscillations. *Geosci. Model Dev.* 1, 463–502.
- Havens, H., Luther, M.E., Meyers, S.D., Heil, C.A., 2010. Lagrangian particle tracking of a toxic dinoflagellate bloom within the Tampa Bay estuary. *Mar. Poll. Bull.* 60, 2233–2241.

- Haza, A.C., Ozgökmen, T.M., Griffa, A., Garraffo, Z.D., Piterbarg, L., 2012. Parameterization of particle transport at submesoscales in the Gulf Stream region using Lagrangian subgridscale models. *Ocean Model.* 42, 31–49. doi:[10.1007/s10236-010-0301-7](https://doi.org/10.1007/s10236-010-0301-7).
- Haza, A.C., Ozgökmen, T.M., Griffa, A., Molcard, A., Poulain, P.M., Peggion, G., 2010. Transport properties in small-scale coastal flows: relative dispersion from VHF radar measurements in the Gulf of La Spezia. *Ocean Dyn.* 60, 861–882. doi:[10.1007/s10236-010-0301-7](https://doi.org/10.1007/s10236-010-0301-7).
- Hemmer, M., Barron, M., Greene, R., 2011. Comparative toxicity of eight oil dispersants, louisiana sweet crude oil (lsc), and chemically dispersed lsc to two aquatic test species. *Environ. Toxicol. Chem.* 30, 2244–2252.
- Henry, L.A., Mayorga-Adame, C.G., Fox, A.D., Polton, J.A., Ferris, J.S., McLellan, F., McCabe, C., Kutti, T., Roberts, M.J., 2018. Ocean sprawl facilitates dispersal and connectivity of protected species. *Sci. Reports* 8.
- Holbrook, J.R., Frisch, A.S., 1981. A comparison of near-surface CODAR and VACM measurements in the Strait of Juan de Fuca, August 1978. *J. Geophys. Res.* 86, 10908–10912.
- Huang, N.E., 1979. On surface drift currents in the ocean. *J. Fluid Mech.* 91, 191–208. doi:[10.1017/S0022112079000112](https://doi.org/10.1017/S0022112079000112).
- Huntley, H.S., Lipphardt, B.L., Kirwan, A.D., 2011. Lagrangian predictability assessed in the East China Sea. *Ocean Model.* 36, 163–178. doi:[10.1016/j.ocemod.2010.11.001](https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2010.11.001).
- Hurlburt, H.E., Hogan, P.J., 2000. Impact of 1/8 ° to 1/64 ° resolution on gulf stream model-data comparisons in basin-scale subtropical atlantic ocean models. *Dyn. Atmos. Ocean.* 32, 283–329.
- Hussain, T., Gondal, M., 2008. Monitoring and assessment of toxic metals in gulf war oil spill contaminated soil using laser-induced breakdown spectroscopy. *Environ Monit Assess* 136, 391–399.
- de la Huz, R., Lastra, M., Junoy, J., Castellanos, C., Viéitez, J., 2005. Biological impacts of oil pollution and cleaning in the intertidal zone of exposed sandy beaches: Preliminary study of the prestige oil spill. *Estuar. Coast. Shelf. Sci.* 65, 19–29.
- Ivichev, I., Hole, R.L., Karlin, L., Wettre, C., Röhrs, J., 2012. Comparison of Operational Oil Spill Trajectory Forecasts with Surface Drifter Trajectories in the Barents Sea. *Geol. Geosci.* 1, 105.
- Iwasaki, S., Isobe, A., Kako, S., Uchida, K., Tokai, T., 2017. Fate of microplastics and mesoplastics carried by surface currents and wind waves: A numerical model approach in the Sea of Japan. *Mar. Poll. Bull.* 121, 85–96.

- Jenkins, A.D., 1989. The use of a wave prediction model for driving a near-surface current model. *Deutsche Hydrographische Zeitschrift* 42, 133–149. doi:[10.1007/BF02226291](https://doi.org/10.1007/BF02226291).
- Jens, M.ü., Badewien, T.H., Garaba, S.P., Wolff, J.O., 2019. A State-of-the-Art Compact Surface Drifter Reveals Pathways of Floating Marine Litter in the German Bight. *Front. Mar. Sci* 6(58), 127–137. doi:[10.3389/fmars.2019.00058](https://doi.org/10.3389/fmars.2019.00058).
- Johansen, O., . particle in fluid model for simulation of oil drift and spread, part i. Oceanographic Center, Sintef .
- Jones, C.E., Dagestad, K.F., Breivik, Ø., Holt, B., Röhrs, J., Christensen, K.H., Espeseth, M., Brekke, C., Skrunes, S., 2016. *J. Geophys. Res.* *J. Geophys. Res.* , 3372–3380doi:[10.1002/2015JC011421](https://doi.org/10.1002/2015JC011421).Received.
- Jorda, G., Comerma, E., Bolaños, R., Espino, M., 2005. Impact of forcing errors in the camcat oil spill forecasting system.a sensitivity study. *J. Mar. Sys.* 65, 134–157.
- Kako, S., Isobe, A., Yoshioka, S., Chang, P.H., Matsuno, T., Kim, S.H., Lee, J.S., 2010. Technical issues in modeling surface-drifter behavior on the east china sea shelf, *Journal of Oceanography.* *J. Geophys. Res.* 66, 161–174.
- Kamli, E., 2014. Étude de la performance des radars hautes-fréquences CODAR et WERA pour la mesure des courants marins en présence partielle de glace de mer. Maîtrise en océanographie. Université du Québec à Rimouski, Institut des sciences de la mer de Rimouski.
- Kantha, L.H., Clayson, C.A., 2004. On the effect surface gravity waves on mixing in the oceanic mixed layer. *Ocean Modelling* 6, 101–124.
- Kaplan, D.M., Largier, J.L., Botsford, L.W., 2005. HF radar observations of surface circulation off Bodega Bay (northern California, USA). *J. Geophys. Res.* 110, C10020. doi:[10.1029/2005JC002959](https://doi.org/10.1029/2005JC002959).
- Kenyon, K.E., 1969. Stokes Drift for Random Gravity Waves. *J. Geophys. Res.* 74, 6991–6994.
- Kjell, S., Johansen, Ø., 2004. Statmap—a 3-dimensional model for oil spill risk assessment. *Environ. Model. Softw.* 19, 727–737.
- Kjellsson, J., Döös, K., 2012. Surface drifters and model trajectories in the Baltic Sea. *Boreal Env. Res.* 17, 447–459.
- Klein, P., Hua, B.L., Lapeyre, G., Capet, X., LeGentil, S., Sasaki, H., 2008. Upper ocean turbulence from high 3-D resolution simulations. *Journal of Physical Oceanography* 38.
- Klein, P., Lapeyre, G., 2009. The Oceanic Vertical Pump Induced by Mesoscale and Submesoscale Turbulence. *Ann. Rev. Mar. Sci.* 1, 351–375.

- Korotenko, K.A., Bowman, M.J., Dietrich, D.E., 2010. High-resolution numerical model for predicting the transport and dispersal of oil spilled in the black sea. *Terr. Atmos. Ocean. Sci.* 21, 123–136. doi:[10.3319/TAO.2009.04.24.01\(IWNOP\)](https://doi.org/10.3319/TAO.2009.04.24.01(IWNOP)).
- Koszalka, I., LaCasce, J.H., Orvik, K.a., 2009. Relative dispersion in the Nordic Seas. *J. Mar. Res.* 67, 411–433. doi:[10.1357/002224009790741102](https://doi.org/10.1357/002224009790741102).
- Koutitonsky, V.G., Bugden, G.L., . the physical oceanography of the gulf of st. lawrence : a review with emphasis on the synoptic variability of the motion. *Publ. Fish. Aquat. Sci.* , 57–90.
- Kundu, P.K., 1976. Ekman Veering Observed near the Ocean Bottom. *J. Phys. Oceanogr.* 6, 238–242. doi:[10.1175/1520-0485\(1976\)006<0238:EVONTO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1976)006<0238:EVONTO>2.0.CO;2).
- LaCasce, J.H., 2008. Statistics from Lagrangian observations. *Prog. Oceanogr.* 77, 1–29.
- LaCasce, J.H., Ohlmann, C., 2003. Relative dispersion at the surface of the Gulf of Mexico. *J. Mar. Res.* 61(3), 285–312.
- Lapeyre, G., Klein, P., 1996. Intensive surveys of the Azores Front 2. Inferring the geostrophic and vertical velocity fields. *J. Geophys. Res.* 101, 16291–16303.
- Lapeyre, G., Klein, P., 2006. Impact of the small-scale elongated filaments on the oceanic vertical pump. *J. Mar. Res.* 64, 835–851.
- Law-chune, S., 2012. Apport de l’océanographie opérationnelle à l’amélioration de la prévision de dérive océanique dans le cadre des opérations de recherche et de sauvetage en mer et de lutte contre les pollutions marines. Ph.D. thesis. Université de Paul Sabatier - Toulouse III.
- Laws, K., 2001. Measurements of near surface ocean currents using HF radar. Ph.D. thesis. University of California, Santa Cruz.
- Laxague, N.J.M., özgökmen, T.M., Haus, B.K., Novelli, G., Shcherbina, A., Sutherland, P., Guigand, C.M., Lund, B., Mehta, S., Alday, M., Molemaker, J., 2017. Observations of Near-Surface Current Shear Help Describe Oceanic Oil and Plastic Transport. *Geophys. Res. Lett.* 45, 245–249.
- Laxague, N.J.M., özgökmen, T.M., Haus, B.K., Novelli, G., Shcherbina, A., Sutherland, P., Guigand, C.M., Lund, B., Mehta, S., Alday, M., Molemaker, J., 2018. Observations of Near-Surface Current Shear Help Describe Oceanic Oil and Plastic Transport. *Geophys. Res. Lett.* 45, 245–249.
- Lepparanta, M., 2011. *The Drift of Sea Ice*. 2nd edition ed., Springer Praxis Books. Springer, Berlin, Heidelberg. doi:[10.1007/978-3-642-04683-4](https://doi.org/10.1007/978-3-642-04683-4).

- Lequeux, B.D., Ahumada-Sempoal, M.A., López-Pérez, A., Reyes-Hernández, C., 2018a. Coral connectivity between equatorial eastern Pacific marine protected areas: A biophysical modeling approach. *PLoS ONE* 13, e0202995.
- Lequeux, B.D., Ahumada-Sempoal, M.A., López-Pérez, A., Reyes-Hernández, C., 2018b. Coral connectivity between equatorial eastern Pacific marine protected areas: A biophysical modeling approach. *PLoS ONE* 13, e0202995.
- Lévy, M., Klein, P., Tréguier, A.M., Iovino, D., Madec, G., Masson, S., Takahashi, K., 2010. Modifications of gyre circulation by sub-mesoscale physics. *Ocean Modelling* 34, 1–15.
- Lewis, D.M., Belcher, S.E., 2004. Time-dependent, coupled, Ekman boundary layer solutions incorporating Stokes drift. *Dyn. Atmos. Oceans* 37, 313–351.
- Li, S., Li, M., Gerbi, G.P., Song, J.B., 2013. Roles of breaking waves and Langmuir circulation in the surface boundary layer of a coastal ocean. *J. Geophys. Res.* 118, 5173–5187. doi:[10.1002/jgrc.20387](https://doi.org/10.1002/jgrc.20387).
- Lin, J.T., 1972. Relative dispersion in the Enstrophy-Cascading Inertial Range of homogeneous Two-Dimensional Turbulence. *J. Atmos. Sci.* 29, 394–396.
- Liu, Y., Weisberg, R.H., 2011. Evaluation of trajectory modeling in different dynamic regions using normalized cumulative Lagrangian separation. *J. Geophys. Res.* 116, 1–13. doi:[10.1029/2010JC006837](https://doi.org/10.1029/2010JC006837).
- Lombardo, C.P., Gregg, M.C., 1989. Similarity scaling of viscous and thermal dissipation in a convecting surface boundary layer. *J. Geophys. Res.* 94, 6273–6284.
- Longuet-Higgins, M.S., 1953. Mass transport in water waves. *Phil. Trans. R. Soc.* 620, 535–581.
- Lu, Y., Thompson, K.R., Wright, D.G., 2001. Tidal currents and mixing in the gulf of st. lawrence: an application of the incremental approach to data assimilation. *Can. J. Fish. Aquat. Sci.* 58, 723–735.
- Lumpkin, R., Elipot, S., 2010. Surface drifter pair spreading in the North Atlantic. *J. Geophys. Res.* 115, C12017. doi:[10.1029/2010JC006338](https://doi.org/10.1029/2010JC006338).
- Lynge, B.K., Berntsen, J., Gjevik, B., 2010. Numerical studies of dispersion due to tidal flow through Moskstraumen, northern Norway. *Ocean Dyn.* 60, 907–920. doi:[10.1007/s10236-010-0309-z](https://doi.org/10.1007/s10236-010-0309-z).
- Lévy, M., Resplandy, L., Klein, P., Capet, X., Iovino, D., Ethé, C., 2012. Grid degradation of submesoscale resolving ocean models: Benefits for offline passive tracer transport. *Ocean Model.* 48, 1–9. doi:[10.1126/science.1260062](https://doi.org/10.1126/science.1260062).

- Mahadevan, A., Archer, D., 2000. Modeling the impact of fronts and mesoscale circulation on the nutrient supply and biogeochemistry of the upper ocean. *J. Geophys. Res.* 105, 1209–1225.
- Mahadevan, A., Tandon, A., 2006. An analysis of mechanisms for submesoscale vertical motion at ocean fronts. *Ocean Model.* 14(3-4), 241–256. doi:[10.1016/j.ocemod.2006.05.006](https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2006.05.006).
- Mailhot, J., Bélair, S., Lefaivre, L., Bilodeau, B., Desgagné, M., Girard, C., Glazer, A., Leduc, A.M., Méthot, A., Patoine, A., et al., 2006. The 15-km version of the canadian regional forecast system. *Atmos. Ocean* 44, 133–149.
- Manning, J.P., Churchill, J.H.F., 2006. Estimates of dispersion from clustered-drifter deployments on the southern flank of Georges Bank. *Deep-Sea Res. II* 53, 2501–2519.
- Mansui, J., 2015. Observation et modélisation des macro-déchets en mer Méditerranée, de la large échelle aux échelles côtière et littorale. Ph.D. thesis. Océanographie. Université de Toulon.
- Mao, Y., Heron, M.L., 2008. The Influence of Fetch on the Response of Surface Currents to Wind Studied by HF Ocean Surface Radar. *J. Phys. Oceanogr.* 38, 1107–1121. doi:[10.1175/2007JPO3709.1](https://doi.org/10.1175/2007JPO3709.1).
- Martin, A.P., Richards, K.J., 2001. Mechanisms for vertical nutrient transport within a North Atlantic mesoscale eddy, Part II. *Deep-Sea Res.* 48(4-5), 757–773. doi:[org/10.1016/S0967-0645\(00\)00096-5](https://doi.org/10.1016/S0967-0645(00)00096-5).
- MASÓ, M., GARCÉS, E., PAGÈS, F., CAMP, J., 2003. Drifting plastic debris as a potential vector for dispersing Harmful Algal Bloom (HAB) species. *Sci. Mar.* 67(1), 107–111.
- Maßmann, S., Janssen, F., Tborger, B., Komo, H., Kleine, E., Menzenhauer-Schumacher, I., Dick, S., 2014. Operational ocean forecasting for German coastal waters. *Küste* 81, 273–290.
- Mayorga–Adame, G.C., Batchelder, H.P., Spitz, Y.H., 2017. Modeling Larval Connectivity of Coral Reef Organisms in the Kenya-Tanzania Region. *Frontiers Mar. Sci.* 4, 92.
- McClean, J., Poulain, P., Pelton, J., Maltrud, M., 2002. Eulerian and Lagrangian statistics from surface drifters and a high-resolution POP simulation in the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* 32, 2472–2491. doi:[10.1175/1520-0485-32.9.2472](https://doi.org/10.1175/1520-0485-32.9.2472).
- McWilliams, J.C., 2008. Fluid dynamics at the margin of rotational control. *Environ. Fluid Mech.* 8, 441–449.
- McWilliams, J.C., 2016. Submesoscale currents in the ocean. *Proc. R. Soc. A* 472: 20160117. doi:<http://dx.doi.org/10.1098/rspa.2016.0117>.

- McWilliams, J.C., Sullivan, P.P., 2000. Vertical mixing by langmuir circulations. *Spill Sci. Technol.* 6, 225–237.
- Mellor, G.L., Yamada, T., 1974. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.* 31, 1791–1806.
- Mensa, J.A., Timmermans, M.L., Kozlov, I.E., Williams, W.J., Ozgökmen, T.M., 2018. Surface drifter observations from the Arctic Ocean's Beaufort Sea: Evidence for submesoscale dynamics. *J. Geophys. Res.* 123, 2635–2645. doi:[org/10.1002/2017JC013728](https://doi.org/10.1002/2017JC013728).
- Mertz, G., El-Sabh, M.I., Koutitonsky, V.G., 1988a. Wind-driven motions at the mouth of the lower St. Lawrence estuary. *Atmos-Ocean* 26, 509–523.
- Mertz, G., El-Sabh, M.I., Proulx, D., Condal, A.R., 1988. Instability of a buoyancy-driven coastal jet: The Gaspé Current and its St. Lawrence precursor. *J. Geophys. Res.* 93, 6885–6893. doi:[10.1029/JC093iC06p06885](https://doi.org/10.1029/JC093iC06p06885).
- Mertz, G., Gratton, Y., Gagné, J.A., 1990. Properties of unstable waves in the lower St. Lawrence Estuary. *Atmos. Ocean* 28(2), 230–240.
- Monismith, S.G.a., 2004. A note on the potential transport of scalars and organisms by surface waves. *Limnol. Oceanogr.* 49(4), 1214–1217.
- Nikurashin, M., Vallis, G.K., Adcroft, A., 2013. Routes to energy dissipation for geostrophic flows in the Southern Ocean. *Nat. Geosci.* 6, 48–51.
- Ning, L., Zhihua, M., Qinghe, Z., 2010. The impact of physical processes on pollutant transport in Hangzhou Bay. *J. Oceanol. Limnol.* 27, 266–276.
- Novelli, G., Guigand, C., Cousin, C., Ryan, E., Laxague, N., Dai, H.N.J.M., 2017. A biodegradable surface drifter for ocean sampling on a massive scale. *J. Atmos. Ocean. Tech.* 34, 2509–2523. doi:[10.1063/1.3554313](https://doi.org/10.1063/1.3554313).
- Ohlmann, C., White, P., Washburn, L., Terrill, E., Emery, B., Otero, M., 2007. Interpretation of coastal HF radar-derived surface currents with high-resolution drifter data. *J. Atmos. Ocean. Tech.* 24, 666–680. doi:[10.1175/JTECH1998.1](https://doi.org/10.1175/JTECH1998.1).
- Ohlmann, J.C., Lacasce, J.H., Washburn, L., Mariano, A.J., Emery, B., 2012. Relative dispersion observations and trajectory modeling in the Santa Barbara Channel. *J. Geophys. Res.* 117, 1–14. doi:[10.1029/2011JC007810](https://doi.org/10.1029/2011JC007810).
- Ohshima, K.I., 2008. Particle tracking experiments on a model of the okhotsk sea: Toward oil spill simulation. *J. Oceanogr.* 64, 103–114.
- Ollitrault, M., Gabillet, C., De Verdière, A.C., 2005. Open ocean regimes of relative dispersion. *J. Fluid Mech.* 533, 381–407.

- Omand, M.M., Asaro, E.A.D., Lee, C.M., Perry, M.J., Briggs, N., Cetini, I., Mahadevan, A., 2015. Eddy-driven subduction exports particulate organic carbon from the spring bloom: Supplementary Materials. *Science* 348, 1–35. doi:[10.1126/science.1260062](https://doi.org/10.1126/science.1260062).
- Onink, V., Wichmann, D., Delandmeter, P., van Sebille, E., 2019. The Role of Ekman Currents, Geostrophy, and Stokes Drift in the Accumulation of Floating Microplastic. *J. Geophys. Res.* 124, 1474–1490.
- Osborne, A.R., Kirwan, A.D., Provenzale, A., Bergamasco, L., 1989. Fractal drifter trajectories in the Kuroshio extension. *Tellus A* 41(5), 416–435. doi:[10.1111/j.1600-0870.1989.tb00392.x](https://doi.org/10.1111/j.1600-0870.1989.tb00392.x).
- Ozgökmen, T.M., Griffa, A., Mariano, A.J., Piterbarg, L.I., 2000. On the Predictability of Lagrangian Trajectories in the Ocean. *J. Atmos. Ocean. Tech.* 17, 366–383.
- Paduan, J.D., Rosenfeld, L.K., 1996. Remotely sensed surface currents in Monterey Bay from shore-based HF radar (Coastal Ocean Dynamics Application Radar). *J. Geophys. Res.* 101, 20669. doi:[10.1029/96JC01663](https://doi.org/10.1029/96JC01663).
- Paris, C.B., Le Hénaff, M., Aman, Z.M., Subramaniam, A., Helgers, J., Wang, D.P., Kourafalou, V.H., Srinivasan, A., 2012. Evolution of the Macondo Well Blowout: Simulating the Effects of the Circulation and Synthetic Dispersants on the Subsea Oil Transport. *Environ. Sci. Technol.* 46, 13293–13302.
- Pattison, M.J., Belcher, S.E., 1996. Production rates of seaspray droplets. *J. Geophys. Res.* 104, 18 397–18 407.
- Pattison, M.J., Belcher, S.E., 1999. Production rates of seaspray droplets. *J. Geophys. Res.* 104, 18 397–18 407.
- Pawlowicz, R., Beardsley, B., Lentz, S., 2002. Classical tidal harmonic analysis including error estimates in MATLAB using T_TIDE. *Computers Geosci.* 28, 929–937.
- Perrie, W., Tang, C.L., Hu, Y., DeTracy, B.M.B., 2003. The impact of waves on surface currents. *J. Phys. Oceanogr.* 33, 2126–2140. doi:[10.1175/1520-0485\(2003\)033<2126:TIOWOS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2003)033<2126:TIOWOS>2.0.CO;2).
- Phillips, O.M., 1977. *Atmosphere-ocean dynamics*. 336pp., Cambridge University Press, New York .
- Poje, A.C., Ozgökmen, T.M., Bogucki, D.J., Kirwan, J.A.D., 2017. Evidence of a forward energy cascade and Kolmogorov self-similarity in submesoscale ocean surface drifter observations. *Phys. Fluids* 29, 020701.

- Poje, A.C., Ozgökmen, T.M., Lipphardt, B.L., Haus, B.K., Ryan, E.H., Haza, A.C., Jacobs, G.A., Reniers, A.J.H.M., Olascoaga, M.J., Novelli, G., Griffa, A., Beron-Vera, F.J., Chen, S.S., Coelho, E., Hogan, P.J., Kirwan, A.D., Huntley, H.S., Mariano, A.J., 2014. Submesoscale dispersion in the vicinity of the Deepwater Horizon spill. *Proc. Nat. Academy Sci.* 111, 12693–12698. doi:[10.1063/1.3554313](https://doi.org/10.1063/1.3554313).
- Polton, J.A., Lewis, D.M., Belcher, S.E., 2005. The Role of Wave-Induced Coriolis–Stokes Forcing on the Wind-Driven Mixed Layer. *J. Phys. Oceanogr.* 35, 444–457. doi:[10.1175/JPO2701.1](https://doi.org/10.1175/JPO2701.1).
- Price, J.F., Sundermeyer, M.A., 1999. Stratified Ekman layers. *J. Geophys. Res.* 104, 20467. doi:[10.1029/1999JC900164](https://doi.org/10.1029/1999JC900164).
- Price, J.M., Ji, Z.G., Reed, M., Marshall, C.F., Howard, M.K., Guinasso, N.L., Johnson, W.R., Rainey, G.B., 2003. Evaluation of an oil spill trajectory model using satellite-tracked, oil-spill-simulating drifters. United States Minerals Management Service 381 Elden Street, MS 4041, Herndon, VA 20170-4817, USA , 33–50.
- Price, J.M., Reed, M., Howard, Matthew K. and Johnson, W.R., Ji, Z.G., Marshall, C.F., Guinasso Jr, N.L., Rainey, G.B., 2006. Preliminary assessment of an oil-spill trajectory model using satellite-tracked, oil-spill-simulating drifters. *Environ. Model. Softw.* 21, 258–270.
- Pritchard, P.H., Mueller, J.G., Rogers, J.C., Kremer, F.V., Glaser, J.A., 1992. Oil spill bioremediation: experiences, lessons and results from the Exxon Valdez oil spill in Alaska. *Biodegradation* 3, 315–335.
- Putman, N.F., Lumpkin, R., Sacco, A.E., Mansfield, K.L., 2016. Passive drift or active swimming in marine organisms? *Proc. R. Soc. B* 283, 20161689.
- Ramirez-Llodra, E., De Mol, B., Company, J.B., Coll, M., Sardá, F., 2013. Effects of natural and anthropogenic processes in the distribution of marine litter in the deep Mediterranean Sea. *Progr. Oceanogr.* 118, 273–287.
- Rasclé, N., 2007. Impact of waves on the ocean circulation. Ph.D. thesis. Université de Bretagne occidentale - Brest. URL: <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00182250/>.
- Rasclé, N., Ardhuin, F., Queffelec, P., Croizé-Fillon, D., 2008. A global wave parameter database for geophysical applications. part 1: Wave-current-turbulence interaction parameters for the open ocean based on traditional parameterizations. *Ocean Model.* 25, 154–171. doi:[10.1016/j.ocemod.2008.07.006](https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2008.07.006).
- Rasclé, N., Ardhuin, F., Terray, E.A., 2006. Drift and mixing under the ocean surface: A coherent one-dimensional description with application to unstratified conditions. *J. Geophys. Res.* 111, C03016. doi:[doi:10.1029/2005JC003004](https://doi.org/10.1029/2005JC003004).

- Reed, M., Aamo, O.M., 1994. Real time oil spill forecasting during an experimental oil spill in the Arctic ice. *Spill Science and Technology Bulletin* 1(1), 69–77.
- Röhrs, J., Christensen, K.H., Hole, L.R., Broström, G., Drivdal, M., Sundby, S., 2012. Observation-based evaluation of surface wave effects on currents and trajectory forecasts. *Ocean Dyn.* 62, 1519–1533. doi:[10.1007/s10236-012-0576-y](https://doi.org/10.1007/s10236-012-0576-y).
- Röhrs, J., Christensen, K.H., Vikebø, F., Sundby, S., Saetra, Ø., Broström, G., 2014. Wave-induced transport and vertical mixing of pelagic eggs and larvae. *Limnol. Oceanogr.* 59, 1213–1227. doi:[10.4319/lo.2014.59.4.1213](https://doi.org/10.4319/lo.2014.59.4.1213).
- Röhrs, J., Sperrevik, A.K., Christensen, K.H., Broström, G., Breivik, Ø., 2015. Comparison of HF radar measurements with Eulerian and Lagrangian surface currents. *Ocean Dyn.* 65, 679–690. doi:[10.1007/s10236-015-0828-8](https://doi.org/10.1007/s10236-015-0828-8).
- Rudnick, D.L., Weller, R.A., 1993. Observations of Superinertial and Near-Inertial Wind-driven Flow. *J. Phys. Oceanogr.* 23, 2351–2359.
- Rupolo, V., Hua, B.L., Provenzale, A., Artale, V., 1996. Lagrangian velocity spectra at 700 m in the western North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.* 26(8), 1591–1607.
- Salazar, J.P.L.C., Collins, R., 2009. Two-particle dispersion in isotropic turbulent flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 41, 405–432.
- Sanderson, B.G., Booth, A.D., 1991. The fractal dimension of drifter trajectories and estimates of horizontal eddy-diffusivity. *Tellus A* 43(5), 334–349. doi:[10.1034/j.1600-0870.1991.t01-1-00008.x](https://doi.org/10.1034/j.1600-0870.1991.t01-1-00008.x).
- Sasaki, H., Klein, P., Qiu, B., Sasai, Y., 2014. Impact of oceanic-scale interactions on the seasonal modulation of ocean dynamics by the atmosphere. *Nature Comm.* 5, 1–8.
- Saucier, F.J., Chassé, J., 2000. Tidal circulation and buoyancy effects in the St. Lawrence Estuary. *Atmos. Ocean* 38, 505–556. doi:[10.1080/07055900.2000.9649658](https://doi.org/10.1080/07055900.2000.9649658).
- Saucier, F.J., Roy, F., Gilbert, D., Pellerin, P., Ritchie, H., 2003. Modeling the formation and circulation processes of water masses and sea ice in the Gulf of St. Lawrence, Canada. *J. Geophys. Res.* 108, 2501–2520. doi:[10.1029/2000JC000686](https://doi.org/10.1029/2000JC000686).
- Saucier, F.J., Roy, F., Senneville, S., Smith, G., Lefaivre, D., Zakardjian, B., Dumais, J.F., 2009. Modélisation de la circulation dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent en réponse aux variations du débit d'eau douce et des vents. *Revue des sciences de l'eau* 22, 159. doi:[10.7202/037480ar](https://doi.org/10.7202/037480ar).
- Shanks, A.L., MacMahan, J., Morgan, S.G., Reniers, A.J.H.M., Jarvis, M., Brown, J., Fujimura, A., Griesemer, C., 2015. Transport of larvae and detritus across the surf zone of a steep reflective pocket beach. *Mar. Ecol. Prog. Ser.* 528, 71–86.

- Shay, L.K., Cook, T.M., Peters, H., Mariano, A.J., Weisberg, R., An, P.E., Soloviev, A., Luther, M., 2002. Very high-frequency radar mapping of surface currents. *IEEE J. Ocean. Eng.* 27, 155–169. doi:[10.1109/JOE.2002.1002470](https://doi.org/10.1109/JOE.2002.1002470).
- She, J., Allen, I., Buch, E., Crise, A., Johannessen, J.A., Le Traon, P.Y., Lips, U., Nolan, G., Pinardi, N., Reißmann, J.H., Siddorn, J., Stanev, E., Wehde, H., 2016. Developing European operational oceanography for Blue Growth, climate change adaptation and mitigation, and ecosystem-based management. *Ocean Sci.* 12, 953–976.
- Siegel, A., Weiss, J.B., Toomre, J., McWilliams, J.C., Berloff, P.S., Yavneh, I., 2001. Eddies and vortices in ocean basin dynamics. *Geophys. Res. Lett.* 28, 3183–86.
- Singsaas, I., Daling, P.S., 1992. Meso-scale flume test for laboratory weathering of oil, in : Proceedings of the 158th arctic and marine oil spill program technical seminar. environment canada .
- Smith, G.C., Bélanger, J.M., Roy, F., Pellerin, P., Ritchie, H., Onu, K., Roch, M., Zadra, A., Colan, D.S., Winter, B., Fontecilla, J.S., Deacu, D., 2018. Impact of coupling with an ice-ocean model on global medium-range nwp forecast skill. *Mon. Weather Rev.* 146, 1157–1180. doi:[10.1175/MWR-D-17-0157.1](https://doi.org/10.1175/MWR-D-17-0157.1).
- Smith, G.C., Roy, F., Brasnett, B., 2013. Evaluation of an operational ice–ocean analysis and forecasting system for the gulf of st. lawrence. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 139, 419–433.
- Smith, G.C., Saucier, F.J., Straub, D., 2006. Formation and circulation of the cold intermediate layer in the Gulf of Saint Lawrence. *J. Geophys. Res.* 111, 1–18. doi:[10.1029/2005JC003017](https://doi.org/10.1029/2005JC003017).
- Smyth, W.D., Skyllingstad, E.D., Crawford, G.B., Wijesekera, H., 2002. Nonlocal fluxes and stokes drift effects in the k-profile parameterization. *Ocean Dyn.* 52, 104–115.
- Soomere, T., Viikmäe, B., Delpeche, N., Myrberg, K., 2010. Towards identification of areas of reduced risk in the Gulf of Finland, the Baltic Sea. *Proc. Estonian Academy Sci.* 59, 156–165. doi:[10.3176/proc.2010.2.15](https://doi.org/10.3176/proc.2010.2.15).
- Staneva, J., Victor, A., Øyvind, B., Jean-Raymond, B., Kristian, M., 2016. Effects of wave-induced forcing on a circulation model of the North Sea. *Ocean Dyn.* 67, 81–101. doi:[10.1002/2014JC010565](https://doi.org/10.1002/2014JC010565).
- Starr, M., Lair, S., Michaud, S., Scarratt, M., Quillam, M., Lefaiivre, D., Robert, M., Wotherpoon, A., Michaud, R., Ménard, N., Sauvé, G., Lessard, S., P., B., Measures, L., 2017. Multispecies mass mortality of marine fauna linked to a toxic dinoflagellate bloom. *PLoS One* 12, e0176299.
- Stokes, G.G., 1847. *On the Theory of Oscillatory Waves*. Cambridge Philosophical Society 8, 197–237. doi:[10.1017/CB09780511702242.016](https://doi.org/10.1017/CB09780511702242.016).

- Sutherland, G., Soontiens, N., Davidson, F., Smith, G.C., Bernier, N., Blanken, H., Schillinger, D., Marcotte, G., Röhrs, J., Dagestad, K.F., Christensen, K.H., Breivik, O., 2020. Evaluating the leeway coefficient for different ocean drifters using operational models. eprint arXiv:2005.09527 URL: <https://arxiv.org/abs/2005.09527v1>.
- Taillandier, V., Griffa, A., Molcard, A., 2006. A variational approach for the reconstruction of regional scale eulerian velocity fields from lagrangian data. *J. Ocean Model.* 13.
- Tamigneaux, E., Johnson, L., 2016. Les macroalgues du saint-laurent: Une composante essentielle d'un écosystème marin unique et une ressource naturelle précieuse dans un contexte de changement global. *Nat. Can.* 140, 62—73.
- Tamtare, T., Dumont, D., Chavanne, C., 2019. Extrapolating eulerian ocean currents for improving surface drift forecasts. *J. Oper. Oceanogr.* doi:[doi:10.1080/1755876X.2019.1661564](https://doi.org/10.1080/1755876X.2019.1661564).
- Tamtare, T., Dumont, D., Chavanne, C., 2020. The stokes drift in ocean surface drift prediction. *J. Oper. Oceanogr.* (in review) .
- Tang, C.L., Perrie, W., Jenkins, A.D., DeTracey, B.M., Hu, Y., Toulany, B., Smith, P.C., 2007. Observation and modeling of surface currents on the Grand Banks: A study of the wave effects on surface currents. *J. Geophys. Res.* 112, C10025. doi:[10.1029/2006JC004028](https://doi.org/10.1029/2006JC004028).
- Taylor, G.I., 1921. Diffusion by continuous movements. *Proceedings of the London Mathematical Society* 20, 196–212.
- Terray, E.a., Donelan, M.a., Agrawal, Y.C., Drennan, W.M., Kahma, K.K., Williams, a.J., Hwang, P.a., Kitaigorodskii, S.a., 1996. Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves. *J. Phys. Oceanogr.* 26, 792–807. doi:[10.1136/bmj.1.4303.792](https://doi.org/10.1136/bmj.1.4303.792).
- Thomas, L.N., Ferrari, R., 2008. Friction, frontogenesis, and the stratification of the surface mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.* 38(11), 2501–2518. doi:[10.1175/2008JP03797.1](https://doi.org/10.1175/2008JP03797.1).
- Thompson, K.R., Jinyu, S., Peter C., S., Liangzi, C., 2003. Prediction of surface currents and drifter trajectories on the inner Scotian Shelf. *J. Geophys. Res.* 108, 1–10. doi:[10.1029/2001JC001119](https://doi.org/10.1029/2001JC001119).
- Thorpe, S.A., 2013. On the clouds of bubbles formed by breaking wind waves in deep water, and their role in air-sea gas transfer. *Philos. Trans. Roy. Soc. London A*304, 155–210.
- Thorpe, S.E., Heywood, K.J., Stevens, D.P., Brandon, M.A., 2004. Tracking passive drifters in a high resolution ocean model: implications for interannual variability of larval krill transport to South Georgia. *Deep-Sea Res. I* 51, 909–920.
- Tian, S., Huang, X., Li, H., 2017. A new method to calibrate Lagrangian model with ASAR images for oil slick trajectory. *Mar. Poll. Bull.* 116, 95–102.

- Tolman, H Land Accensi, M., Alves, H., Arduin, Fand Bidlot, J., Booij, N., Bennis, A.C., Campbell, T., Chalikov, D.V., Chawla, A., Filipot, J.F., Foreman, M., Janssen, P., Leckler, F., Li, J.G., Lind, K., Orzech, M., Padilla-Hernández, R., Rogers, W.E., Rawat, A., Roland, A., Sikiric, M.D., Szyszka, M., Tracy, B., van Vledder, G.P., van der Westhuysen, A., Zieger, S., 2014. User manual and system documentation of wavewatch iii tm version 4.18. Technical note, MMAB Contribution N.316, 282 p. .
- Ullman, D.S., O'Donnell, J., Kohut, J., Fake, T., Allen, A., 2006. Trajectory prediction using HF radar surface currents: Monte Carlo simulations of prediction uncertainties. *J. Geophys. Res.* 111, 1–14. doi:[10.1029/2006JC003715](https://doi.org/10.1029/2006JC003715).
- Van den, B., Breivik, Ø., 2014. Stokes drift. *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 376 doi:<https://doi.org/10.1098/rsta.2017.0104>.
- van der Mheen, M., Pattiaratchi, C., van Sebille, E., 2019. Role of Indian Ocean Dynamics on Accumulation of Buoyant Debris. *J. Geophys. Res.* 124, 2571–2590.
- Van Sebille, E., England, M.H., Froyland, G., 2012. Origin, dynamics and evolution of ocean garbage patches from observed surface drifters. *Env. Res. Lett.* 7. doi:[10.1088/1748-9326/7/4/044040](https://doi.org/10.1088/1748-9326/7/4/044040).
- Van Sebille, E., Van Leeuwen, P.J., Biastoch, A., Barron, C.N., De Ruijter, W.P., 2009. Lagrangian validation of numerical drifter trajectories using drifting buoys: Application to the agulhas system. *Ocean Model.* 29, 269–276.
- Van Sebille, E., Wilcox, C., Lebreton, L., Maximenko, N., Hardesty, B.D., Franeker, J.A.V., Eriksen, M., Siegel, D., Galgani, F., Law, K.L., 2015. A global inventory of small floating plastic debris. *Env. Res. Lett.* 10, 124006. doi:[10.1088/1748-9326/10/12/124006](https://doi.org/10.1088/1748-9326/10/12/124006).
- de Verdier, A.C., 1983. Lagrangian eddy statistics from surface drifters in the eastern North Atlantic. *J. Mar. Res.* 41(3), 375–398. doi:[10.1357/002224083788519713](https://doi.org/10.1357/002224083788519713).
- Victor, K., 2010. Tracking Oil Slicks and Predicting their Trajectories Using Remote Sensors and Models: Case Studies of the Sea Princess and Deepwater Horizon Oil Spills. *J. Coast. Res.* 265, 789–797.
- Webb, A., Fox-Kemper, B., 2015. Impacts of wave spreading and multidirectional waves on estimating Stokes drift. *Ocean Model.* 96, 49–64.
- Weber, B.L., Barrick, D.E., 1977. On the nonlinear theory for gravity waves on the ocean's surface. part i: Derivations. *J. Phys. Oceanogr.* doi:[https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1977\)007,0003:OTNTFG.2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1977)007,0003:OTNTFG.2.0.CO;2).
- Weber, J.E., 1983. Steady wind-and wave-induced currents in the open ocean. *J. Phys. Oceanogr.* 13, 524–530. doi:[http://dx.doi.org/10.1175/1520-0485\(1983\)013<0524:SWAWIC>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0485(1983)013<0524:SWAWIC>2.0.CO;2).

- Weber, J.E.H., Brostrom, G., Saetra, Ø., 2006. Eulerian versus lagrangian approaches to the wave-induced transport in the upper ocean. *J. Phys. Oceanogr.* 36, 2106. doi:[10.1175/JPO2951.1](https://doi.org/10.1175/JPO2951.1).
- Weller, R.A., 1981. Observations of the velocity response to wind forcing in the upper ocean. *J. Geophys. Res.* 86, 1969–1977.
- White, K.H., Hsing, P.Y., Cho, W., Shank, T.M., Cordes, E.E., Quattrini, A.M., Nelson, K.R., Camilli, R., Demopoulos, W.J.A., German, R.C., Brooks, M.J., Roberts, H.H., Shedd, W., Reddy, M.C., Fisher, R.C., 1993. Reply to boehm and carragher: Multiple lines of evidence link deep-water coral damage to deepwater horizon oil spill. *Proc. Nat. Academy Sci.* 109.
- WW3DG, 2016. User manual and system documentation of wavewatch iii@version 5.16. Tech. Note 329 Note 329, 326 pp. + Appendices.
- Yaremchuk, M., Sentchev, A., 2009. Mapping radar-derived sea surface currents with a variational method. *Continental Shelf Research* 29, 1711–1722. doi:[https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1977\)007,0003:OTNTFG.2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1977)007,0003:OTNTFG.2.0.CO;2).
- Zappa, C.J., Asher, W.E., Jessup, A.T., Klinke, J., Long, S.R., 2004. Microbreaking and the enhancement of air-water transfer velocity. *J. Geophys. Res.* 109, C08S16, 320–325.
- Zhong, Y., Bracco, A., 2013. Submesoscale impacts on horizontal and vertical transport in the Gulf of Mexico. *J. Phys. Res.* 118, 5651–5668. doi:[10.1002/jgrc.20402](https://doi.org/10.1002/jgrc.20402).
- Zilitinkevich, S.S., Grachev, A.A., W, F.C., 2001. Scaling reasoning and field data on the sea surface roughness lengths for scalars. *J. Atmos. Sci.* 58, 320–325.