



**Estimation des zones d'incertitude de trajectoires de bouées dérivantes dans l'estuaire
et le golfe du Saint Laurent**

MÉMOIRE PRÉSENTÉ

dans le cadre du programme de maîtrise en océanographie
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences

PAR

©MAËLA LE MÉNEC

Août 2024

Composition du jury :

Daniel Bourgault, président du jury, UQAR-ISMER

Cédric Chavanne, directeur de recherche, UQAR-ISMER

Dany Dumont, codirecteur de recherche, UQAR-ISMER

Nicolas Rascle, examinateur externe, IFREMER

Dépôt initial le 10 août 2024

Dépôt final le 04 novembre 2024

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.

"Je suis de ceux qui pensent que la science est d'une grande beauté. Un scientifique dans son laboratoire est non seulement un technicien : il est aussi un enfant placé devant des phénomènes naturels qui l'impressionnent comme des contes de fées."

- Marie Currie, 1921

REMERCIEMENTS

Je souhaite remercier toutes les personnes qui m'ont accompagnée durant cette maîtrise :

Tout d'abord, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Cédric Chavanne, mon directeur, qui a accepté de m'encadrer malgré mon parcours en sciences de la Terre. Tu m'as donné l'opportunité d'approfondir mes connaissances en océanographie physique dans un nouveau pays et de découvrir le monde de la recherche. Ton soutien constant tout au long de cette maîtrise et ton aide précieuse ont été inestimables. Ta passion pour les sciences physiques marines, transmise à travers tes cours et nos rencontres, m'a grandement inspirée. Je te remercie également pour les belles opportunités de conférences que tu m'as offertes.

Je souhaite également remercier Dany Dumont, mon co-directeur, pour ses précieux conseils. Malgré ton emploi du temps chargé, tu as toujours trouvé des créneaux pour me rencontrer et discuter de mes avancées.

Les cours dispensés durant cette maîtrise ont tous été très enrichissants, et je remercie tous les professeurs qui les ont donnés. Une mention spéciale à Louis-Philippe Nadeau, qui a su rendre accessible un cours de physique avancée à une débutante. Merci d'avoir pris le temps de reprendre les bases avec moi et d'avoir fait preuve de tant de passion et de dynamisme.

Pour le cours d'océanographie dynamique, je tiens à remercier particulièrement Jonathan, qui a été comme un professeur particulier pour moi. Merci pour les heures passées devant le tableau blanc à m'aider à réussir ce cours ! Merci aussi à Rosalie, présente lors de ces moments, pour ses conseils sur mes présentations orales et certains calculs de mes modèles numériques de prévision de courant.

Je remercie également Simon Senneville pour son aide précieuse dans la compréhension de mes modèles et la récupération de mes données, ainsi que pour avoir pris le temps de

vérifier mes progrès.

Un grand merci à mes colocataires, que j'aime profondément et qui seront toujours à mes côtés, même loin des yeux ! Vous m'avez soutenue toutes les fois « j'en baver devant mes codes », et vous avez passé des heures à écouter mes présentations. Vous m'avez apporté beaucoup de joie et de fous rires durant ces deux ans. Merci les filles de toujours me poussée à faire mieux. Je remercie aussi toutes les autres personnes rencontrées à Rimouski.

Je pense également à mes amis en France, qui m'ont soutenue et motivée malgré l'Atlantique qui nous sépare.

Merci à mes parents de me faire confiance dans mes choix d'étude et de m'avoir toujours poussée à donner le meilleur de moi-même. Vos discussions passionnées sur l'océan et la science m'ont grandement inspirée.

Et enfin merci Abi de m'avoir si bien accueillie à Rimouski et dans le laboratoire de physique de l'ISMER, et de m'avoir fait vivre des expériences inoubliables au Québec. Ta passion, ta motivation et ton ambition sont une véritable source d'inspiration.

RÉSUMÉ

Les opérations de recherche et sauvetage en mer reposent sur des prédictions rapides et fiables des trajectoires des objets flottants à partir d'une dernière position connue. Ces prédictions sont généralement obtenues à partir de modèles numériques océaniques, atmosphériques et de vagues. Cependant, la résolution spatio-temporelle limitée de ces modèles ne permet pas de résoudre toutes les échelles des écoulements turbulents qui affectent ces trajectoires. Il est donc nécessaire d'estimer les incertitudes dans les trajectoires prévues pour guider les opérations de recherche et sauvetage. Ceci est généralement réalisé en ajoutant une composante stochastique aux courants de surface prédits par le modèle océanique, en supposant que les échelles des mouvements non résolues et les erreurs de modèle sont toutes deux aléatoires. Ici, en utilisant un grand nombre de dériveurs de surface suivis par GPS déployés en septembre 2020 lors de la première mission de surface TReX (Tracer Release Experiment) dans l'estuaire du Saint-Laurent au Québec, nous vérifions si cette hypothèse conduit à des estimations efficaces des incertitudes de trajectoire, ou si certains types d'erreurs de modèle doivent être pris en compte explicitement. Le modèle océanique a une résolution horizontale de 500 m et une résolution verticale de 1 m près de la surface. Le modèle atmosphérique a une résolution horizontale de 2.5 km et le modèle de vagues a une résolution horizontale de 1 km. Différentes simulations de trajectoires de dérive sont réalisées pour déterminer le meilleur modèle stochastique à utiliser pour estimer des incertitudes de trajectoire efficaces. Les résultats montrent que les erreurs des modèles océaniques actuels sont trop grandes pour pouvoir estimer des zones de recherches fiables. L'augmentation de la partie diffusive stochastique pour le calcul des prédictions n'apporte pas d'amélioration.

Mots clés : prévision, dérive de surface, bouées dérivantes, vitesse advective, vitesse diffusive

ABSTRACT

Search and rescue operations at sea rely on fast and reliable predictions of the trajectories of floating objects from a last known position. These predictions are usually obtained from oceanic, atmospheric and wave numerical models. However, the limited spatio-temporal resolution of these models does not resolve all scales of the turbulent flows that affect these trajectories. It is therefore necessary to estimate uncertainties in predicted trajectories to guide search and rescue operations. This is usually achieved by adding a stochastic component to the surface currents predicted by the oceanic model, assuming that the unresolved scales of motions and model errors are both random. Here, using a large number of GPS-tracked surface drifters released in September 2020 during the first surface TReX (Tracer Release Experiment) mission in the Lower St. Lawrence Estuary in Quebec, we verify whether this assumption leads to efficient estimates of trajectory uncertainties, or whether some types of model errors need to be accounted for explicitly. The oceanic model has a horizontal resolution of 500 m and a vertical resolution of 1 m near the surface. The atmospheric model has a horizontal resolution of 2.5 km and the wave model has a horizontal resolution of 1 km. Different simulations of drifter trajectories are realized to determine the best stochastic model to use for estimating efficient trajectory uncertainties. The results show that the errors of current ocean models are too large to be able to estimate reliable research areas. Increasing the diffusive stochastic contribution does not improve the results.

Keywords : Forecast, surface drift, drifting buoys, advective velocity, diffusive velocity

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	vi
RÉSUMÉ	viii
ABSTRACT	ix
TABLE DES MATIÈRES	x
LISTE DES TABLEAUX	xiii
LISTE DES FIGURES	xiv
LISTE DES ABRÉVIATIONS	xvi
LISTE DES SYMBOLES	xvii
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
0.1 Généralités sur les applications de la prédiction de dérive	1
0.2 Le Saint-Laurent, une zone potentielle d'incidents maritimes	3
0.2.1 Le sauvetage de personnes en mer	3
0.2.2 Le déversement d'hydrocarbures	5
0.3 Les propriétés de la dérive de surface en mer	7
0.3.1 Les processus de surface	7
0.3.2 La diffusion	9
0.3.3 Les modèles de dérive	11
0.4 Problématique et objectifs de recherche	13
0.4.1 Objectif 1 : Amélioration de la composante advective	13
0.4.2 Objectif 2 : Amélioration de la composante diffusive	14
0.5 Zone d'étude	14
0.6 Données	16
0.6.1 Bouées dérivantes	16
0.6.2 Modèles numériques atmosphériques et océaniques	19

ARTICLE 1

ESTIMATION DES ZONES D'INCERTITUDE DE TRAJECTOIRES DE BOUÉES
DÉRIVANTES DANS L'ESTUAIRE ET LE GOLFE DU SAINT-LAURENT, QUÉBEC,

CANADA	24
1.1 Introduction	24
1.2 Zone d'étude	27
1.3 Données	28
1.3.1 Bouées dérivantes	28
1.3.2 Modèles numériques atmosphériques et océaniques	30
1.4 Méthodes	31
1.4.1 Mise en place d'un modèle advectif	31
1.4.2 Mise en place d'un modèle diffusif	34
1.4.3 Mise en place du modèle complet de dérive	36
1.5 Résultats	36
1.6 Discussion	39
1.7 Conclusion	42
CONCLUSION GÉNÉRALE	45
ANNEXE I	
COMPARAISON DE MÉTHODE DE CALCUL DE TRAJECTOIRES D'OBJETS DÉ-	
RIVANTS À LA SURFACE DE L'OCÉAN	47
1.8 Résumé	47
1.9 Introduction	47
1.9.1 Champ de vitesse	48
1.9.2 Trajectoire	49
1.10 Méthode	49
1.10.1 Courant analytique	49
1.10.2 Trajectoire "vraie"	50
1.10.3 Grille de courant	51
1.10.4 Méthode de calcul de trajectoires	51
1.11 Résultats	54
1.11.1 Résolution de 500 m aux 3 heures	54
1.11.2 Résolution de 2 500 m aux heures	55

1.12 Discussion	56
1.12.1 Limites des méthodes	56
1.12.2 Méthode la plus performante	56
RÉFÉRENCES	60

LISTE DES TABLEAUX

1	Tableau des coefficients obtenus pour les différents modèles de courant en fonction du type de bouées.	32
2	Comparaison des erreurs des méthodes de Runge-Kutta d'ordre 2 (RK2) et d'ordre 4 (RK4) relativement à la trajectoire vraie avec les modèles de courants aux 500m toutes les 3 heures et aux 2500m à toutes les heures, en fonction des tailles de tourbillons et sur un temps de prédiction de 24 heures et 48 heures	55

LISTE DES FIGURES

1	Graphique des différentes applications de la dérive en mer en fonction du temps et de la couche de surface (adapté de Röhrs et al. (2021a))	3
2	Carte des incidents maritimes (points rouges) dans le golfe et l'estuaire du Saint-Laurent (Chircop et al., 2020) sur lesquels la garde côtière canadienne est intervenue (photo en haut à gauche).	4
3	Infographie sur les plus importants déversements pétroliers de l'histoire dans le monde (réalisée par Gavin Potenza et traduite en français)	5
4	Carte des risques environnementaux liés à un déversement d'hydrocarbures dans le GSL (GENIVAR, 2013)	6
5	Schéma des différents processus de surface agissant sur la dérive d'objet en mer en fonction des couches de surface avec l'exemple de deux bouées dérivantes. Modifié de Röhrs et al. (2021b)	8
6	Carte de la zone d'étude de l'estuaire et du golfe du Saint-Laurent avec une schématisation des bassins versants affectant le golfe ainsi que les principales gyres et courants	17
7	Photos des deux types de bouées utilisés dans l'étude. (A) Bouées sans drogue conçues par l'ISMER. (B) Bouées avec drogue conçues par UBC.	18
8	Carte des trajectoires des bouées dérivantes dans le GSL et à gauche le patron de lancement des bouées.	19
9	Couverture géographique du modèle de prévision du vent SHRDP-GSL (Gouvernement du Canada, 2024).	20
10	Schéma des forçages entre les différents modèles atmosphériques et océaniques.	23
11	Schéma des processus affectant la dérive d'une bouée.	26
12	Carte des courants du GSL, des trajectoires des bouées dérivantes et à gauche le patron de lancement des bouées	29
13	Nuage de point des vitesses des bouées dérivantes UBC (A) par rapport aux vitesses du modèle de courant RDPS-CGSL, (B) par rapport aux vitesses advectives prédites par les modèles numériques de vent, de vagues et de courant RDPS-CGSL.	34

14	Graphique des autocovariances de la différence entre les vitesses des bouées et les vitesses advectives aux positions des bouées	35
15	Estimation de densité par noyau pour une zone de recherche après 48 heures de simulation.	37
16	Exemple de zones de recherches prédites avec le modèle RDPS versus les trajectoires observées	38
17	Pourcentages de validation des zones de recherches par les vraies trajectoires de bouées dérivantes avec le modèle RDPS.	39
18	(Haut) Distances entre la vraie position de la bouée et la zone de prédiction et (Bas) aire des zones de recherches en fonction du temps de prédiction . . .	40
19	(Gauche) Pourcentages de validation des zones de recherches par les vraies trajectoires de bouées dérivantes avec le modèle SPCOG pour les bouées avec drogue (UBC) et (droite) aire des zones en fonction du temps.	41
20	(Gauche) Pourcentages de validation des zones de recherches par les vraies trajectoires de bouées dérivantes avec une diffusion multipliée par 2 et le modèle RDPS pour les bouées avec drogue (UBC) et (droite) aire des zones en fonction du temps.	42
21	Spectres de puissance des vitesses des bouées et des vitesses advectives obtenues avec le modèle de courant RDPS.	43
22	Carte schématique des différences entre les trajectoires des bouées et les gyres prédits par le modèle de courant RDPS	44
23	Exemple de courant analytique représenté par les équations 1.8 et 1.9 avec des tailles de tourbillons de 10^4 m à l'instant $t = 48$ h. La trajectoire en rouge correspond à la trajectoire dite "vraie".	50
24	(Haut) Trajectoires obtenues pour le modèle de courant au 500m aux 3 heures pour les 4 méthodes avec deux tailles de tourbillons L différents. (Bas) Erreurs comparées à la trajectoire dite "vraie" pour chaque méthode.	58
25	(Haut) Trajectoires obtenues pour le modèle de courant aux 2 500 m toutes les heures pour les quatre méthodes, la méthode d'Euler (RK1), la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2 (RK2), la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4), la méthode d'Adams-Bashford d'ordre 4 (AB), avec deux tailles de tourbillons L différentes. (Bas) Erreurs comparées à la trajectoire dite "vraie" pour chaque méthode.	59

LISTE DES ABRÉVIATIONS

ECCC Environnement et Changement climatique Canada

GPS Global Positioning System

GSL Golfe du Saint-Laurent

ISMER Institut des Sciences de la Mer à Rimouski

NEMO Nucleus for European Modelling of the Ocean

RHF Radar Haute Fréquence

SCE Shuffled Complex Evolution Method

SHRPD Système à Haute Résolution de Prévision Déterministe, un modèle atmosphérique

SPCOG Système de prévision cotier océan-glace

UBC Université de Colombie-Britannique

WW3 Wave Watch III, un modèle de vague

LISTE DES SYMBOLES

C_E Coefficient du courant Eulérien.

C_v Coefficient du vent.

C_S Coefficient de la dérive de Stokes.

\mathbf{u}_{boue} Vitesse des bouées m s^{-1} .

\mathbf{u}_E Courant Eulérien en m s^{-1} .

\mathbf{u}_{E0} Courant Eulérien extrapolé à la surface en m s^{-1} .

\mathbf{u}_S Dérive de Stokes en m s^{-1} .

\mathbf{u}_v Vitesse du vent en m s^{-1} .

\mathbf{u}_g Vitesse du courant géostrophique en m.s^{-1} .

\mathbf{u}_{ag} Vitesse du courant agéostrophique en m s^{-1} .

\mathbf{u}_{ma} Vitesse du courant de marée en m s^{-1} .

\mathbf{u}_a Vitesse advective en m s^{-1} .

\mathbf{u}_d Vitesse diffusive en m s^{-1} .

T Echelle de décorrélation en h.

σ Variance de la vitesse en m s^{-1} .

$\tilde{\mathbf{x}}$ Trajectoire.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les océans soutiennent environ 3 trillions de dollars en commerce de biens et de services chaque année, selon un rapport de l'[UNESCO \(2021\)](#), et 1,2 million d'emplois de « gens de mer » à travers le monde ([Organisation internationale du travail, 2009](#)). Ces chiffres témoignent de l'ampleur du trafic maritime mondial, qui s'accompagne d'un risque accru d'incidents en mer tels que la perte de vies humaines, le déversement d'hydrocarbures ou la dérive d'objets en mer, malgré toutes les avancées en prévention des risques. Ces incidents nécessitent une gestion toujours plus efficace à l'aide d'outils perfectionnés. Il est crucial de pouvoir mesurer et prédire la dérive d'objets flottants en mer de façon optimisée et rapide afin de réagir de manière efficace face à tout type de problème en mer.

Dans cette introduction, nous allons aborder les différents incidents pouvant nécessiter la prédiction de dérive d'objets en mer en se focalisant dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent au Québec, Canada. Ensuite, nous nous pencherons sur les propriétés de la dérive d'objets en mer et quels processus interviennent dans celle-ci. Nous exposerons notre problématique liée à la prévision de la dérive d'objets en mer et les objectifs spécifiques à ce projet de maîtrise sur l'amélioration des prédictions. Enfin, nous aborderons brièvement notre méthodologie, avec une description de notre zone d'étude et de nos données. L'introduction sera suivie d'un chapitre sous forme d'un article scientifique présentant les résultats et les conclusions de cette recherche. Une conclusion plus générale de ce mémoire sera ensuite exposée, suivie d'une annexe sur la comparaison de méthodes de calcul de trajectoires d'objets dérivants à la surface de l'océan.

0.1 Généralités sur les applications de la prédiction de dérive

La prédiction de dérive s'applique à tous types d'objets dérivant en mer. Le plastique marin est, par exemple, un sujet de plus en plus mis en avant, étant un polluant permanent,

néfaste à la biodiversité. Il a une très bonne flottabilité et dérive durant de nombreuses années dues à sa grande résistance ([Van Sebille et al., 2020](#)). Il est principalement apporté dans l'océan par les fleuves et les rivières. Le fleuve Saint-Laurent déverse une vingtaine de tonnes de plastiques annuellement dans l'océan Atlantique ([Lebreton et al., 2016](#)). De plus, de nombreux débris marins sont occasionnés par des événements climatiques extrêmes comme des tempêtes, des tsunamis et des inondations. Après le tsunami de 2011 au Japon, 100 000 objets de toutes sortes ont été retrouvés sur les côtes d'Amérique du Nord en quatre ans d'étude ([Murray et al., 2018](#)).

[Maximenko et al. \(2012\)](#) ont développé un modèle de dérive de débris marins à larges échelles pour déterminer les principales zones d'accumulation en pleine mer. Ils ont pour cela utilisé les trajectoires historiques de bouées dérivantes de programmes internationaux comme Surface Velocity Program (SVP) et Global Drifter Program (GDP) pour déterminer les courants de surface. Ce modèle procure des zones d'intervention pour le nettoyage du plastique en mer ainsi que les débris marins par des organisations comme "The Ocean Cleanup". De plus, [Sherman and van Sebille \(2016\)](#) ont repris les travaux de [Maximenko et al. \(2012\)](#) pour l'appliquer aux microplastiques, un autre problème grandissant.

Les biologistes s'intéressent aussi à des prédictions de longues durées, par exemple pour décrire les migrations de planctons. [Rohrs et al. \(2014\)](#) ont étudié la dérive de larves et d'œufs de poisson en utilisant des modèles de simulation de vent, de courant marin et de vagues dans le Nord-Est de l'Arctique. De plus, depuis 1994, Météo-France a développé un modèle océanique de transport d'hydrocarbures (MOTHY) opérationnel qui a récemment été adapté pour la prévision des arrivées à proximité des côtes antillaises des algues Sargassum, toxiques pour l'humain ([Cailleau et al., 2024](#)). Les prédictions sont calculées à partir de modèles de simulation du courant à hautes résolutions et validées par des données de bouées dérivantes dans leur zone d'étude.

Les études de la dérive de débris marins et d'organismes sont réalisées à larges échelles temporelles, souvent sur plusieurs années. Cependant, certaines applications de la dérive s'in-

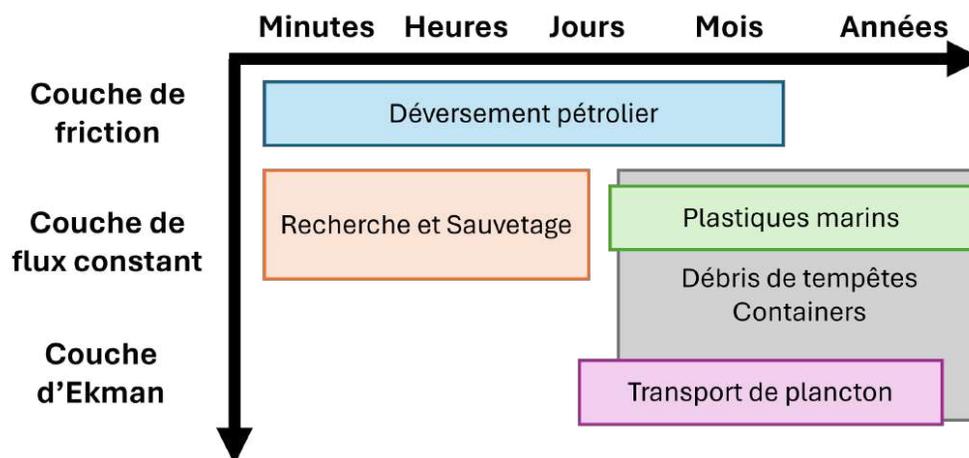


FIGURE 1 – Graphique des différentes applications de la dérive en mer en fonction du temps et de la couche de surface (adapté de Röhrs et al. (2021a))

téressent à des temporalités plus courtes tel que décrit dans la figure 1. C'est le cas de la recherche et du sauvetage en mer ou encore de déversement pétrolier.

0.2 Le Saint-Laurent, une zone potentielle d'incidents maritimes

0.2.1 Le sauvetage de personnes en mer

Pour le Canada, la recherche et le sauvetage en mer est l'activité prioritaire de la garde côtière avec une zone de recherche côtière d'environ 5.3 millions km² (Garde côtière canadienne, 2023). Leur objectif est de réduire le nombre de pertes humaines en mer. Chaque année, plus de 7 000 navires marchands ainsi que plusieurs milliers de navires de plaisance ou touristiques transitent par l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent (Chion et al., 2017). Le centre de recherche et de sauvetage du Québec coordonne annuellement 1200 incidents (fig. 2). Une grande partie de ces interventions a lieu dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent qui sont

des zones difficiles de navigation dû à des courants forts ainsi que de nombreux hauts-fonds (Pêche et Océan Canada, 2009). Le risque de mortalité en mer augmente avec le temps passé dans l'eau dû à des risques d'hypothermie. Il est donc nécessaire d'intervenir rapidement et l'utilisation de modèles de dérive est un atout majeur. Une version du modèle français MOTHY est opérationnelle et est activement utilisée sur les côtes françaises (Pitek, 2023). Le Canada possède lui aussi un programme de planification de recherche et de sauvetage par la garde côtière (CANSARP) utilisant des simulations de modèles de courant et de vent (Hillier, 2008).

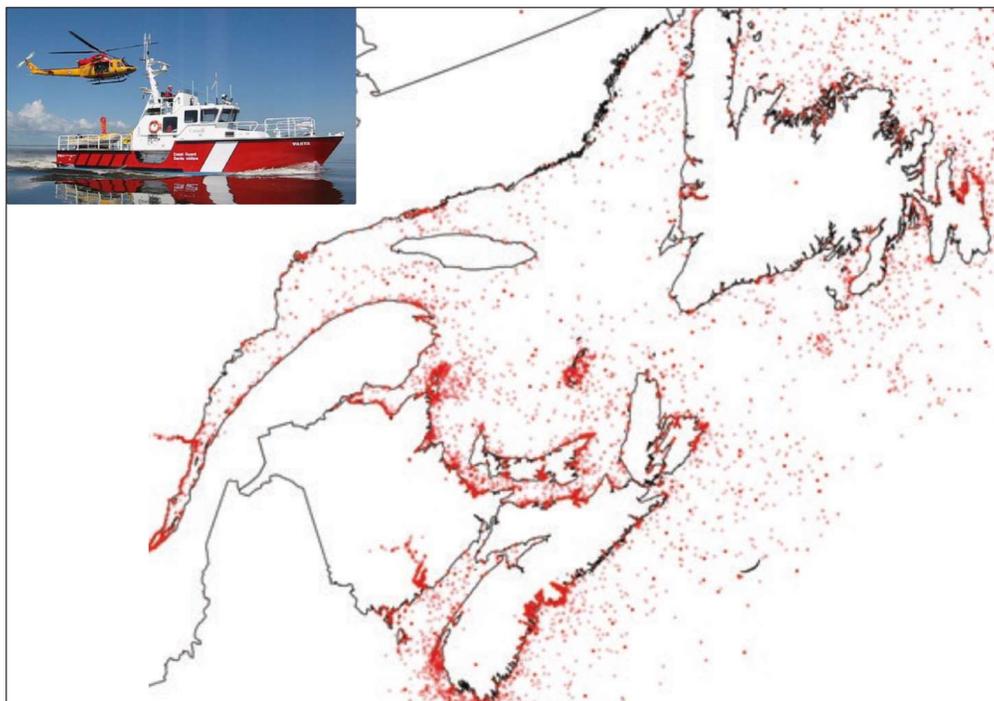


FIGURE 2 – Carte des incidents maritimes (points rouges) dans le golfe et l'estuaire du Saint-Laurent (Chircop et al., 2020) sur lesquels la garde côtière canadienne est intervenue (photo en haut à gauche).

0.2.2 Le déversement d'hydrocarbures

De nombreux accidents de déversement pétrolier ont eu lieu dans l'histoire (fig. 3). L'accident de l'*Amoco Cadiz*, en 1978, porte le record du plus massif déversement causé par un pétrolier. 223 000 tonnes d'hydrocarbures se sont déversées au large des côtes bretonnes en France durant deux semaines (O'Sullivan, 1978). Ce type d'accident a un impact économique important. C'est en effet près de 285 millions de dollars américains qui ont été dépensés dans le nettoyage du littoral (Grigalunas et al., 1986). L'impact sur la faune et la flore a été dévastateur, de nombreuses espèces benthiques ont diminué de moitié ou plus (Dunnet et al., 1982). Il est encore nécessaire d'attendre plusieurs années pour que la vie de la région retourne à son état avant l'accident (Dunnet et al., 1982). Ce type d'événement n'a pas eu lieu dans les eaux

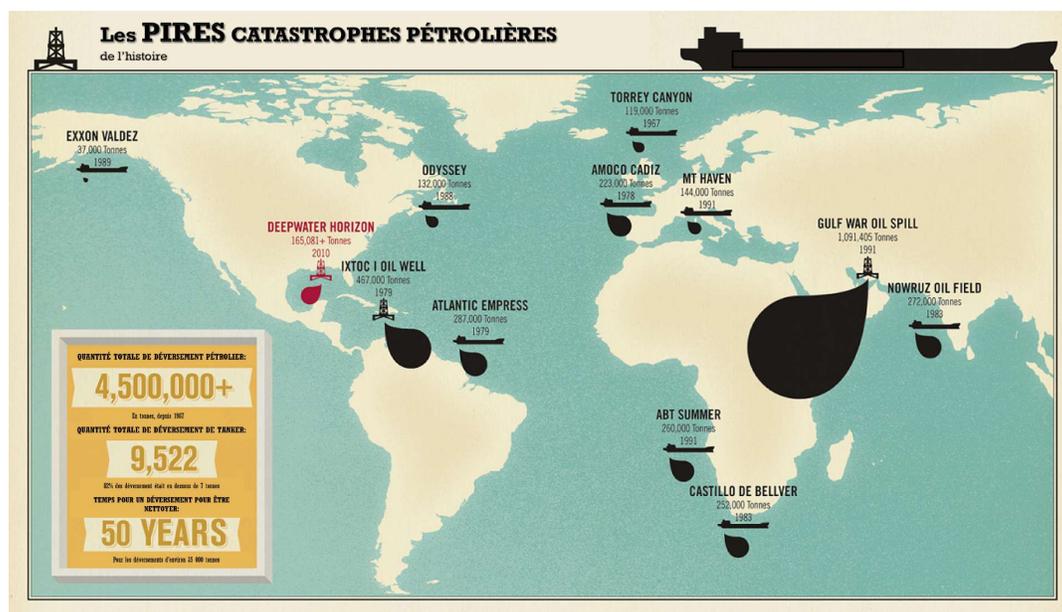


FIGURE 3 – Infographie sur les plus importants déversements pétroliers de l'histoire dans le monde (réalisée par Gavin Potenza et traduite en français)

du Saint-Laurent. Cependant, en 1988, l'accident de l'Odyssey a déversé 132 000 tonnes de pétrole au large de la Nouvelle-Écosse, proche du détroit de Cabot, l'entrée vers le golfe du

Saint-Laurent (Moreau, 2023). La possibilité qu'un accident survienne dans le GSL est forte. 20 mégatonnes d'hydrocarbures transitent par le Saint-Laurent annuellement à travers des milliers de mouvements de navires (Innovation Maritime, 2014), cela comprend 250 pétroliers approvisionnant le Québec, ainsi que 82 navires-citernes de 150 000 tonnes réalisant des aller-retours entre les raffineries québécoises et les grandes villes portuaires (Thériault, 2013). Les calculs réalisés par GENIVAR (2013) montrent que l'indice de sensibilité envi-

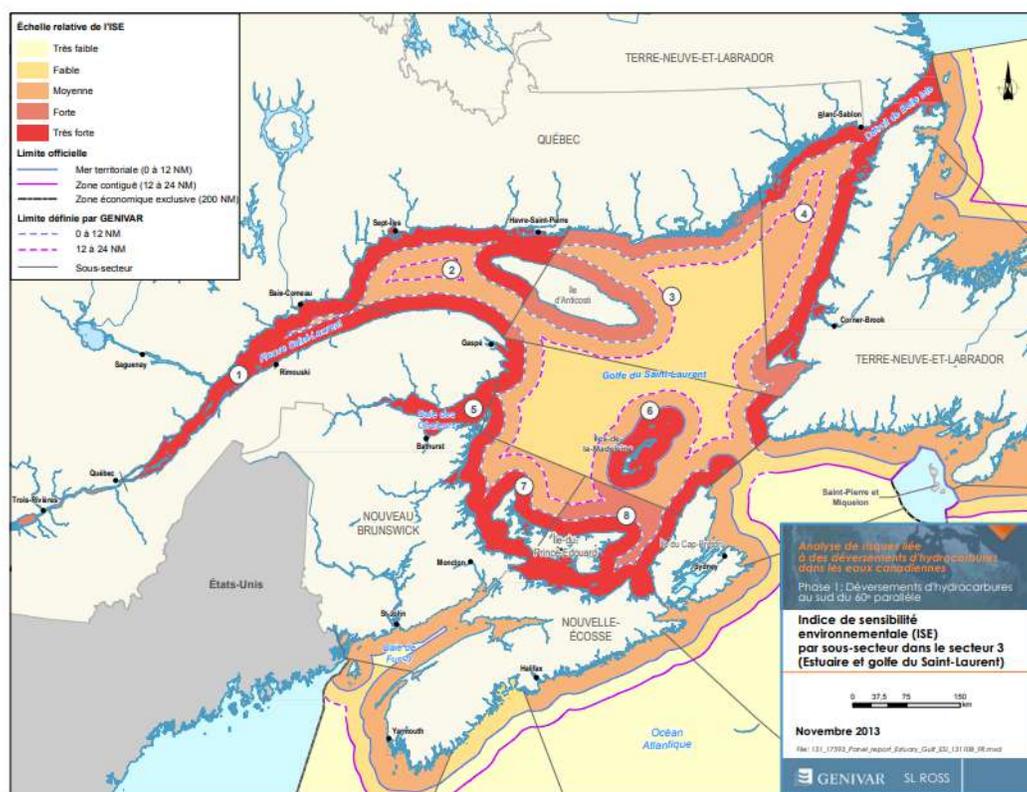


FIGURE 4 – Carte des risques environnementaux liés à un déversement d'hydrocarbures dans le GSL (GENIVAR, 2013)

ronnementale en cas de déversement d'hydrocarbures dans le Saint-Laurent est très élevée, car c'est l'écosystème marin canadien le plus productif avec sa grande biodiversité (fig. 4). Il est nécessaire d'être préparé à intervenir et à protéger cet environnement important du Canada.

Pour cela, il est indispensable d'avoir des gens qualifiés avec du matériel adapté à ce type d'intervention. Pour les épauler, des logiciels d'aide à la décision pour des interventions d'urgences dans les eaux du GSL peuvent être développés, comme c'est le cas de Spillview (Boulé and Blouin, 2005). À partir de la position d'une nappe d'hydrocarbures, il peut prédire la trajectoire de celle-ci avec des simulations de vent et de courant dans le GSL et ainsi être une aide à la protection en amont des côtes menacées. De plus, le GSL a été sous d'importantes pressions d'exploration pour l'exploitation d'hydrocarbures. Bourgault et al. (2014) ont réalisé des simulations de diffusion d'hydrocarbures à partir des zones potentielles d'exploitation pour démontrer les dégâts environnementaux que cela pourrait engendrer.

La dérive de personnes, de débris marins, d'organismes ou de substances en mer est un enjeu crucial qui nécessite de comprendre les processus l'affectant pour réaliser des simulations de trajectoires réalistes.

0.3 Les propriétés de la dérive de surface en mer

0.3.1 Les processus de surface

À grande échelle, la **marée** est un des principaux facteurs de déplacement de l'eau à la surface. Cela est d'autant plus important en milieu côtier ou à faible profondeur. Les vents dominants comme les alizées au niveau de l'équateur engendrent aussi des mouvements à larges échelles; associé à l'effet de Coriolis et à la force du gradient de pression, des gyres océaniques à larges échelles se forment qu'on nomme **courants géostrophiques**.

À petites échelles, les processus sont plus difficiles à décrire, étant nombreux et plus difficilement modélisables et prévisibles. Premièrement, le stress du vent et la force de Coriolis engendrent un courant à la surface de l'océan avec un angle théorique de 45° par rapport à la direction du stress du vent en surface. Ce courant s'étend en profondeur en diminuant d'amplitude et en réalisant une spirale vers la droite dans l'hémisphère Nord (Ekman, 1905).

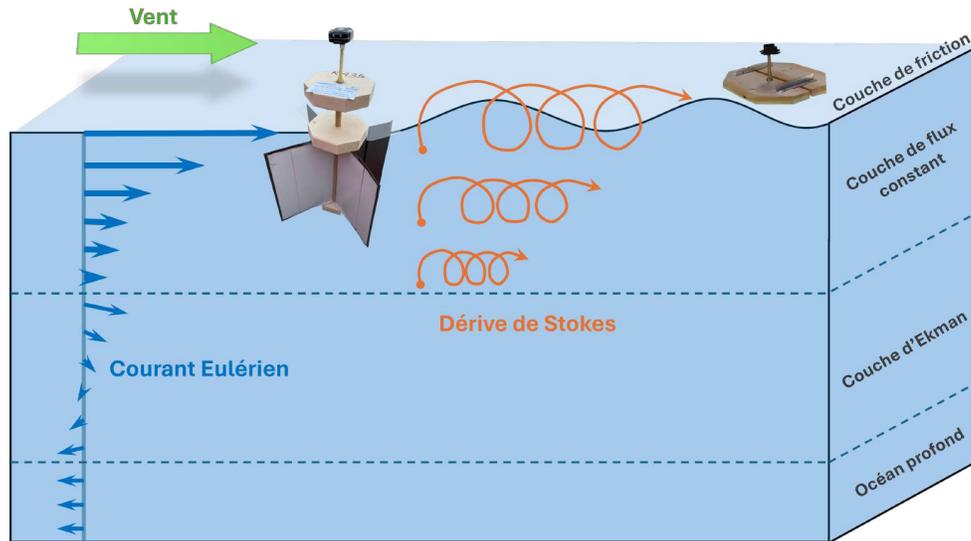


FIGURE 5 – Schéma des différents processus de surface agissant sur la dérive d'objet en mer en fonction des couches de surface avec l'exemple de deux bouées dérivantes. Modifié de Röhrs et al. (2021b).

Il est nommé le **courant d'Ekman**. La figure 5 présente le courant marin en bleu qui évolue en fonction de la profondeur. Dans les premiers mètres, le courant décroît de façon logarithmique puis dans la couche d'Ekman débute la spirale (Röhrs et al., 2021a). Il est visible que les deux bouées sur le schéma ne vont pas être affectées par les mêmes paramètres de courant à cause de leurs tirants d'eau différents.

Le courant Eulérien total à la surface de l'océan peut être décomposé de la manière suivante :

$$\vec{u}_E = \vec{u}_{ag} + \vec{u}_g + \vec{u}_{ma}, \quad (1)$$

où \vec{u}_E est le courant total dit Eulérien, \vec{u}_{ag} le courant agéostrophique incluant le courant d'Ekman, \vec{u}_g le courant géostrophique et \vec{u}_{ma} le courant de marée.

Les vagues à la surface de l'océan induisent une dérive importante nommée **dérive de Stokes** (Stokes, 1847). En effet, un objet suit le mouvement des vagues en décrivant des

cercles : il monte dans les crêtes et descend dans les creux. Cependant, la vitesse dans les crêtes est plus rapide, un déplacement net de l'objet dans le sens de propagation des vagues se produit alors comme visible dans la figure 5 en orange (Van Den Bremer and Breivik, 2018).

Le **vent** a aussi un effet direct sur le transport d'objet en mer. En effet, il pousse leur partie émergée et ainsi leur donne de la vitesse dans sa direction (Van Sebille et al., 2020).

La combinaison des éléments vus précédemment est nommée la composante advective, elle peut être décomposée de la manière suivante :

$$\vec{u}_a = C_E \vec{u}_E + C_v \vec{u}_v + C_S \vec{u}_S, \quad (2)$$

où \vec{u}_E est le courant Eulérien, \vec{u}_v la vitesse du vent à 10 m au-dessus de l'eau et \vec{u}_S la dérive de Stokes engendrée par les vagues, C_E , C_v et C_S sont des coefficients prenant en compte les biais des vitesses prédites (Abascal et al., 2009a).

Ces paramètres peuvent être déterminés à partir de simulation de modèles océaniques et atmosphériques. Des instruments de mesures peuvent aussi nous procurer des données en temps réel comme les satellites ou les radars hautes-fréquences. Seulement, une difficulté de l'étude des paramètres océaniques vient de l'infinité d'échelles spatiales, allant de la circulation générale à larges échelles (milliers de km) aux interactions moléculaires. Le traitement de toutes ces échelles par les mesures et les simulations océaniques n'est pas faisable. Ainsi, pour paramétrer la turbulence aux petites échelles non prédictibles par les modèles, on utilise le concept de diffusion.

0.3.2 La diffusion

Des objets en mer identiques lancés à partir de position proche à un même instant vont s'écartier les uns des autres au cours du temps. Cela est dû aux mouvements de turbulences

à petites échelles qui ne sont pas prédictibles. On associe cela à la diffusion et elle est paramétrée en utilisant les mêmes arguments de séparation d'échelles que ceux utilisés pour la diffusion moléculaire (Taylor, 1922; Griffa, 1996). Il est supposé que les échelles de turbulence sont infinitésimales par rapport aux échelles du champ moyen (Taylor, 1922; Griffa, 1996).

Pour calculer la diffusion, Griffa (1996) a présenté deux modèles stochastiques qui utilisent des processus aléatoires pour simuler le mouvement des objets en mer et ceux-ci ont été repris par Ullman et al. (2006); Zhu et al. (2021). Les modèles supposent que les objets suivent des processus markoviens. Ainsi les mouvements passés de l'objet n'influencent pas les mouvements futurs mais seulement les mouvements actuels.

La diffusion est donc issue des mouvements aux échelles non résolues des courants, des vagues et du vent, mais aussi aux erreurs qui peuvent être présentes dans leurs simulations et leurs mesures.

Le premier modèle stochastique est celui de **marche aléatoire** défini par l'équation suivante :

$$u_d = \sigma_u \frac{T_u^{\frac{1}{2}}}{dt} dw, \quad (3)$$

où σ_u est l'écart-type de la vitesse turbulente, dw un incrément aléatoire de vitesse obtenue d'une distribution normale avec une moyenne nulle et une variance $\langle dw dw \rangle = 2dt$, T_u l'échelle de décorrélation de u_d et $dt = 2T_u$ (Griffa, 1996; Ullman et al., 2006; Zhu et al., 2021). Ce calcul correspond à l'ajout d'une impulsion aléatoire dans la simulation de la dérive d'un objet. Il suppose que la position de l'objet dérivant change de manière aléatoire, sans corrélation temporelle significative (Ullman et al., 2006).

Le second modèle stochastique est le modèle de **vol aléatoire**, défini comme suit :

$$du_d = -\frac{u_d}{T_u} dt + \frac{\sigma_u}{T_u^{\frac{1}{2}}} d\hat{w}, \quad (4)$$

où $d\hat{w}$ est une nouvelle réalisation tirée de la même distribution normale que celle utilisée pour dw . Dans cette équation, l'impulsion aléatoire est encore présente avec le deuxième terme à droite de l'équation. Le premier terme correspond à une mémoire du pas de temps précédent (Griffa, 1996; Ullman et al., 2006; Zhu et al., 2021). En plus de supposer que la position de l'objet change de manière aléatoire, ce modèle suppose également que la vitesse de l'objet est une variable aléatoire ayant une certaine corrélation temporelle (Ullman et al., 2006). Ainsi, le calcul correspond à l'évolution dans le temps de la vitesse diffusive.

0.3.3 Les modèles de dérive

Les modèles de dérive sont déterminés par un champ de vitesse défini par la composante advective et pour certains l'ajout de la composante diffusive comme suit,

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{u}_a + \vec{u}_d, \quad (5)$$

où $\vec{x}(t) = (x(t), y(t))$ est la trajectoire de dérive, \vec{u}_a la composante advective, et \vec{u}_d la composante diffusive (Abascal et al., 2009a). Différents modèles de dérive existent utilisant des combinaisons différentes des paramètres de l'advection.

Il est unanime dans la littérature que la dérive est principalement engendrée par les courants. Le **modèle Eulérien** est le modèle le plus simple de dérive utilisé qui suppose que la dérive est seulement induite par le courant Eulérien comme suit :

$$\vec{u}_a = \vec{u}_E \quad (6)$$

Cependant, la dérive est aussi induite par le vent, comme l'a étudié en premier Pingree (1944) sur les navires de survie de l'armée américaine. Le **modèle Eulérien Leeway** prend donc en compte le vent, à 10 m au-dessus de la surface (Allan and Plourde, 1999; Brushett et al., 2014; Hodgins and Hodgins, 1998; Fitzgerald et al., 1994; Breivik et al., 2012; Zhu

et al., 2019; Chen et al., 2017; Chapline, 1960; Hufford and Broida, 1976), comme suit :

$$\vec{u}_a = \vec{u}_E + \alpha \vec{u}_v \quad (7)$$

où α est un coefficient qui dépend des applications. Il varie entre 1% et 3% (Carracedo et al., 2006; Breivik and Allen, 2008; Tamtare et al., 2019).

D'autres études reprennent le **modèle Eulérien en y ajoutant une dérive de Stokes implicite**, en la considérant dans le coefficient du vent comme suit,

$$\begin{aligned} \vec{u}_a &= \vec{u}_E + \beta \vec{u}_v \\ \beta &= \alpha + \frac{|u_s|}{|u_v|} \end{aligned} \quad (8)$$

où β est l'association du coefficient du vent α et d'une paramétrisation de la dérive de Stokes comme une fraction du vent (Huang, 1979; Phillips, 1977).

Le **modèle Lagrangien leeway** est la configuration qui prend en compte tous les éléments vus dans la section 0.3.1 et est défini par l'équation 2 (Abascal et al., 2009a; Mínguez et al., 2012; De Dominicis et al., 2013; Tamtare et al., 2021).

Le modèle le plus largement utilisé est le modèle Eulérien leeway. Spillview ainsi que le modèle CANSARP du Canada évoqué précédemment utilisent celui-ci pour leur prédiction de dérive en mer.

Tous les modèles ne prennent pas en compte la diffusion, mais son ajout offre l'opportunité de calculer plusieurs trajectoires possibles de l'objet grâce à sa composante aléatoire (Abascal et al., 2009a; Ullman et al., 2006), et ainsi de déterminer des zones d'incertitudes de recherche d'objets en mer.

0.4 Problématique et objectifs de recherche

Les incidents évoqués en section 0.1, montrent la nécessité de définir des zones de recherches d'objets, d'hydrocarbures ou encore de personnes en mer efficaces dans les eaux canadiennes. Le modèle CANSARP utilisé actuellement propose déjà des simulations de zones de dérive mais Hillier (2008) présente des limites à leurs modèles dus aux modèles océaniques.

La problématique suivante peut donc être développée : **Est-il possible d'améliorer les zones d'incertitudes dans la prédiction de trajectoires de dérive dans le Saint-Laurent ?**

L'objectif principal de cette étude est d'améliorer les zones d'incertitudes de trajectoires de dérive dans le Saint-Laurent. Les zones doivent posséder d'abord une bonne exactitude, ainsi, elles doivent être validées 95% du temps par les vraies données de bouées dérivantes. La précision sera améliorée si les zones valident la première condition. Pour cela, le projet est découpé en deux sous-objectifs : l'amélioration du calcul de la composante advective puis de la composante diffusive. Pour vérifier la cohérence des résultats, ils seront comparés à des observations de bouées dérivantes. De plus, l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent sont modélisés par différents modèles océaniques, qui vont être comparés aux bouées dérivantes pour déterminer celui qui est le plus performant pour le calcul de la dérive.

0.4.1 Objectif 1 : Amélioration de la composante advective

Hypothèse 1 : Tous les objets ne possèdent pas le même tirant d'eau, ainsi la vitesse du courant les affectant sera différente en fonction de celui-ci. C'est pourquoi, l'extrapolation du courant Eulérien u_{E1} en fonction du tirant d'eau de l'objet dérivant améliore les modèles de dérive (Tamtare et al., 2019).

Hypothèse 2 : La dérive de Stokes est décrite dans la littérature comme un paramètre important de la dérive (Tamtare et al., 2021) seulement, il n'est pas pris en compte dans les

modèles actuels canadiens. Par conséquent, l'ajout de la dérive de Stokes \vec{u}_S dans l'équation 2 améliore les modèles de dérive (Tamtare et al., 2021).

0.4.2 Objectif 2 : Amélioration de la composante diffusive

En section 0.3.2, différents modèles stochastiques ont été présentés. Il faut déterminer lequel est le plus performant avec les modèles océaniques du Saint-Laurent.

Hypothèse 3 : Les erreurs des vitesses de dérive prédites sont aléatoires et indépendantes du temps. Elles peuvent être modélisées par le modèle de marche aléatoire.

Hypothèse 4 : Les erreurs des vitesses de dérive prédites sont aléatoires avec une corrélation temporelle. Elles peuvent être modélisées par le modèle de vol aléatoire.

0.5 Zone d'étude

Le golfe du Saint-Laurent (GSL) est une mer semi-fermée et très stratifiée connectée à l'océan Atlantique par le détroit de Cabot au Sud-est ainsi que par le détroit de Belle-Isles au Nord-est. Il représente 214 000 km² pour un volume de 34 500 km³ (Koutitonsky and Bugden, 1991). Il se poursuit au Sud-Ouest avec un estuaire maritime d'une largeur allant de 50 km en aval vers Pointe-des-Monts à 20 km en amont au niveau de la rivière Saguenay (El-Sabh, 1988) (fig.6). La section qui suit décrit les forçages à diverses échelles qui affectent le golfe et l'estuaire, puis les principales structures de courant de surface qui les composent.

Tout d'abord, le GSL est lié à un important bassin versant qui engendre un **débit d'eau douce** de 600 km³ par an (Koutitonsky and Bugden, 1991). Cet apport provient de deux grandes zones. La première est l'apport arrivant depuis l'estuaire où affluent la rivière Saint-Laurent liée au bassin versant des grands lacs d'Amérique du Nord, la rivière Saguenay, et quelques rivières coulant dans l'estuaire maritime dont la rivière Manicouagan qui prend

sa source à l'oeil du Québec. Le débit moyen annuel total est de 15892 m³/s, pour la période de septembre qui est étudiée dans ce mémoire le débit est de 16565 m³/s (Koutitonsky and Bugden, 1991). La deuxième zone correspond à la côte Nord du golfe où plusieurs rivières affluent, avec un débit moyen beaucoup moins important de 2574m³/s (Koutitonsky and Bugden, 1991). Le forçage lié à l'eau douce crée un écoulement en surface sous l'effet de la flottabilité du fjord du Saguenay jusqu'à la bouche de l'estuaire maritime (Saucier and Chassé, 2000).

Le **stress du vent** est le plus important forçage qui affecte le système GSL. Il a une influence sur la circulation estuarienne et la circulation cyclonique générale (Saucier et al., 2009). L'hiver en moyenne des vents forts soufflent sur le golfe depuis le nord et en été des vents plus faibles du nord-est. L'amplitude des contraintes dues au vent sont de l'ordre de 0.1 Pa en hiver et de 0,01 Pa en été (Koutitonsky and Bugden, 1991). De plus, le golfe est situé sur deux passages majeurs de tempêtes, les "tempêtes du Nord" qui se déplacent vers l'est à travers le continent nord-américain et les "tempêtes du Sud" qui se déplacent vers le nord-est le long de la côte atlantique de l'Amérique du Nord (Murty et al., 1995; Koutitonsky and Bugden, 1991). Leur taille est comparable à celle du golfe ce qui peut engendrer différentes réponses d'Ekman en surface (Koutitonsky and Bugden, 1991). L'estuaire étant un système côtier avec un continent montagneux, le vent est très affecté par celui-ci. Ainsi, les monts de la péninsule de Gaspé font dévier les vents qui prennent la direction du littoral (Koutitonsky and Bugden, 1991). Cela a des répercussions sur le courant de Gaspé qui est un élément remarquable de l'estuaire que nous décrivons plus tard. Des répercussions se perçoivent de plus sur la formation de **vagues** de surface localement sur l'estuaire suivant la direction longitudinale de celui-ci. Ces vagues dépassent facilement 1m de hauteur et peuvent atteindre 3m et plus (Didier et al., 2017).

Dans le nord du golfe et l'estuaire, les **marées** sont dominées par la composante semi-diurne (M2) dont le point amphidromique est situé près des îles-de-la-Madeleine (Godin, 1979; Drapeau, 1992). La composante diurne K1 est la deuxième composante prédominante

dans le golfe surtout au niveau du point amphidromique de M2 (Godin, 1979). Les amplitudes de marée varient entre 0.2 et 0.5 m dans le golfe, avec des courants de moins de 30 cm/s. Dans l'estuaire où la topographie se rétrécit grandement par rapport au golfe, les courants augmentent considérablement jusqu'à 100 cm/s (Koutitonsky and Bugden, 1991).

La **circulation générale** du golfe est donc caractérisée par les forçages décrits précédemment. Elle est principalement cyclonique avec des gyres géostrophiques qui se mettent en place sous l'effet de la force de Coriolis proche de la région des îles-de-la-Madeleine, mais ce sont des structures qui ne sont pas permanentes (El-Sabh, 1976). À l'ouest de l'île d'Anticosti se situe une gyre cyclonique quasi-permanente nommée la **gyre d'Anticosti**(El-Sabh, 1976; Sevigny et al., 1979). Elle traverse l'entrée de l'estuaire maritime et y renforce le courant de Gaspé.

Le **courant de Gaspé** est formé par le flux d'eau saumâtres de l'estuaire moyen (El-Sabh, 1976), et s'écoule en suivant la côte de la Gaspésie en direction du golfe. Il a une largeur de 10 à 20 km avec une vitesse maximale de 1m/s durant l'été (Benoit et al., 1985). De plus, il est renforcé par des **gyres anticycloniques sur la rive Nord** de l'estuaire qui suivent des fronts de densité (Mertz et al., 1985). En effet, l'estuaire du Saint-Laurent est l'un des plus stratifiés latéralement au monde (Larouche et al., 1987), ce qui engendre des courants baroclines (Hsieh and Gill, 1984). À la sortie de l'estuaire, le courant de Gaspé forme souvent des méandres dus à des instabilités baroclines (Sheng, 2001).

0.6 Données

0.6.1 Bouées dérivantes

En septembre 2020, la mission TReX de surface (Tracer Release Experiment) a eu lieu dans l'estuaire du Saint-Laurent au Québec, Canada. Elle consistait à étudier les processus de dérive et de diffusion à différentes échelles physiques. Pour cela, un colorant orange en mer

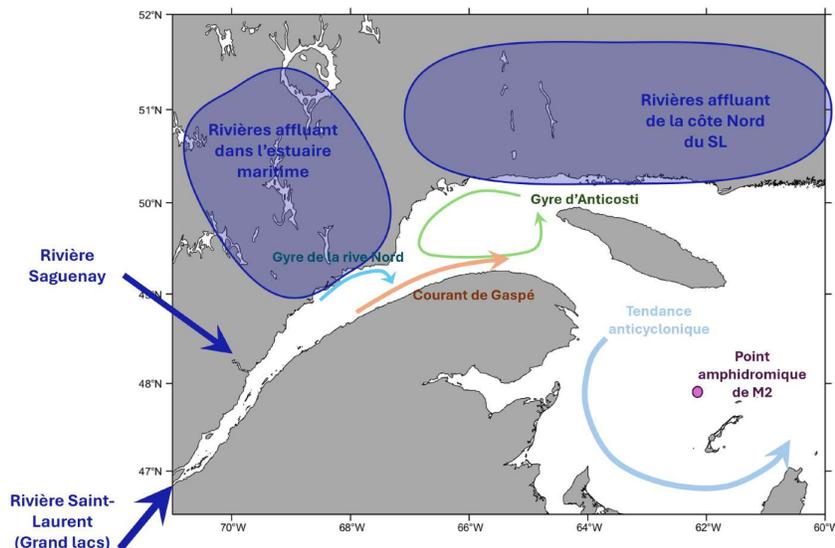


FIGURE 6 – Carte de la zone d'étude de l'estuaire et du golfe du Saint-Laurent avec une schématisation des bassins versants affectant le golfe ainsi que les principales gyres et courants

(Rhodamine-WT) et des bouées dérivantes de 8 formats différents ont été lancées à partir du navire de recherche *Coriolis II*.

Deux types de bouées dérivantes ont été utilisés dans cette étude, décrits ci-dessous :

- 84 bouées conçues selon [Tamtare et al. \(2021\)](#) à l'Institut des sciences de la mer de Rimouski (ISMER). Elles sont formées par un disque de bois de 40 cm de diamètre et une hauteur de 4 cm, elles possèdent un franc-bord de 1 cm. Pour éviter de chavirer, un poids d'environ 1 kg est installé sous la bouée attaché à un fil de nylon de 20 cm environ (Fig. 7A).
- 84 bouées conçues selon [Pawlowicz et al. \(2019\)](#) à l'Université de Colombie Britannique (UBC). Elles sont formées de deux disques en bois de 18 cm de diamètre et de 4 cm d'épaisseur séparées par un bâton en bois pour leur franc-bord. Elles possèdent une drogue immergée de dimension 50 cm par 40 cm en métal rigide, le centre de la drogue

est situé à environ 36 cm sous la surface (fig. 7 B).

Les bouées conçues à l'ISMER sont plus affectées par le vent étant très proche de la surface comparativement au second type étudié qui est plus affecté par le courant grâce à sa drogue (Pawlowicz et al., 2024). Toutes les bouées étaient équipées d'un appareil de positionnement GPS (Global Positioning System) nommé SpotTraceTM, installé sur un ressort pour s'assurer que l'appareil continue à transmettre sa position. En effet, un mode pause se déclenche si le GPS ne bouge pas durant un moment prolongé. Leur temps d'acquisition est fixé à 10 minutes.

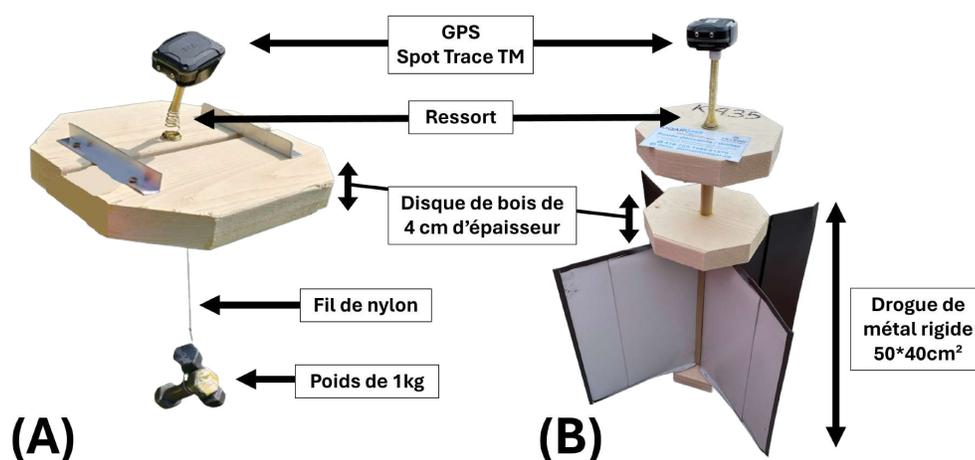


FIGURE 7 – Photos des deux types de bouées utilisés dans l'étude. (A) Bouées sans drogue conçues par l'ISMER. (B) Bouées avec drogue conçues par UBC.

Les bouées ont été déployées le 10 septembre 2020 dans l'estuaire du Saint-Laurent devant Rimouski par triplets avec un patron multi-échelles (30m-30km) illustré en figure 8. Elles ont dérivé en moyenne 5 jours pour les bouées ISMER et 7.3 jours pour les bouées UBC. Le temps de dérive le plus long obtenu est de 12.5 jours avec une bouée UBC. L'acquisition de leur positionnement s'est arrêté dû à des dommages sur le GPS, un chavirage des bouées ou l'épuisement de la batterie dans le GPS. Leurs trajectoires sont montrées par la figure 8.

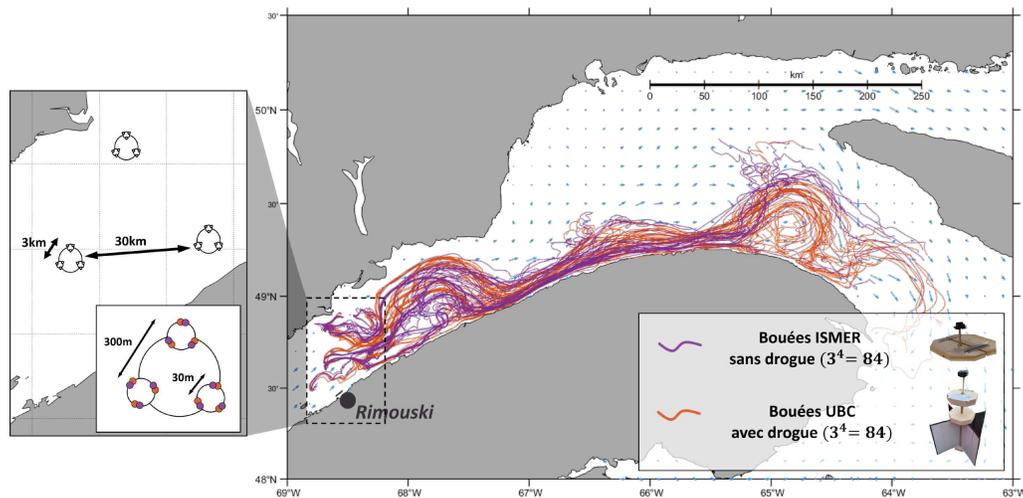


FIGURE 8 – Carte des trajectoires des bouées dérivantes dans le GSL et à gauche le patron de lancement des bouées.

Pour l'étude, la vitesse des bouées a été moyennée sur une heure, en prenant aux heures pleines les vitesses moyennées des 30 minutes précédentes et suivantes de celle-ci. Les positions ont été interpolées elles-aussi aux heures pleines. Ces choix sont liés à la résolution temporelle des modèles numériques décrits dans la prochaine section. Les bouées UBC ont en moyenne une vitesse de 1.68 km/h et les bouées ISMER de 1.62 km/h. Comme visible sur la figure 8, les bouées ont d'abord dérivé dans l'estuaire avec un mouvement principalement dirigé vers le golfe. Elles ont été emportées au large par un gyre de l'estuaire tournant dans le sens horaire qui les a ensuite dirigées dans le courant de Gaspé. Par la suite, elles ont été prises dans les méandres du courant de Gaspé au Sud-Ouest de l'Île d'Anticosti.

0.6.2 Modèles numériques atmosphériques et océaniques

Pour le calcul de la dérive il est nécessaire de connaître la vitesse et la direction du vent, du courant et de la dérive de Stokes. Pour cela, on utilise des modèles numériques de

prévision.

Le système à haute résolution de prévision déterministe du Golfe du Saint-Laurent (SHRPD-GSL), opéré par Environnement et Changement climatique Canada (ECCC), donne la vitesse et la direction du vent à 10 m au-dessus de la surface ([Gouvernement du Canada, 2024](#)). C'est un modèle qui produit des prévisions déterministes de l'atmosphère couvrant tout l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent sur 48 heures (fig. 9). La résolution spatiale horizontale est de 2.5 km.

Prévisions déterministes

Les modèles de prévision déterministe sont utilisés pour des prévisions allant de quelques heures à 4 jours. Ils sont définis par un état initial de l'atmosphère ou de l'océan établi à partir d'observations sur une zone géographique précise. Ensuite, le modèle calcule l'évolution des paramètres au fil du temps. Étant donné qu'un seul scénario est prédit par ce type de modèle, on les nomme des prévisions "déterministes".

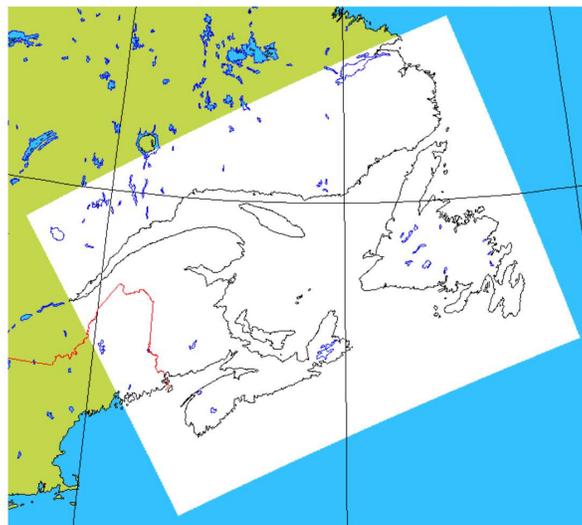


FIGURE 9 – Couverture géographique du modèle de prévision du vent SHRPD-GSL ([Gouvernement du Canada, 2024](#)).

Pour le courant, différents modèles ont été testés. Le modèle GSL500 possède une résolution spatiale horizontale de 500 m et temporelle de trois heures. Il est basé sur le modèle océanique NEMO et forcé par le modèle atmosphérique SHRDP. Une version régionale de ce modèle au niveau de l'estuaire avec une résolution d'une heure a aussi été testée. Ces modèles ne sont pas opérationnels et ont été abandonnés.

Le système régional de prévision déterministe couplée dans le golfe du Saint-Laurent (SRPD-CGSL) couvre le golfe de Québec au détroit de Cabot et au détroit de Belle Isle ([Gouvernement du Canada, 2023b](#)). Il fournit des analyses et des prévisions à 48 heures de la hauteur de la surface de la mer et de la vitesse et la direction du courant à un mètre sous la surface de l'eau. Il possède une grille de résolution spatiale aux 5 km et une résolution temporelle d'une heure. Il est initialisé avec l'utilisation d'analyses atmosphériques tirées du système régional de prévision déterministe à 10 km de résolution (fig.10), ainsi que d'analyses de la glace et de l'océan produites au moyen d'un système d'assimilation des données qui combine les estimations modélisées aux analyses des images RADARSAT produites par le Service canadien des glaces.

Le système de prévision côtier océan-glace pour la Côte Est du Canada (SPCOG-E) fournit des prévisions de 48 heures pour l'océan et la glace marine avec une résolution de $1/36^\circ$ ([Gouvernement du Canada, 2023a](#)). Le système est forcé aux frontières océaniques par le système régional de prévision océan-glace (SRPOG). Le forçage atmosphérique est fourni par le SHRDP combiné spatialement et temporellement avec le SRPD (pour SPCOG-O) ou le système global de prévision déterministe (SGPD) (pour SPCOG-E) pour les régions qui ne sont pas couvertes par le SHRDP (Fig. 10).

Le modèle STLE500 prédit les courants dans l'estuaire avec une résolution de 500 m horizontalement et de 1 m à la surface verticalement ([Drouin, 2024](#)). Il donne des données à chaque heure. Ce modèle est en cours de développement et n'est pas encore opérationnel. Il est opéré avec la même configuration et les mêmes forçages que le modèle SPCOG-E (Fig. 10).

Modèles NEMO

Le modèle d'océan NEMO (*Nucleus for European Modelling of the Ocean*) est un modèle de circulation générale océanique développé par un consortium européen depuis 2008. Il est aujourd'hui utilisé dans plusieurs pays pour la recherche fondamentale, les prévisions opérationnelles d'état de l'océan, les prévisions saisonnières et les projections climatiques. Il est basé sur les équations de Navier-Stokes, ainsi que l'équation d'état de l'eau de mer (qui relie température, salinité, pression et densité) dans le cadre de certaines approximations dues aux propriétés de l'océan. Les approximations des équations primitives de NEMO sont :

- Approximation sphérique : La Terre est considérée comme une sphère.
- La profondeur océanique est négligée par rapport au rayon de la Terre.
- Approximation traditionnelle : la composante horizontale du vecteur de rotation terrestre est négligée.
- Hypothèse de fermeture du mélange turbulent : Les effets des petites échelles sont exprimés en fonction des échelles résolues.
- Approximation de Boussinesq : les variations de densité sont négligées, sauf pour le calcul des termes de flottabilité.
- Équilibre hydrostatique : Équilibre entre la gravité et la force de gradient de pression.
- Le fluide est considéré comme incompressible

Dans le cadre de ces approximations, NEMO peut servir à l'étude d'un large spectre d'échelles spatio-temporelles allant du km aux échelles globales et de quelques heures aux échelles climatiques.

La dérive de Stokes est obtenue avec le modèle WAVEWATCH III couvrant l'ensemble de l'estuaire et du golfe du Saint-Laurent à 1 km de résolution à chaque heure (Dugas et al., 2022). C'est un modèle se basant sur la décomposition spectrale des vagues dans le temps et l'espace. Il a été forcé par le modèle atmosphérique SHRPD et le modèle océanique SRPD-

CGSL (Fig. 10).

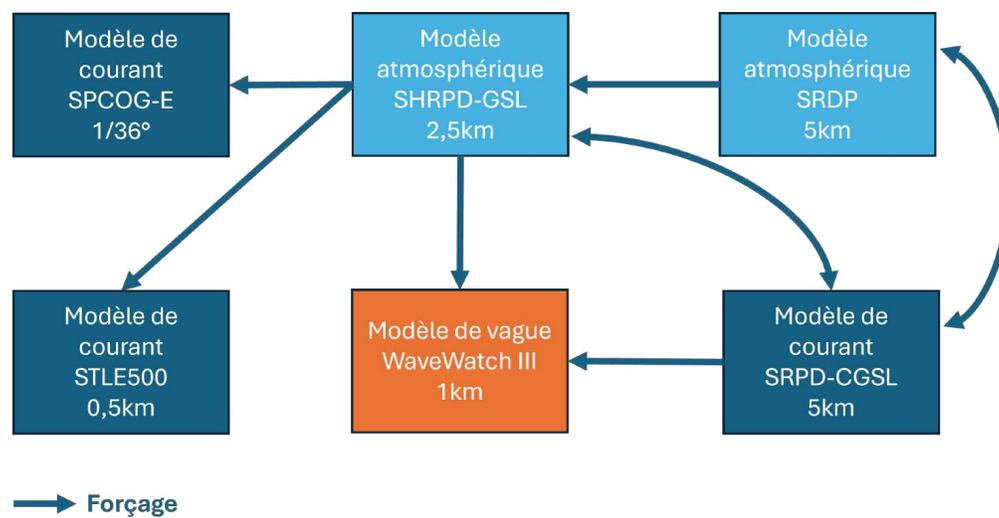


FIGURE 10 – Schéma des forçages entre les différents modèles atmosphériques et océaniques.

ARTICLE 1

ESTIMATION DES ZONES D'INCERTITUDE DE TRAJECTOIRES DE BOUÉES DÉRIVANTES DANS L'ESTUAIRE ET LE GOLFE DU SAINT-LAURENT, QUÉBEC, CANADA

1.1 Introduction

Par an, plus de 7 000 navires marchands transitent par l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent ainsi que plusieurs milliers de navires de plaisance ou touristiques (Chion et al., 2017). Le centre de recherche et de sauvetage du Québec coordonne annuellement 1200 incidents dans le Saint-Laurent, un plan d'eau particulièrement difficile à naviguer (Pêche et Océan Canada, 2009). Parmi les navires marchands, nombreux sont ceux transportant des substances nocives qui pourraient engendrer des déversements d'hydrocarbures (Transport-Canada, 2010). Environ 82 navires de 150 000 tonnes remontent le golfe et l'estuaire jusqu'à une raffinerie proche de Québec (Thériault, 2013). De plus, une vingtaine de tonnes de plastiques est déversée annuellement dans l'océan par le Saint-Laurent (Lebreton et al., 2016). L'amélioration de la prédiction de dérive d'objets et de substances comme les hydrocarbures est donc un enjeu crucial dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent au Québec, Canada.

À partir de modèles océaniques et atmosphériques, il est possible de simuler des trajectoires de dérive (van Sebille et al., 2018). Les modèles de dérive sont déterminés par un champ de vitesse défini comme suit,

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{u}_a + \vec{u}_d, \quad (1.1)$$

où $\vec{x}(t) = (x(t), y(t))$ est la trajectoire de dérive, \vec{u}_a la composante advective et \vec{u}_d la composante diffusive (Abascal et al., 2009a).

La composante advective correspond aux éléments de la dérive qui sont prédictibles dans l'océan. Elle est traditionnellement décrite par le modèle *leeway* qui prend en compte le courant Eulérien \vec{u}_E ainsi que le vent \vec{u}_v (Carracedo et al., 2006; Breivik and Allen, 2008; Tamtare et al., 2019).

$$\vec{u}_a = \vec{u}_E + \alpha \vec{u}_v, \quad (1.2)$$

où α est un coefficient qui dépend des applications. Il varie entre 1% et 3% et correspond principalement à une correction de l'influence du vent, mais aussi aux phénomènes advectifs non résolus dus au vent comme la dérive de Stokes, une dérive due aux vagues (Stokes, 1847; Carracedo et al., 2006; Breivik and Allen, 2008; Tamtare et al., 2019). Les vagues étant créées principalement par le vent, la dérive de Stokes est un élément indirectement dû au vent.

Dans le Saint-Laurent, l'équation pour la composante advective couramment utilisée est celle du modèle *leeway* 1.2.

En effet, le logiciel opérationnel de prédiction de dérive de déversement pétrolier dans le GSL, SpillView, utilise cette équation (Boulé and Blouin, 2005) pour prédire le déplacement des nappes d'hydrocarbures au niveau des côtes canadiennes. De plus, la garde côtière canadienne possède un programme de planification de recherche et de sauvetage en mer, nommé CANSARP (Canadian Coast Guard College, 1993). Celui-ci prédit le déplacement de personnes perdues en mer en procurant des zones de recherches à partir du modèle *leeway*. Hillier (2008) a présenté dans sa thèse des possibles améliorations de ce programme qui s'inspire du modèle *leeway* et elle y conclut que les résolutions des modèles numériques actuelles ne sont pas suffisantes pour des applications pratiques en mer.

Cependant, il a été montré que la dérive de Stokes est un paramètre important de la dérive (Stokes, 1847) et que le rajouter aux modèles de dérive peut les améliorer significativement (Tamtare et al., 2019), à tout le moins dans les situations où les vagues sont limitées par le fetch. Il a de plus été étudié que le cisaillement du courant en surface influence la dérive en fonction du tirant d'eau de l'objet dérivant. Ainsi, Tamtare et al. (2019) a montré

que l'extrapolation du courant des modèles de courant en surface améliore aussi la prédiction de la dérive en réduisant le coefficient lié au vent dans le modèle *leeway*.

La composante advective peut donc être décomposée ainsi,

$$\vec{u}_a = C_E \vec{u}_{E0} + C_v \vec{u}_v + C_S \vec{u}_S, \quad (1.3)$$

où \vec{u}_{E0} est le courant Eulérien extrapolé à la profondeur de la partie immergée de l'objet, \vec{u}_v la vitesse du vent à 10 m au-dessus de l'eau et \vec{u}_S la dérive de Stokes (Fig. 11). C_E , C_v et C_S sont des coefficients prenant en compte les biais des vitesses prédites (Abascal et al., 2009a).

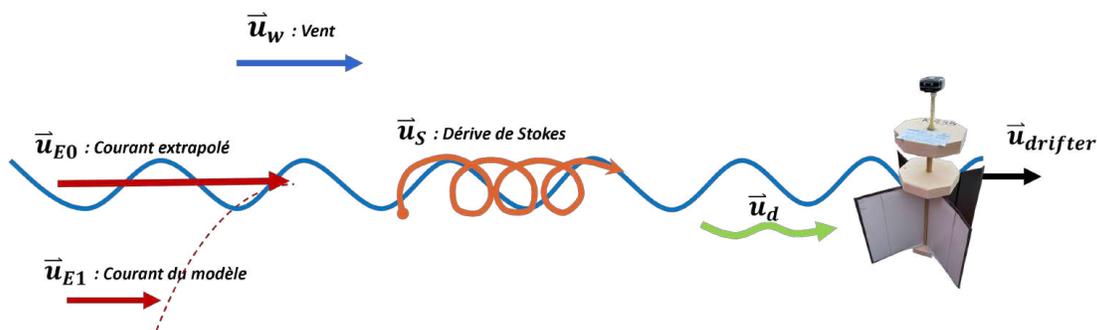


Figure 11 – Schéma des processus affectant la dérive d'une bouée.

La composante diffusive, quant à elle, correspond aux mouvements des objets causés par les phénomènes non résolus par les modèles océaniques (Ullman et al., 2006; Zhu et al., 2021). Elle est en pratique déterminée par la différence entre la vitesse de dérive prédite et celle mesurée par des bouées dérivantes (Ullman et al., 2006). Elle prend, de plus, en compte les erreurs des modèles numériques. Dans le calcul de dérive, elle est ajoutée en utilisant un modèle stochastique, cependant, différents modèles existent. Griffa (1996) en présente deux utilisables dans le contexte de la dérive d'un objet.

Le modèle de marche aléatoire modélise les erreurs des vitesses de dérive prédites comme aléatoires et indépendantes du temps. La vitesse diffusive est dans ce cas définie par

l'équation suivante,

$$u_d = \sigma_u \frac{T_u^{\frac{1}{2}}}{dt} dw, \quad (1.4)$$

où σ_u est l'écart-type de la vitesse turbulente, dw est un incrément aléatoire tiré d'une distribution normale avec une moyenne nulle et une variance égale à $2dt$, T_u est l'échelle de décorrélation de u_d et $dt = 2T_u$ (Griffa, 1996; Ullman et al., 2006; Zhu et al., 2021). Ce calcul correspond à l'ajout d'une impulsion aléatoire dans la simulation de la dérive d'un objet.

Le modèle de vol aléatoire modélise quant à lui les erreurs des vitesses de dérive prédites comme étant aléatoires, mais corrélée dans le temps,

$$du_d = -\frac{u_d}{T_u} dt + \frac{\sigma_u}{T_u^{\frac{1}{2}}} d\hat{w}, \quad (1.5)$$

où $d\hat{w}$ est une nouvelle réalisation de dw . Dans cette équation, l'impulsion aléatoire est encore présente avec le deuxième terme à droite de l'équation. Le premier terme correspond à une mémoire du pas précédent (Griffa, 1996; Ullman et al., 2006; Zhu et al., 2021).

L'objectif de cette étude est de développer un modèle de dérive d'objet qui procure des zones de recherches en mer efficace, avec un pourcentage de validation de plus de 95% en utilisant des modèles numériques atmosphériques et océaniques. Pour cela, différentes configurations des composantes advectives et diffusives vont être testées.

1.2 Zone d'étude

Le golfe du Saint-Laurent (GSL) est une mer semi-fermée et très stratifiée connectée à l'océan Atlantique au Québec, Canada, par le détroit de Cabot au Sud-est ainsi que par le détroit de Belle-Isles au Nord-est. Il représente 214 000 km² pour un volume de 34 500 km³ (Koutitonsky and Bugden, 1991). Il se poursuit au Sud-Ouest avec un estuaire maritime d'une largeur allant de 50 km en aval vers Pointe-des-Monts à 20 km en amont au niveau de la rivière Saguenay (El-Sabh, 1988). Tout d'abord, le GSL est lié à un important bassin versant

qui engendre un débit d'eau douce de 600 km³ par an (Koutitonsky and Bugden, 1991). Le forçage lié à l'eau douce crée un écoulement en surface sous l'effet de la flottabilité du fjord du Saguenay jusqu'à la bouche de l'estuaire maritime (Saucier and Chassé, 2000). Le stress du vent est le plus important forçage qui affecte le système GSL. Il a une influence sur la circulation estuarienne et la circulation cyclonique générale (Saucier et al., 2009). Les montagnes de Gaspésie affectent le vent en le faisant souffler du sud-ouest vers le nord-est en suivant la cote. Cela forme en partie le courant de Gaspé. Celui-ci est aussi dû au flux d'eau saumâtres provenant de l'estuaire moyen (El-Sabh, 1976). Il s'écoule en suivant la côte sud de la Gaspésie en direction du golfe. Il a une largeur de 10 à 20 km avec une vitesse maximale de 1 m/s durant l'été (Benoit et al., 1985). De plus, il est renforcé par des gyres anticycloniques sur la rive nord de l'estuaire qui suivent des fronts de densité (Mertz et al., 1985). En effet, l'estuaire du Saint-Laurent est l'un des plus stratifiés latéralement au monde (Larouche et al., 1987), ce qui engendre des courants baroclines (Hsieh and Gill, 1984). À la sortie de l'estuaire, le courant de Gaspé forme souvent des méandres dus à des instabilités baroclines (Sheng, 2001). À l'ouest de l'île d'Anticosti se situe une gyre cyclonique quasi-permanente nommée la gyre d'Anticost (El-Sabh, 1976; Sevigny et al., 1979). Elle traverse l'entrée de l'estuaire maritime et y renforce le courant de Gaspé.

1.3 Données

1.3.1 Bouées dérivantes

Le 10 septembre 2020, la mission TReX de surface (Tracer Release Experiment) a eu lieu dans l'estuaire du Saint-Laurent au Québec, Canada. Elle consistait à étudier les processus de dérive et de diffusion à différentes échelles physiques. Des bouées dérivantes ont été déployées dans l'estuaire du Saint-Laurent devant Rimouski par triples avec un patron multi-échelles (30 m-30 km) illustré en figure 12. Cette étude se concentre sur les deux principaux types de bouées qui ont été utilisés :

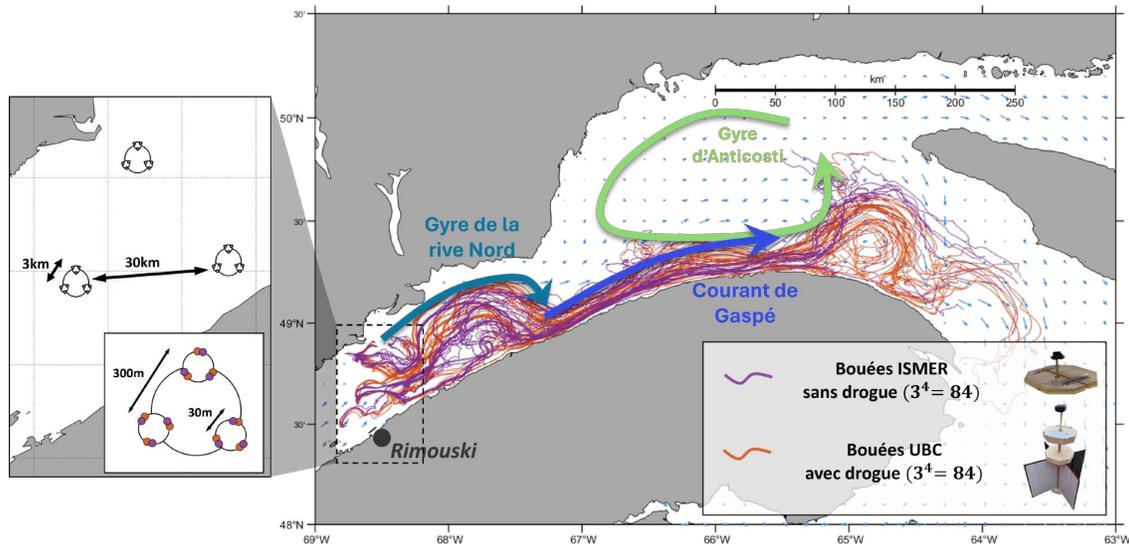


Figure 12 – Carte des courants du GSL, des trajectoires des bouées dérivantes et à gauche le patron de lancement des bouées

- 84 bouées conçues selon [Tamtare et al. \(2021\)](#) à l’Institut des Sciences de la mer de Rimouski (ISMER). Elles sont formées par un disque de bois de 40 cm de diamètre et d’une épaisseur de 4 cm, elles possèdent un franc-bord de 1 cm et ne possèdent par de drogue.
- 84 bouées conçues selon [Pawlowicz et al. \(2019\)](#) à l’Université de Colombie-Britannique (UBC). Elles sont formées de deux disques en bois de 18 cm de diamètre et de 4 cm d’épaisseur séparés par un bâton en bois pour leur franc-bord. Elles possèdent une drogue immergée de dimension 50 cm par 40 cm en métal rigide, le centre de la drogue est situé à environ 36 cm sous la surface.

Les bouées conçues à l’ISMER sont plus affectées par le vent, étant très proche de la surface comparativement au second type étudié qui est plus affecté par le courant grâce à sa drogue ([Pawlowicz et al., 2024](#)). Elles ont dérivé en moyenne 5 jours pour les bouées ISMER

avec en moyenne une vitesse de 1.62 km/h et 7,3 jours pour les bouées UBC avec en moyenne une vitesse de 1.68 km/h. Le temps de dérive le plus long obtenu est de 12,5 jours avec une bouée UBC.

Pour l'étude, la vitesse des bouées a été moyennée sur une heure, en prenant aux heures pleines les vitesses moyennées des 30 minutes précédentes et suivantes de celle-ci. Les positions ont été interpolées, elles aussi, aux heures pleines pour coller aux heures des modèles numériques. Comme visible sur la figure 12, les bouées ont d'abord dérivé dans l'estuaire avec un mouvement principalement dirigé vers le golfe. Elles ont été prises dans une gyre de l'estuaire tournant dans le sens horaire qui les a ensuite dirigées dans le courant de Gaspé. Par la suite, elles ont été prises dans les méandres du courant de Gaspé au Sud-Ouest de l'île d'Anticosti.

1.3.2 Modèles numériques atmosphériques et océaniques

Pour le calcul de la dérive, il est nécessaire de connaître la vitesse et la direction du vent, du courant Eulérien et de la dérive de Stokes. Pour cela, on utilise des modèles numériques de prédiction.

Le système à haute résolution de prévision déterministe du Golfe du Saint-Laurent (SHRPD-GSL), opéré par Environnement et Changement climatique Canada (ECCC), donne la vitesse et la direction du vent à 10 m au-dessus de la surface ([Gouvernement du Canada, 2024](#)). C'est un modèle qui produit des prévisions déterministes de l'atmosphère couvrant tout l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent sur 48 heures. La résolution spatiale horizontale est de 2.5 km.

Pour les courants, différents modèles ont été testés, voici leur description :

Le Système régional de prévision déterministe couplée dans le golfe du Saint-Laurent (SRPD-CGSL) couvre le golfe de Québec au détroit de Cabot et au détroit de Belle Isle

(Gouvernement du Canada, 2023b). Il possède une grille de résolution spatiale de 5 km, une résolution temporelle d'une heure et la première cellule de courant est à un mètre sous la surface. Il est initialisé avec l'utilisation d'analyses atmosphériques tirées du SHRPD.

Le système de prévision côtier océan-glace pour la côte est du Canada (SPCOG-Est) fournit des prévisions de 48 heures pour l'océan et la glace marine avec une résolution de $1/36^\circ$ (Gouvernement du Canada, 2023a). Le forçage atmosphérique est fourni par le modèle SHRPD.

Le modèle STLE500 prédit les courants dans l'estuaire avec une résolution de 500 m horizontalement et de 1 m à la surface verticalement (Drouin, 2024). Il donne des données à chaque heure. Ce modèle est en cours de développement et n'est pas encore opérationnel. Il est opéré avec la même configuration et les mêmes forçages que le modèle SPCOG-Est.

La dérive de Stokes est obtenue avec le modèle WaveWatch III couvrant l'ensemble de l'estuaire et du golfe du Saint-Laurent à 1 km de résolution à chaque heure (Dugas et al., 2022). C'est un modèle se basant sur la décomposition spectrale des vagues dans le temps et l'espace. Il a été forcé par le modèle atmosphérique SHRPD et le modèle océanique SRPD-CGSL.

1.4 Méthodes

1.4.1 Mise en place d'un modèle advectif

La vitesse advective comme vu précédemment correspond à la dérive prédite par des modèles numériques (Équation 1.3). Pour la calculer, il est d'abord nécessaire d'extrapoler le courant Eulérien avec la méthode de Tamtare et al. (2019) à la profondeur des bouées. Les bouées ISMER ne possédant pas de drogue, le courant est extrapolé à la surface. Pour les bouées UBC, le courant est extrapolé à 36 cm de la surface qui correspond au centre de la drogue.

Ensuite, les coefficients de l'équation 1.3 sont calibrés à partir d'une fonction d'optimisation définie comme suit :

$$J(C_E, C_v, C_S) = \sum_{j=1}^T \sum_{i=1}^N \left\{ \begin{aligned} & [u_{\text{bouee}}(i, j) - C_E u_E(i, j) - C_v u_v(i, j) - C_S u_S(i, j)]^2 \\ & + [v_{\text{bouee}}(i, j) - C_E v_E(i, j) - C_v v_v(i, j) - C_S v_S(i, j)]^2 \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

avec u_{bouee} et v_{bouee} les vitesses des bouées respectivement dans les directions x et y . Les vitesses suivantes sont celles des modèles numériques interpolées aux positions des bouées : u_E et v_E les vitesses du courant Eulérien, u_v et v_v les vitesses du vent et u_S et v_S la dérive de Stokes. C_E , C_v et C_S sont les coefficients calibrés à l'aide de cette équation, ils sont contraints à l'intervalle 0 et 1.

Pour minimiser cette fonction, la méthode nommée *Shuffled Complex Evolution Method* (SCE-UA) a été utilisée. C'est un programme d'optimisation général développé par [Duan and Sorochian \(1993\)](#) à l'Université de l'Arizona. Les coefficients ont été calibrés pour différentes configurations du modèle de dérive. Le tableau 1 montre les résultats obtenus pour les différents modèles de courant en fonction du type de bouées.

Table 1 – Tableau des coefficients obtenus pour les différents modèles de courant en fonction du type de bouées.

		C_E	C_v	C_S	σ_u (m/s)	σ_v (m/s)	T_u (h)	T_v (h)
RDPS CGSL	ISMER	0.67	0.015	0.99	0.52	0.24	6.70	6.42
	UBC	0.87	0.0036	0.99	0.52	0.26	8.07	8.52
SPCOG - Est	ISMER	0.31	0,019	0.99	0.53	0.24	7.64	6.69
	UBC	0,59	0.0034	0.99	0.55	0.28	8.92	9.76
ESTL	ISMER	0	0.043	0.21	0.47	0.24	6.21	6.05
	UBC	0.0008	0.0384	0.99	0.48	0.27	8.98	9.53

La dérive de Stokes ayant des coefficients proche de 1 est prise en totalité en compte.

Sa valeur moyenne est 0.027 m/s. Le courant Eulérien a une vitesse moyenne de 0.27 m/s et le vent est en moyenne de 5.54 m/s. (La vitesse des bouées est donc en moyenne représentée par 70% du courant, 23% du vent et 7% de la dérive de Stokes.)

Ainsi, le courant est le paramètre le plus important de la dérive. Dans le modèle *leeway*, aucun coefficient ne lui est appliqué. En effet, avec une prédiction parfaite du courant, sa vitesse, il n'y aurait pas de correction à apporter dans le calcul de la dérive. Or, des erreurs sont présentes dans le modèle de prédiction de dérive, ce qui peut s'observer sur la figure 13 décrite plus loin. Le pari d'affecter un coefficient au courant a été pris dans le cas de cet article.

Le modèle ESTL ne semble pas prédire les courants subits par les bouées d'après les résultats du tableau 1. Le modèle RDPS-CGSL quant à lui semble être le plus performant.

Les coefficients du vent pour les bouées ISMER sont plus grands que ceux UBC ce qui montre l'importance du vent pour ce type de bouées. [Zhu et al. \(2022\)](#) obtient des résultats similaires avec des coefficients de vent de 0.019 pour des bouées sans drogue et 0.008 pour des bouées avec drogues appliqués au modèle *leeway*.

La figure 13 présente des nuages de points des vitesses des bouées dérivantes UBC par rapport aux courants Eulérien prédits avant optimisation et par rapport aux vitesses advectives calculées après optimisation aux positions des bouées. La p-valeur est de $p < 0.01$, ainsi les améliorations sont significatives, mais les modèles semblent tout de même sous-estimer les vitesses des bouées.

L'estuaire et le golfe étant deux systèmes différents, un essai de calibration de coefficients différents a été réalisé, mais cela n'a pas eu beaucoup d'impact sur l'amélioration des résultats.

Il est à noter que les coefficients ont été calibrés avec les mêmes données de bouées que celles utilisées pour les résultats de cette étude par manque d'autres périodes de dérive

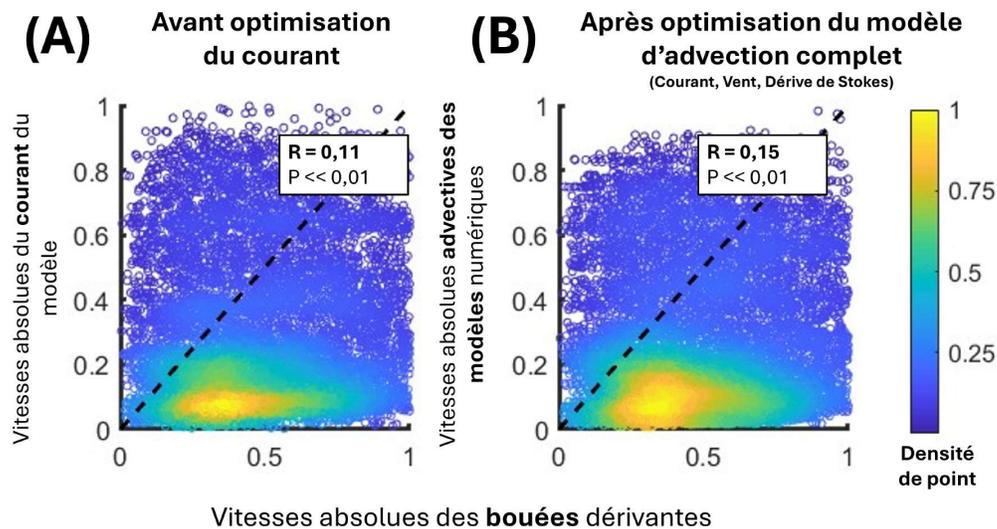


Figure 13 – Nuage de point des vitesses des bouées dérivantes UBC (A) par rapport aux vitesses du modèle de courant RDPS-CGSL, (B) par rapport aux vitesses adactives prédites par les modèles numériques de vent, de vagues et de courant RDPS-CGSL.

de bouées.

1.4.2 Mise en place d'un modèle diffusif

Pour la partie diffusive de l'équation de dérive 1.1, deux modèles stochastiques définis par les équations 1.4 et 1.5 sont comparés. La variance et l'échelle de décorrélation sont obtenues à partir de la différence entre les vitesses de bouées dérivantes et les vitesses du modèle adactif aux positions des bouées à chaque heure. La vitesse des bouées dérivantes correspond à l'addition de la vitesse adactive et de la vitesse diffusive. C'est pour cela qu'on utilise ces vitesses pour estimer les coefficients de la vitesse diffusive.

Des séries temporelles de cette différence pour toutes les bouées ont été calculées pour ensuite déterminer les fonctions d'autocovariances en u et en v de celle-ci (Fig. 14). La

moyenne des autocovariances est calculée pour obtenir au lag 0 la valeur de la variance. Une fonction exponentielle a été ajustée par la méthode des moindres carrés sur les données entre l'heure zéro et la cinquième heures. Elle est définie ainsi : $e^{-\frac{t}{T_u}}$.

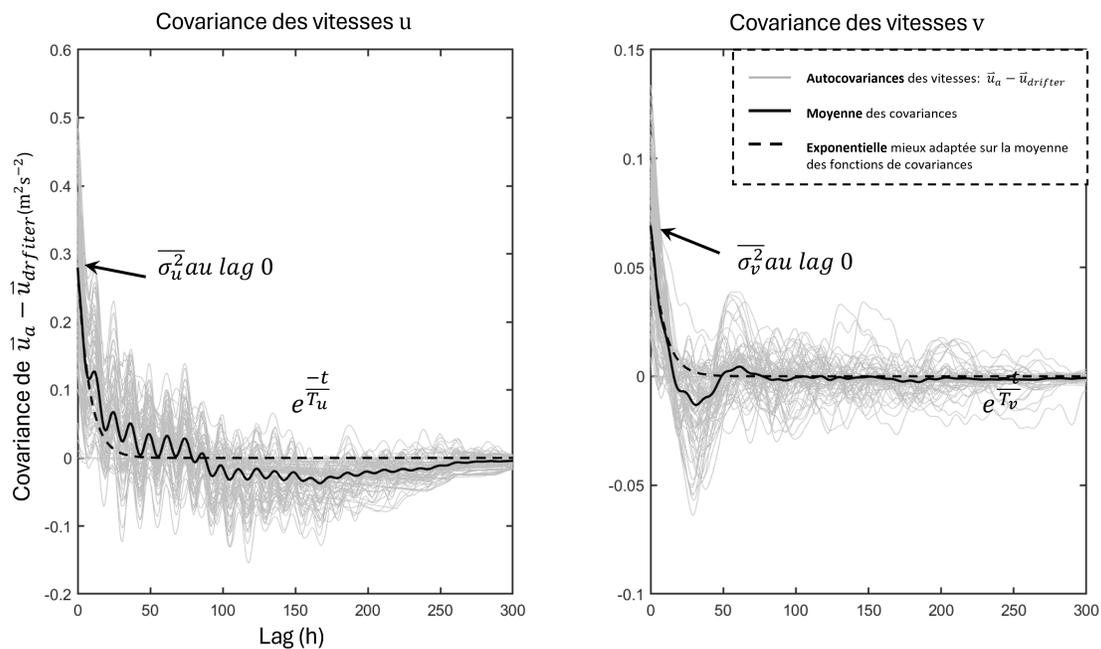


Figure 14 – Graphique des autocovariances de la différence entre les vitesses des bouées et les vitesses advectives aux positions des bouées

La configuration de l'estuaire influence les coefficients de diffusion. La variance est plus forte en u qu'en v . [Zhu et al. \(2021\)](#) obtient des variances assez isotropes sur les côtes américaines qui est un environnement ouvert. L'estuaire contraint quant à lui le mouvement des bouées à une direction générale Sud-Ouest/Nord-Est. De plus, sur la figure 14 les oscillations de marée sont observables sur les covariances de u et non de v . Le courant de marée est donc très important dans l'axe de l'estuaire.

1.4.3 Mise en place du modèle complet de dérive

Les trajectoires sont prédites avec un pas de temps d'une heure à partir d'une position initiale. Des points d'initialisation aux 12 heures ont été définies pour toutes les trajectoires de bouées, ainsi les 162 bouées ont fourni plus de 3000 trajectoires. À chaque pas de temps, les vitesses du courant, du vent et de la dérive de Stokes sont interpolées à la position de la bouée. La vitesse diffusive est ajoutée avec le modèle de marche aléatoire ou de vol aléatoire. Chaque étape de calcul de trajectoire est calculée à partir de la méthode d'analyse numérique d'approximation de solutions d'équations différentielles Runge-Kutta d'ordre 4. Le choix de cette méthode est justifié en annexe 1. Elle repose sur l'utilisation de différentes itérations pour estimer la meilleure solution à chaque pas de temps.

Pour obtenir des zones de recherches, il est nécessaire de simuler un grand nombre de trajectoires. Dans cette étude, 1000 itérations par trajectoire de bouées ont été réalisées pour un maximum de 48 heures de dérive.

La méthode d'estimation par noyau, une méthode non paramétrique d'estimation de la densité de probabilité d'une variable aléatoire, a servi à déterminer les zones de recherches (Abascal et al., 2009b). La densité des points finaux après un temps t de simulation est calculée (fig. 15) et la zone de recherche est définie en prenant en compte 95% des simulations.

1.5 Résultats

Le modèle de dérive fournit des zones de prédiction après un temps spécifique de simulation comme présenté dans la figure 16, qui illustre que les simulations ne sont pas toujours correctes: dans l'exemple du cas 1 de la figure 16, les positions de la bouée après 6h, 12h et 24h de dérive se trouvent bien les zones prédites. Pour le cas 2 les zones prédites ne sont pas valides.

Les pourcentages de réussites des zones de prédiction pour les deux types de bouées

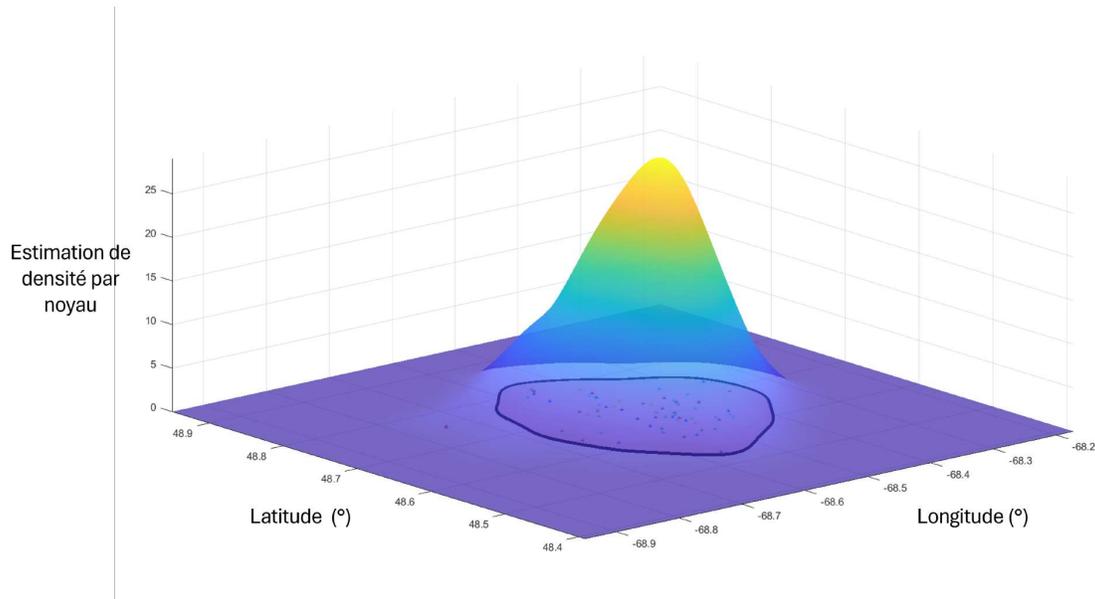


Figure 15 – Estimation de densité par noyau pour une zone de recherche après 48 heures de simulation.

de l'étude avec le modèle RDPS sont visibles dans la figure 17. Les bouées avec drogue ont légèrement de meilleurs résultats, mais le 95% de réussite n'est pas atteint, même pour des temps de prévision de seulement 2 heures.

La figure 18 présente les distances entre les bouées et les zones de prédiction. Elles sont de l'ordre de 5 à 10 km sur les premières heures de prédiction puis augmentent énormément dans le temps ensuite. Cela montre que malgré un pourcentage de réussites loin de 95%, les zones sont proches de la réalité sur les premières heures de prédiction. Les pourcentages diminuent rapidement jusqu'à atteindre environ 10% de réussite après 15h de prédiction. Les distances à la zone augmentent grandement après ce temps de prédiction. Le diamètre des zones augmente linéairement dans le temps.

Le modèle SPCOG obtient des pourcentages de réussites légèrement plus faibles que le modèle RDPS sur les premières heures de prédiction puis atteint le palier de 10% comme

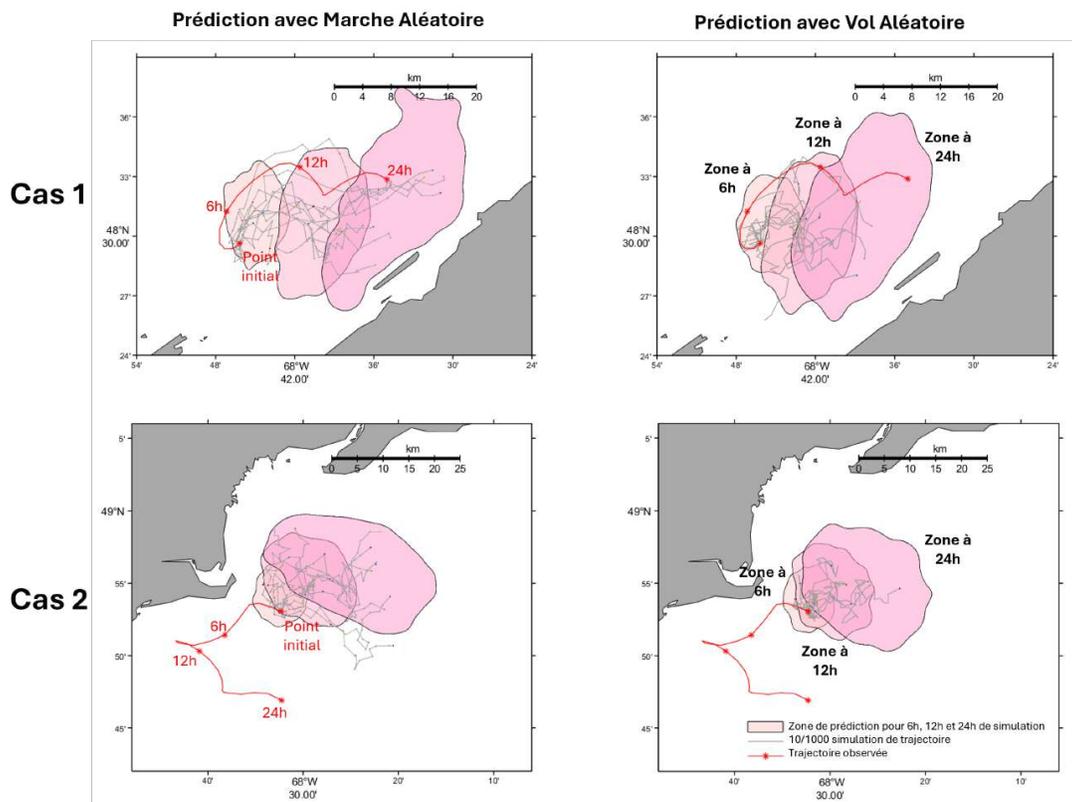


Figure 16 – Exemple de zones de recherches prédites avec le modèle RDPS versus les trajectoires observées

précédemment (Fig. 19). Cependant, l’aire de la zone est beaucoup plus grande.

Pour obtenir des résultats se rapprochant plus de 95% de réussite, il a été essayé d’augmenter la diffusion, en multipliant par 2 l’échelle de décorrélation et la variance (Fig. 20). Les pourcentages se rapprochent de 95% de réussite pour des prévisions à 2h et diminuent moins vite dans le temps que pour une diffusion normale. Toutefois, les zones de recherche doublent de taille.

Sur les toutes premières heures de prédiction (1-3 h) pour une diffusion normale, le modèle de vol aléatoire a des pourcentages de réussites plus fort que le modèle de marche

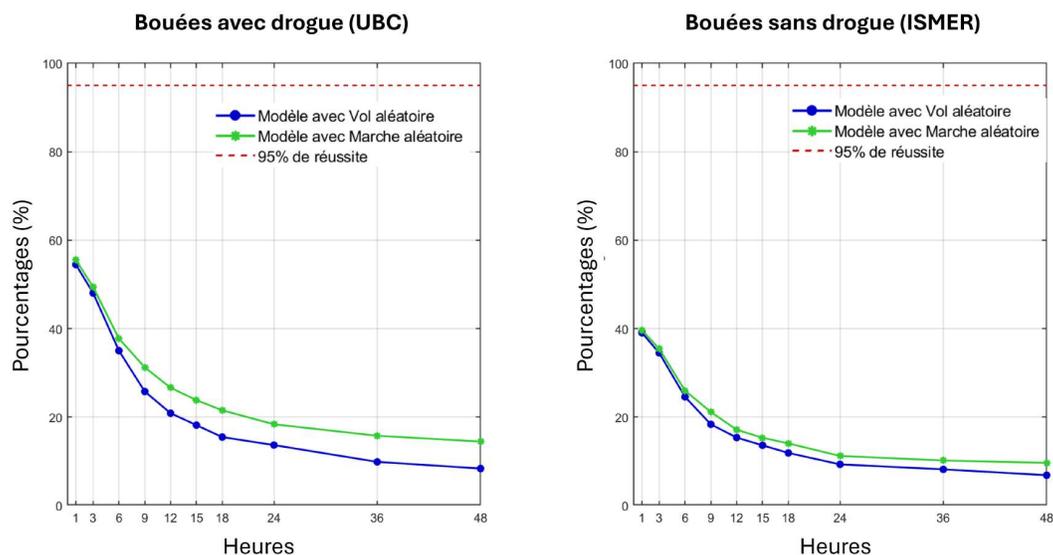


Figure 17 – Pourcentages de validation des zones de recherches par les vraies trajectoires de bouées dérivantes avec le modèle RDPS.

aléatoire. Cependant, après 3 h de prédiction, le modèle de marche aléatoire obtient quelques pourcents de plus que celui de vol aléatoire. Les résultats des deux modèles stochastiques pour une diffusion multipliée par 2 sont meilleurs, mais leur différence est aussi plus grande. Le modèle de marche aléatoire obtient des pourcentages plus importants que celui de vol aléatoire.

1.6 Discussion

Pour pouvoir utiliser un modèle de dérive de manière opérationnel, il est nécessaire d'obtenir des résultats de prédiction avec de très bon taux de réussite. Or, les zones de recherches obtenues, qui contiennent 95% des trajectoires prédites, ne contiennent jamais 95% des trajectoires observées pour des temps de prédiction supérieurs à 2 h. Ces résultats ne sont pas étonnants, malgré une corrélation significative dans la figure 13, les vitesses des

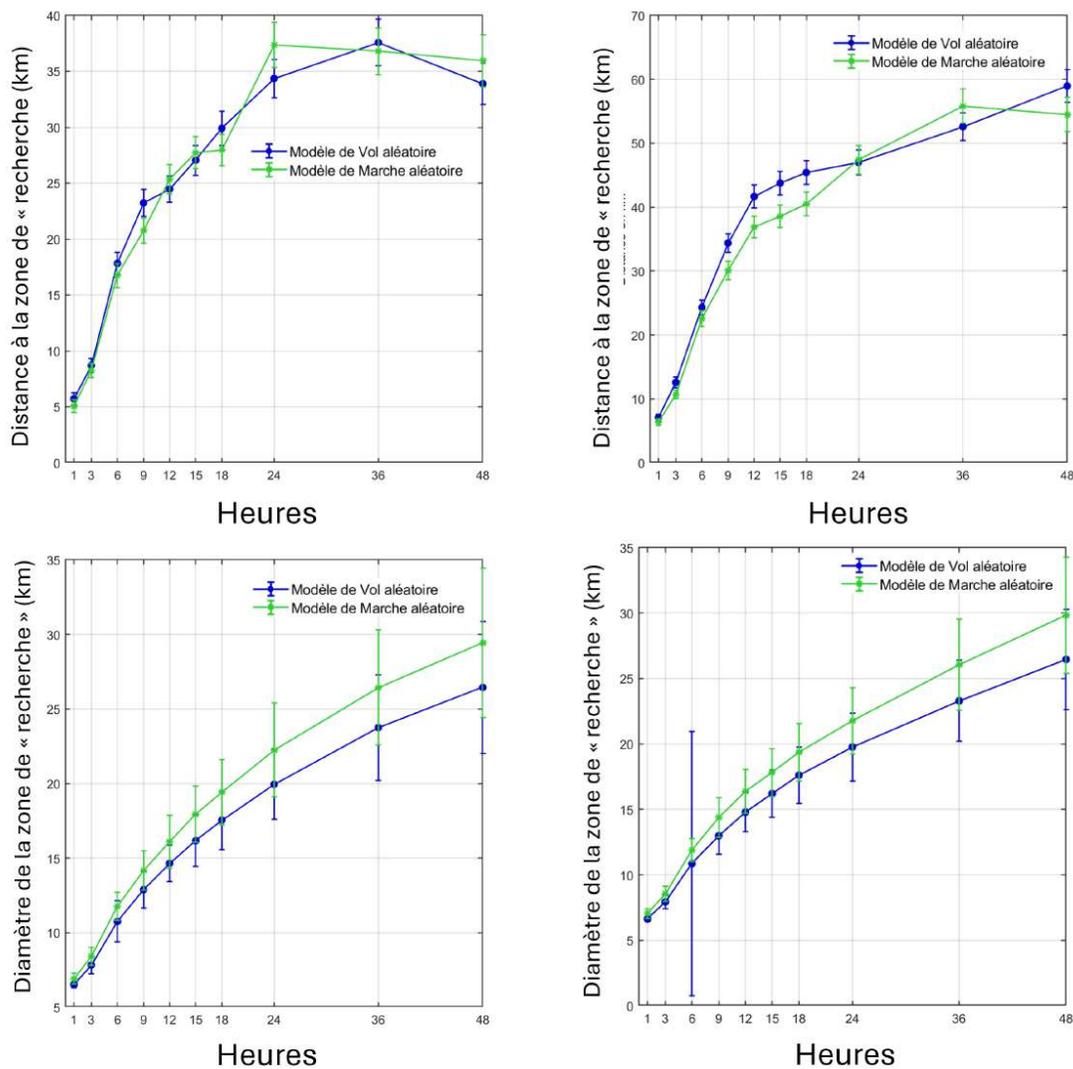


Figure 18 – (Haut) Distances entre la vraie position de la bouée et la zone de prédiction et (Bas) aire des zones de recherches en fonction du temps de prédiction

modèles océaniques et atmosphériques sont majoritairement plus faibles que la vitesse des bouées. Cela démontre que les bouées ont dérivé dans des courants ou des vents plus fort. C'est pour cela que les modèles ne semblent pas prédire correctement les courants subit par les bouées et cela ressort dans les résultats.

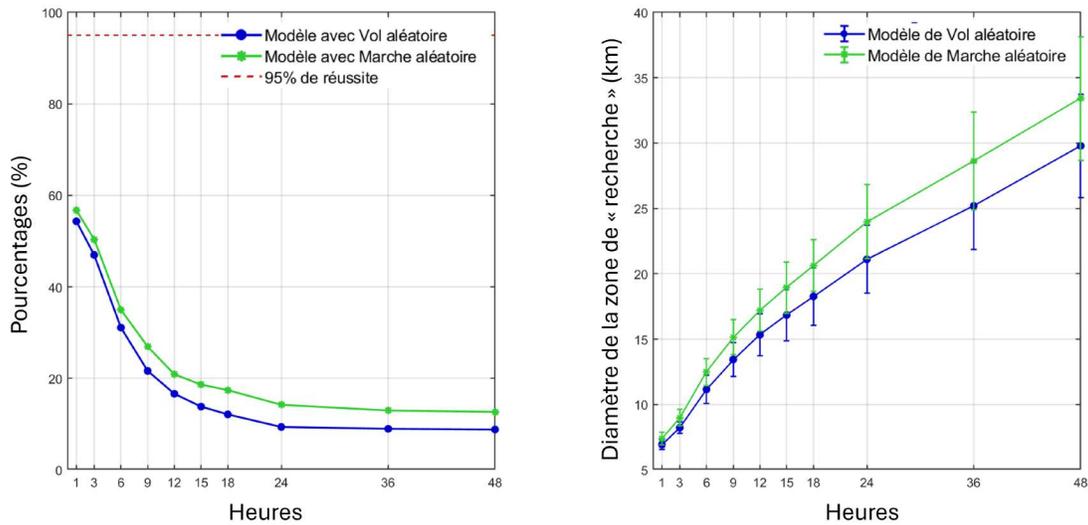


Figure 19 – (Gauche) Pourcentages de validation des zones de recherches par les vraies trajectoires de bouées dérivantes avec le modèle SPCOG pour les bouées avec drogue (UBC) et (droite) aire des zones en fonction du temps.

De plus, les spectres de vitesses des bouées et des vitesses d'advection montrent une importante différence d'énergie (fig. 21). Cela démontre encore que les modèles sous-estiment les vitesses des bouées et cela à toutes les fréquences.

En se penchant sur les observations de trajectoire de bouées par rapport aux courants prédits à un instant t sur la figure 22, les bouées sont clairement, au vu de leur trajectoire, prises dans un gyre. Seulement celle-ci n'est pas modélisée par le modèle numérique de courant. Il prédit deux gyres dans cette zone de l'estuaire, ces tourbillons ne sont donc pas positionnés aux bonnes régions de l'estuaire par rapport à la réalité.

La diffusion dans le calcul de la dérive prend en compte les phénomènes non résolus ainsi que les erreurs des modèles océaniques et atmosphériques. Seulement, les pourcentages même avec la diffusion sont en deçà de ceux escomptés. Les essais d'augmentation de la diffusion, approchent de l'objectif des 95% sur les premières heures, mais il n'est tout de

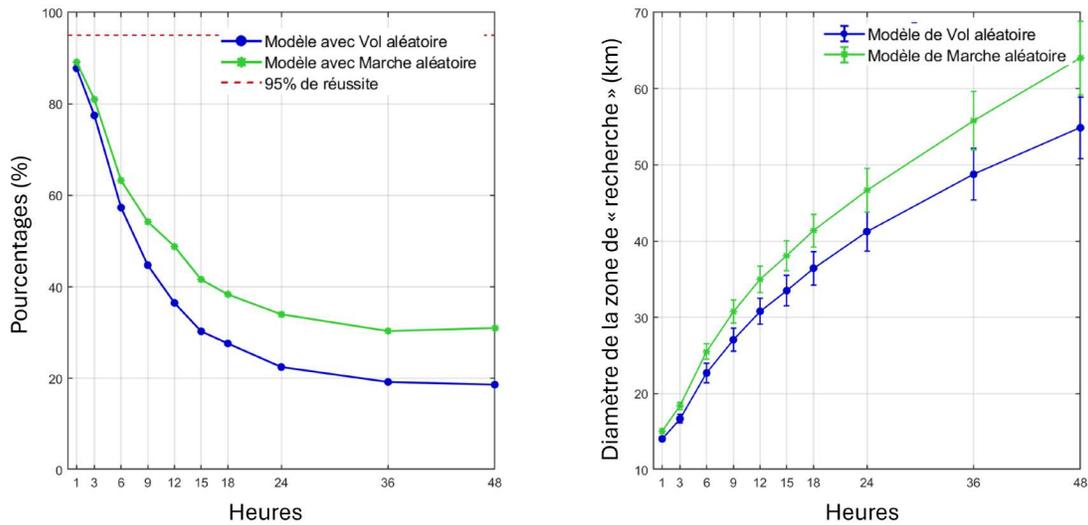


Figure 20 – (Gauche) Pourcentages de validation des zones de recherches par les vraies trajectoires de bouées dérivantes avec une diffusion multipliée par 2 et le modèle RDPS pour les bouées avec drogue (UBC) et (droite) aire des zones en fonction du temps.

même pas atteint. Les erreurs des modèles numériques sont donc trop grandes pour être adéquatement prises en compte par les modèles stochastiques.

1.7 Conclusion

En conclusion, les modèles actuels de prévision océaniques de l'estuaire du Saint-Laurent ne procurent pas des données assez résolues et proches de la réalité pour de la prédiction opérationnelle de dérive en mer. Cependant, les résultats restent intéressants et donnent une idée de la dérive d'objet dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent. Le modèle de dérive mis en place dans cette étude pourrait être utilisé lorsque les modèles opérationnels seront plus efficaces.

Les solutions vont donc vers plus d'assimilation de données dans les modèles numériques

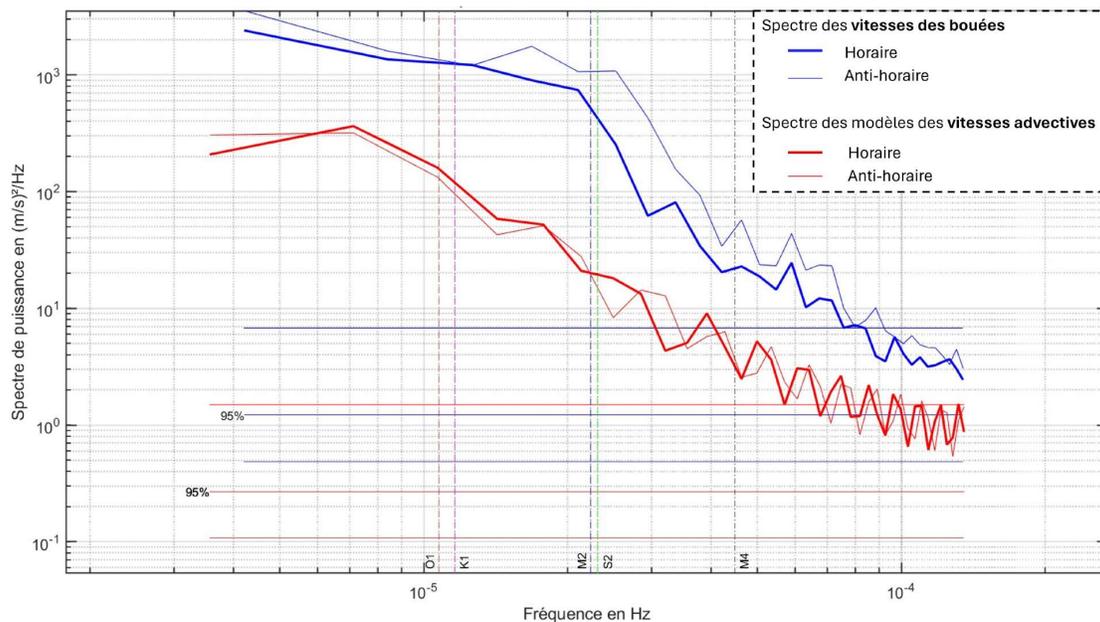


Figure 21 – Spectres de puissance des vitesses des bouées et des vitesses advectives obtenues avec le modèle de courant RDPS.

dans le Saint-Laurent et particulièrement dans l'estuaire qui est une zone assez restreinte et donc complexe à prédire. Pour cela, des données de radars hautes fréquences comme il en existe dans l'estuaire pourraient aider à corriger l'emplacement des gyres en étant assimilées par les modèles océaniques. L'utilisation directe des données de radar hautes fréquences pour de la prédiction de dérive pourrait aussi aider à l'intervention dans le cas de personnes perdues en mer ou de déversement d'hydrocarbures (Uilman et al., 2006). Ce type d'instruments peut observer un champ de vent, de vagues et de courants sur toute la largeur de l'estuaire (Dussol et al., 2022).

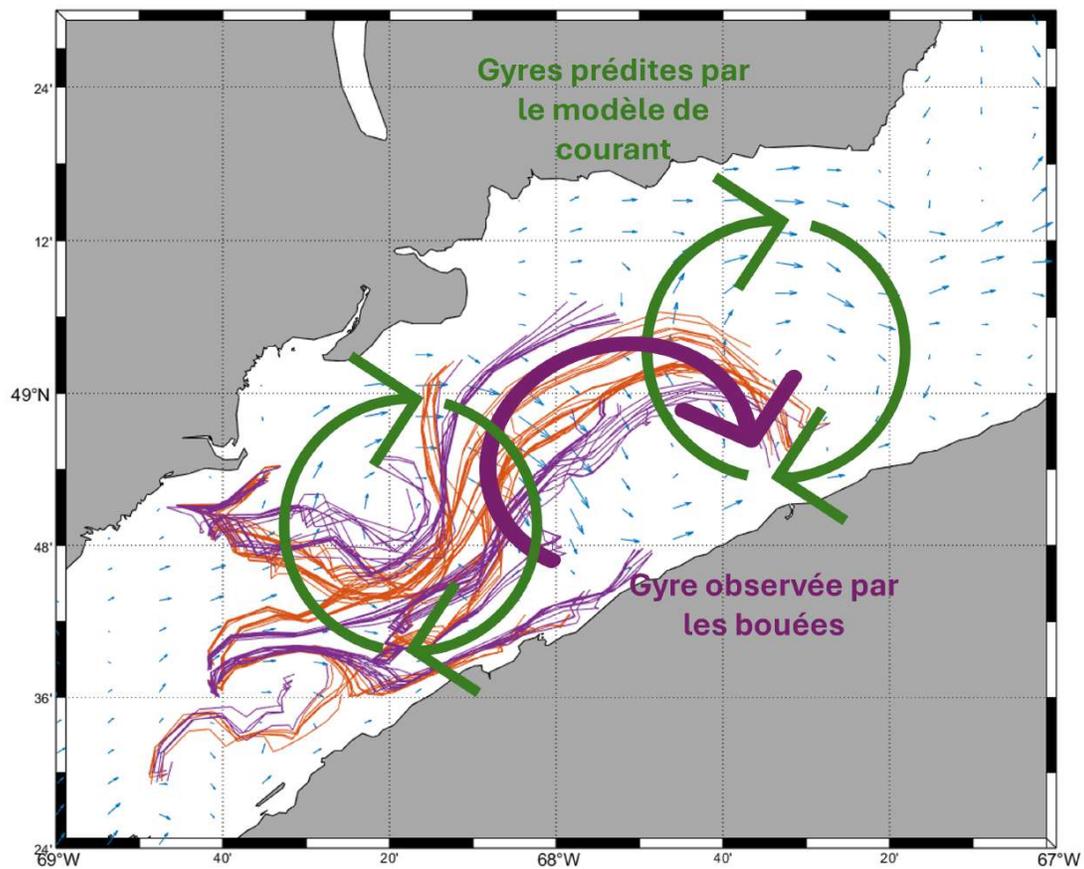


Figure 22 – Carte schématique des différences entre les trajectoires des bouées et les gyres prédits par le modèle de courant RDPS

CONCLUSION GÉNÉRALE

Plusieurs modèles de dérive en mer ont été élaborés comme le modèle *leeway* qui est le plus couramment utilisé dans la littérature (Allan and Plourde, 1999; Breivik et al., 2012; Zhu et al., 2019; Chen et al., 2017). Ce modèle prend en compte le courant sans lui appliquer de coefficient de correction ainsi que le vent avec un coefficient pour prendre en compte seulement une partie de celui-ci. Ce modèle n'a pas forcément de composante diffusive et ne prend pas en compte la dérive de Stokes. Il est donc facile à mettre en place, mais n'a pas tous les éléments de la dérive présents dans son calcul.

Pour valider ces modèles, des comparaisons avec des données de bouées dérivantes ont été réalisées. Lors de l'accident du *Prestige*, Abascal et al. (2009b) ont lancé six bouées sans drogue proches de la côte au Nord-Ouest de l'Espagne. Dans le cas de Ullman et al. (2006) pour tester l'efficacité du calcul de dérive avec des données de radar hautes fréquences, 28 bouées avec une drogue de 0.7 m ont été lancées. Enfin, Zhu et al. (2021) ont récupéré des trajectoires de deux types de bouées de 2015 à 2019, un type avec des drogues de 15 m et d'autres sans drogue, correspondant à 240 000 positions dont les données proviennent du programme américain Global Drifter Program (GDP). Les expériences se limitent donc souvent à une dizaine de bouées ou à des bouées dans une même zone, mais lancées à des périodes différentes. Durant la mission TReX en septembre 2020, plus de 162 bouées ont été lancées, cela représente un nombre considérable de données comparativement aux autres expériences réalisées dans le monde durant une courte période de déploiement. Dans la région du Saint-Laurent cela était une première.

L'objectif de cette étude était d'améliorer les modèles de dérive dans le GSL utilisable en intervention pour du sauvetage en mer ou en cas de déversement d'hydrocarbures. Seulement, les résultats n'ont pas atteint cet objectif. En effet, les zones de recherche à 95% d'incertitudes ne sont jamais atteintes même pour des prédictions de moins de deux heures. Les pourcentages de réussite des zones de recherche diminuent fortement avec le nombre

d'heures de prédiction.

Ainsi, les résultats obtenus ont révélé un manque de fiabilité des modèles de prévision de courant dans le GSL pour de la prédiction de dérive. En effet, l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent sont des milieux difficiles à prédire dû à leur configuration. Les courants prédits sont moins forts que ceux subits par les bouées. De plus, les gyres ne sont pas correctement positionnés par les modèles numériques, ce qui fausse le courant appliqué aux prédictions de dérive. Malgré une composante diffusive dans le calcul de la dérive pour prendre en compte les erreurs, cela n'est pas suffisant pour corriger ceux-ci.

Un sous-objectif de ce mémoire était de déterminer le modèle stochastique le plus adéquat dans le calcul de la dérive pour représenter la composante diffusive. Les erreurs dans la composante advective sont trop importantes pour pouvoir observer une réelle différence entre les deux modèles. Les pourcentages de réussite sont assez similaires avec des différences de 1-5%, ainsi que la taille des zones avec des différences de l'ordre de 1 à 3 km.

Le modèle de dérive pourrait être applicable sur des modèles numériques de prévision de courant et de vague plus performants. Pour cela, il faudrait réaliser de l'assimilation de données. Des radars hautes fréquences sont présents sur les côtes du GSL, ils fournissent des cartes de courants de surface ainsi que de vent et de dérive de Stokes en temps réel ([Dussol et al., 2022](#)). [Hernandez-Lasheras et al. \(2021\)](#) ont montré que l'assimilation de données de RHF augmente grandement les prévisions des modèles numériques.

Un modèle d'intervention pour des besoins de prédiction de dérive pourrait être créé avec l'utilisation d'un réseau de RHF opérationnel le long de l'estuaire. En effet, les résultats de prédiction de dérive obtenue par l'utilisation de RHF sont meilleurs que ceux obtenus avec des modèles ([Ullman et al., 2006](#); [Abascal et al., 2009b](#); [Zhu et al., 2019](#)). Le GSL étant une zone complexe de navigation avec le passage de nombreux navires marchands et de fort courant, ce type de projet y serait bénéfique.

ANNEXE I

COMPARAISON DE MÉTHODE DE CALCUL DE TRAJECTOIRES D'OBJETS DÉRIVANTS À LA SURFACE DE L'OCÉAN

1.8 Résumé

Le calcul de trajectoires d'objets dérivants à la surface de l'océan nécessite des données de modèles numériques de vagues, de vent et de courant. Ces données sont ensuite intégrées par des méthodes de résolution numérique d'équations différentielles pour obtenir des trajectoires. Quatre méthodes sont utilisées dans la littérature : la méthode d'Euler, de Runge-Kutta d'ordre 2, de Runge-Kutta d'ordre 4 ainsi que d'Adams-Bashford. La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 est la plus couramment utilisée et la plus performante d'après la littérature récente ([Price et al., 2004](#); [Breivik and Allen, 2008](#); [Zhu et al., 2021](#); [Scott et al., 2012](#)). Pour tester ces méthodes, un courant analytique a été utilisé dans lequel une trajectoire dite "vraie" très bien résolue va servir à valider les différentes méthodes. Ensuite, des grilles de courant ont été produites pour se rapprocher des conditions réelles de données de courant. Les 4 méthodes sont testées avec différentes grilles de courant pour les comparer et déterminer la meilleure.

1.9 Introduction

On dénombre plus de 7 000 navires marchands par an transitant par l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent ainsi que plusieurs milliers de navires de plaisance ou touristiques ([Chion](#)

et al. (2017)). Divers problèmes maritimes peuvent survenir dus à ce trafic fort. Le centre de recherche et de sauvetage du Québec coordonne annuellement 1200 incidents dans une région comportant le Saint-Laurent : lieu principal d'action dû à sa difficulté de navigation (Pêche et Océan Canada (2009)). Parmi les navires marchands, nombreux sont ceux transportant des substances nocives qui pourraient engendrer des déversements d'hydrocarbures (TransportCanada (2010)). Par exemple, environ 82 navires de 150 000 tonnes remontent le golfe et l'estuaire jusqu'à une raffinerie proche de Québec (Thériault (2013)). De plus, les fleuves sont un des principaux apports de plastiques dans l'océan, pour le Saint-Laurent, une vingtaine de tonnes est déversée chaque année (Lebreton et al. (2016)). L'amélioration de la prédiction de trajectoire de dérive d'objets ainsi que d'hydrocarbures sont donc des enjeux cruciaux.

1.9.1 Champ de vitesse

À partir de modèles océaniques et atmosphériques, il est possible de simuler des trajectoires de dérives (van Sebille et al. (2018)). Traditionnellement, les modèles de dérive sont déterminés par un champ de vitesse défini comme suit,

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{u}(t, \vec{x}(t)) \quad (1.7)$$

où $\vec{x}(t) = (x(t), y(t))$ est la trajectoire de dérive et $\vec{u}(t, \vec{x}(t))$ le champ de vitesse affectant la dérive de l'objet (Abascal et al. (2009b)).

Le champ de vitesse est la combinaison de vitesses associées à divers processus engendrant de la dérive comme le vent, le courant Eulérien, la dérive de Stokes due aux vagues et une vitesse diffusive prenant en compte les erreurs des modèles ainsi que les processus non résolus (Abascal et al. (2009b)).

1.9.2 Trajectoire

Lorsque le champ de vitesse est obtenu, il est nécessaire ensuite de déterminer la trajectoire des objets à partir de celui-ci. Pour cela, on utilise des méthodes d'intégration numérique ou méthodes d'analyse numérique d'approximation de solution d'équations différentielles (van Sebille et al. (2020)). Ces méthodes réalisent un calcul étape par étape de la trajectoire, en calculant la position $\vec{x}(t)$ de l'équation 1.7 à chaque instant t en fonction du pas de temps (Butcher (2003)). Plusieurs méthodes sont couramment utilisées dans la littérature : la méthode d'Euler (Shchekinova and Kumkar (2015)), de Runge-Kutta d'ordre 2 (Scott et al. (2012) Breivik and Allen (2008)), de Runge-Kutta d'ordre 4 (Price et al. (2004); Jin et al. (2022); Melsom et al. (2012)) et la méthode d'Adams-Bashford d'ordre 4 (Ohlmann and Mitarai (2010)).

Dans ce papier, nous comparons ces différentes méthodes à l'aide d'un courant analytique pour déterminer quelle est la plus performante.

1.10 Méthode

1.10.1 Courant analytique

Un champ de courant analytique composé de tourbillons les uns à côté des autres à l'infini de même taille a été choisi. Il est défini par les équations suivantes,

$$v = \sin(kx - \omega t) \sin(ky), \quad (1.8)$$

$$u = \cos(kx - \omega t) \cos(ky), \quad (1.9)$$

où $k = \frac{2\pi}{L}$, le nombre d'onde avec L la taille des tourbillons, $\omega = ck$ la fréquence avec c , la vitesse de translation du champ de courant, t le pas de temps du courant en secondes.

Pour l'expérience, deux tailles de tourbillons ont été testées, $L = 10^4 m$ représenté par la figure 23 et $L = 10^5 m$, tous deux avec une vitesse de translation de $c = 0.1 m s^{-1}$.

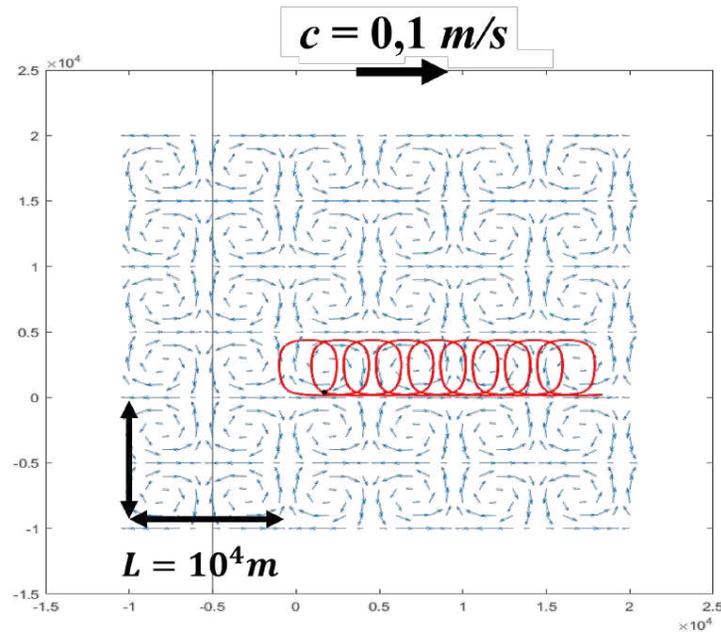


FIGURE 23 – Exemple de courant analytique représenté par les équations 1.8 et 1.9 avec des tailles de tourbillons de $10^4 m$ à l'instant $t = 48h$. La trajectoire en rouge correspond à la trajectoire dite "vraie".

1.10.2 Trajectoire "vraie"

Pour l'expérience, il est nécessaire de posséder une trajectoire avec une forte résolution temporelle qui se rapproche le plus de la trajectoire exacte dans le champ de courant analytique. Pour cela une trajectoire dite "vraie" est calculée avec la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 avec une résolution temporelle de 10 minutes, plus grande que la résolution des trajectoires calculées par la suite, avec le courant exact à chaque position grâce aux équations 1.8 et 1.9, sur des temps de trajectoires de 48 heures. Le point initial est pris aléatoirement

sur la grille du champ de courant. La figure 23 est un exemple de trajectoire "vraie" avec un point initial en (1698.3, 406.5).

1.10.3 Grille de courant

Dans la réalité, des données de courant sont obtenues à l'aide de modèles numériques avec une résolution temporelle et spatiale finie. La résolution temporelle est de l'ordre de l'heure et la résolution spatiale horizontale de quelques centaines de mètres. À partir du champ de courant défini par les équations 1.8 et 1.9 des matrices de courant mimiquant des grilles de courant simulées ont été produites. Dans le cas de cette expérience, il a été décidé de prendre une résolution spatiale de 500 m avec une résolution temporelle de trois heures et une résolution de 2500 m avec une résolution temporelle d'une heure. Dans le cadre d'un projet de mise en place d'un modèle de prédiction de trajectoire d'objet dérivant, deux modèles numériques de courant sont utilisés aux résolutions précédentes, choisies pour cet article.

1.10.4 Méthode de calcul de trajectoires

Les méthodes d'analyse numérique d'approximation de solution d'équations différentielles, partent d'une équation différentielle ordinaire, définies ici par l'équation 1.7, et d'une valeur initiale $\vec{x}(t_0) = \vec{x}_0$. Ensuite, cette équation est intégrée pour obtenir $\vec{x}(t_{n+1})$. Les méthodes décrites dans les sections suivantes utilisent différentes méthodes de discrétisations de la variable t (Butcher, 2003).

Méthode d'Euler

La méthode d'Euler est la méthode la plus simple d'approximation de la solution. On intègre l'équation (1) comme suit,

$$\vec{x}(t_{n+1}) = \vec{x}(t_n) + \int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{u}(t_n, \vec{x}(t_n)), \quad (1.10)$$

$$\int_{t_n}^{t_{n+1}} \vec{u}(t_n, \vec{x}(t_n)) \approx \Delta t \vec{u}(t_n, \vec{x}(t_n)), \quad (1.11)$$

$$\vec{x}(t_{n+1}) = \vec{x}(t_n) + \Delta t \vec{u}(t_n, \vec{x}(t_n)), \quad (1.12)$$

où $\Delta t = (t_{n+1} - t_n)$. L'équation (1.11) représente l'approximation de l'intégrale de (1.10), cette méthode apporte une erreur importante dans l'approximation de la solution finale de (1.12) (Butcher (2003)). La méthode d'Euler est considérée d'ordre 1 car l'approximation de la solution réelle est bonne jusqu'à l'ordre Δt . Les méthodes suivantes de Runge-Kutta présentent une discrétisation de t en plusieurs étapes et donc un meilleur ordre d'approximation.

Méthode de Runge-Kutta d'ordre 2

Cette méthode est d'ordre 2, elle rajoute une étape à la méthode d'Euler comme le montre le calcul de k_1 et k_2 suivants ajoutés au calcul de la solution (Dormand and Prince (1980)),

$$k_1 = \vec{u}(t_n, \vec{x}(t_n)), \quad (1.13)$$

$$k_2 = \vec{u}(t_n + \frac{\Delta t}{2}, \vec{x}(t_n) + \frac{\Delta t}{2} k_1), \quad (1.14)$$

$$\vec{x}(t_{n+1}) = \vec{x}(t_n) + \Delta t(k_1 + k_2), \quad (1.15)$$

À chaque étape cette méthode génère une erreur de l'ordre Δt^3 et donc une solution finale d'ordre Δt^2 . Mais il est encore possible de l'améliorer avec la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

Méthode de Runge-Kutta d'ordre 4

La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 discrétise la variable t en 4 étapes comme présentées ci-dessous ([Dormand and Prince \(1980\)](#)),

$$k_1 = \bar{u}(t_n, \bar{x}(t_n)), \quad (1.16)$$

$$k_2 = \bar{u}\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, \bar{x}(t_n) + \frac{\Delta t}{2}k_1\right), \quad (1.17)$$

$$k_3 = \bar{u}\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, \bar{x}(t_n) + \frac{\Delta t}{2}k_2\right), \quad (1.18)$$

$$k_4 = \bar{u}(t_n + \Delta t, \bar{x}(t_n) + \Delta tk_3), \quad (1.19)$$

$$\bar{x}(t_{n+1}) = \bar{x}(t_n) + \frac{\Delta t}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4), \quad (1.20)$$

Cette méthode apporte une plus grande précision, mais aussi un temps de calcul doublé comparé à celui de la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2.

Méthode d'Adams-Bashforth

Tandis que, les méthodes de Runge-Kutta utilisent des solutions interpolées dans le pas de temps Δt , les méthodes d'Adams-Bashforth utilisent les solutions de courant précédentes à t . La méthode d'Adams-Bashforth d'ordre 4 est présentée par les équations suivantes ([Butcher \(2003\)](#)),

$$\vec{x}(t_{n+1}) = \vec{x}(t_n) + \Delta t \vec{u}(t_n, \vec{x}(t_n)), \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned} \vec{x}(t_{n+2}) &= \vec{x}(t_{n+1}) + \Delta t \left(\frac{3}{2} \vec{u}(t_{n+1}, \vec{x}(t_{n+1})) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \vec{u}(t_n, \vec{x}(t_n)) \right), \end{aligned} \quad (1.22)$$

$$\begin{aligned} \vec{x}(t_{n+3}) &= \vec{x}(t_{n+2}) + \Delta t \left(\frac{23}{12} \vec{u}(t_{n+2}, \vec{x}(t_{n+2})) \right. \\ &\quad \left. - \frac{16}{12} \vec{u}(t_{n+1}, \vec{x}(t_{n+1})) + \frac{5}{12} \vec{u}(t_n, \vec{x}(t_n)) \right), \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$\begin{aligned} \vec{x}(t_{n+4}) &= \vec{x}(t_{n+3}) + \Delta t \left(\frac{55}{24} \vec{u}(t_{n+3}, \vec{x}(t_{n+3})) \right. \\ &\quad \left. - \frac{59}{24} \vec{u}(t_{n+2}, \vec{x}(t_{n+2})) + \frac{37}{24} \vec{u}(t_{n+1}, \vec{x}(t_{n+1})) \right. \\ &\quad \left. - \frac{9}{24} \vec{u}(t_n, \vec{x}(t_n)) \right). \end{aligned} \quad (1.24)$$

L'équation (1.21) reprend la méthode d'Euler puis l'équation (1.22) calcule la position à t_{n+2} et ainsi de suite jusqu'à la position t_{n+4} .

1.11 Résultats

Des trajectoires avec les quatre méthodes précédemment présentées ont été calculées pour deux types de modèles de courant avec 2 tailles de tourbillons différentes définis dans les sections précédentes.

1.11.1 Résolution de 500 m aux 3 heures

Le premier modèle a une résolution spatiale forte, mais une résolution temporelle faible. Ce qui se reflète dans les trajectoires visibles sur la figure 24.

Les trajectoires obtenues avec la méthode d'Adams-Bashford sont très mauvaises. Pour

TABLEAU 2 – Comparaison des erreurs des méthodes de Runge-Kutta d'ordre 2 (RK2) et d'ordre 4 (RK4) relativement à la trajectoire vraie avec les modèles de courants aux 500m toutes les 3 heures et aux 2500m à toutes les heures, en fonction des tailles de tourbillons et sur un temps de prédiction de 24 heures et 48 heures

Taille des tourbillons		10 ⁵ m		10 ⁴ m	
		24h	48h	24h	48h
500m 3h	RK2	1.20.10 ⁴	2,72.10 ⁴	/	/
	RK4	1.26.10 ⁴	2,77.10 ⁴	/	/
2500m 1h	RK2	100	209	1,02.10 ⁴	2,35.10 ³
	RK4	29	28	2,9.10 ³	2,86.10 ³

des tourbillons de 10⁵ m, la trajectoire obtenus avec la méthode d'Euler a une erreur qui augmente rapidement dans le temps comparé aux méthodes de Runge-Kutta qui ont des erreurs très faibles avec celle d'ordre 4 plus précise. Pour des tourbillons de 10⁴ m, aucune méthode n'obtient des résultats probants.

1.11.2 Résolution de 2 500 m aux heures

Cette méthode a cette fois-ci une résolution spatiale moins bonnes aux 2 500 m, mais une résolution temporelle plus intéressante d'une heure (fig. 25).

Pour les tourbillons de 10⁵m, la trajectoire calculé par la méthode d'Adams-Bashforth est beaucoup plus stable qu'avec le premier modèle. La trajectoire avec la méthode d'Euler possède encore une forte erreur qui augmente dans le temps. Les trajectoires obtenues avec Runge-Kutta ont les erreurs les plus faibles. Pour les tourbillons de 10⁴m, les trajectoires avec les méthodes de Runge-Kutta donnent les meilleurs résultats, mais la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 se démarque lorsque la prédiction de trajectoire dépasse les 24 heures dans ce cas.

1.12 Discussion

1.12.1 Limites des méthodes

La validité des modèles est limitée par la résolution temporelle et spatiale. Les figures présentant des tourbillons de taille $L = 10^5 m$ possèdent de meilleurs résultats de prédiction de trajectoire que celles à $L = 10^4 m$. En effet, les processus à grandes échelles sont mieux décrits par les modèles à résolution spatiale finie. La résolution spatiale n'apporte pas dans tous les cas de meilleurs résultats. Une grille de courant aux $500m$ à une heure a aussi été réalisé et les résultats des erreurs de prédiction de trajectoires comparés à la grille aux $2500m$ était similaire. La résolution temporelle est le paramètre le plus impactant. Une mauvaise résolution temporelle, surtout avec des processus à petites échelles donnent des trajectoires très mauvaises comme on le voit en comparant la figure 24 et 25 avec des tourbillons de $L = 10^4 m$. Il est donc préférable de privilégier une grille de courant avec une bonne résolution temporelle.

1.12.2 Méthode la plus performante

Les méthodes d'Euler et d'Adams-Bashforth donnent des résultats avec des erreurs très importantes, leur utilisation dans le calcul de trajectoire n'est pas intéressante. Les méthodes de Runge Kutta d'ordre 2 et 4 ont des résultats avec de très petites erreurs et peu différences à première vue entre elles. La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 demande deux fois le temps de calcul de celle d'ordre 2. Le tableau ?? montre que pour la grille de courant aux $500m$ aux 3 heures les erreurs entre les deux méthodes sont très comparables. Pour la grille de courant aux $2500m$ à une heure, la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 présente des résultats bien meilleurs. Pour un modèle avec une résolution temporelle forte, il serait donc mieux d'utiliser la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 malgré son temps de calcul. Mais pour des résolutions temporelles faibles, les deux méthodes sont équivalentes. Price et al. (2004) avait montré dans

son article, la simplicité de programmation de la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 ainsi que sa stabilité. Malgré son coût en temps d'exécution plus important que les autres méthodes, pour être aussi précise que Runge-Kutta d'ordre 2, Runge-Kutta d'ordre 4 nécessite moins de résolution temporelle (Price et al. (2004)). Considérant la littérature et les résultats obtenus par cette analyse, la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 est la plus performante.

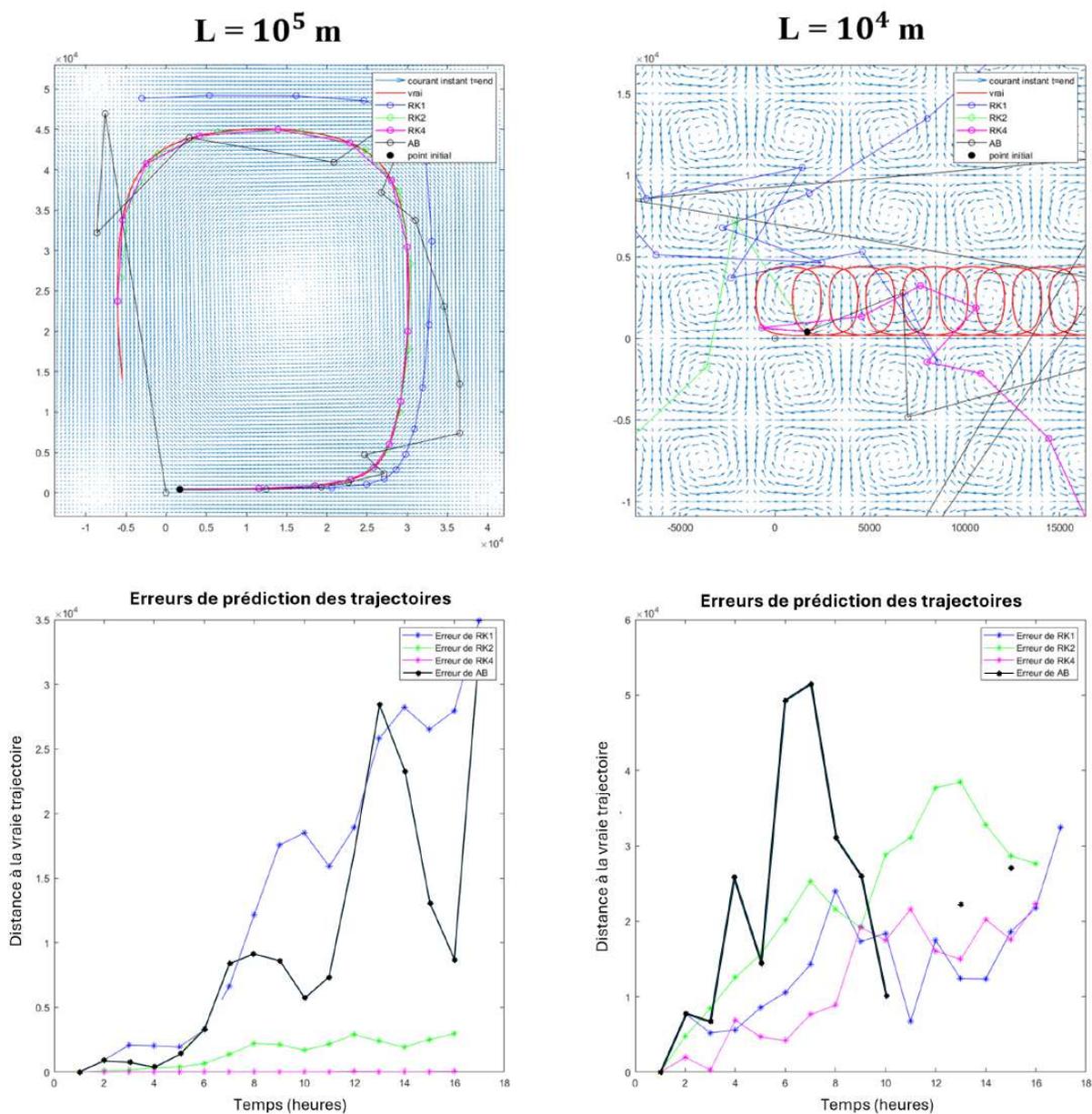


FIGURE 24 – (Haut) Trajectoires obtenues pour le modèle de courant au 500m aux 3 heures pour les 4 méthodes avec deux tailles de tourbillons L différents. (Bas) Erreurs comparées à la trajectoire dite "vraie" pour chaque méthode.

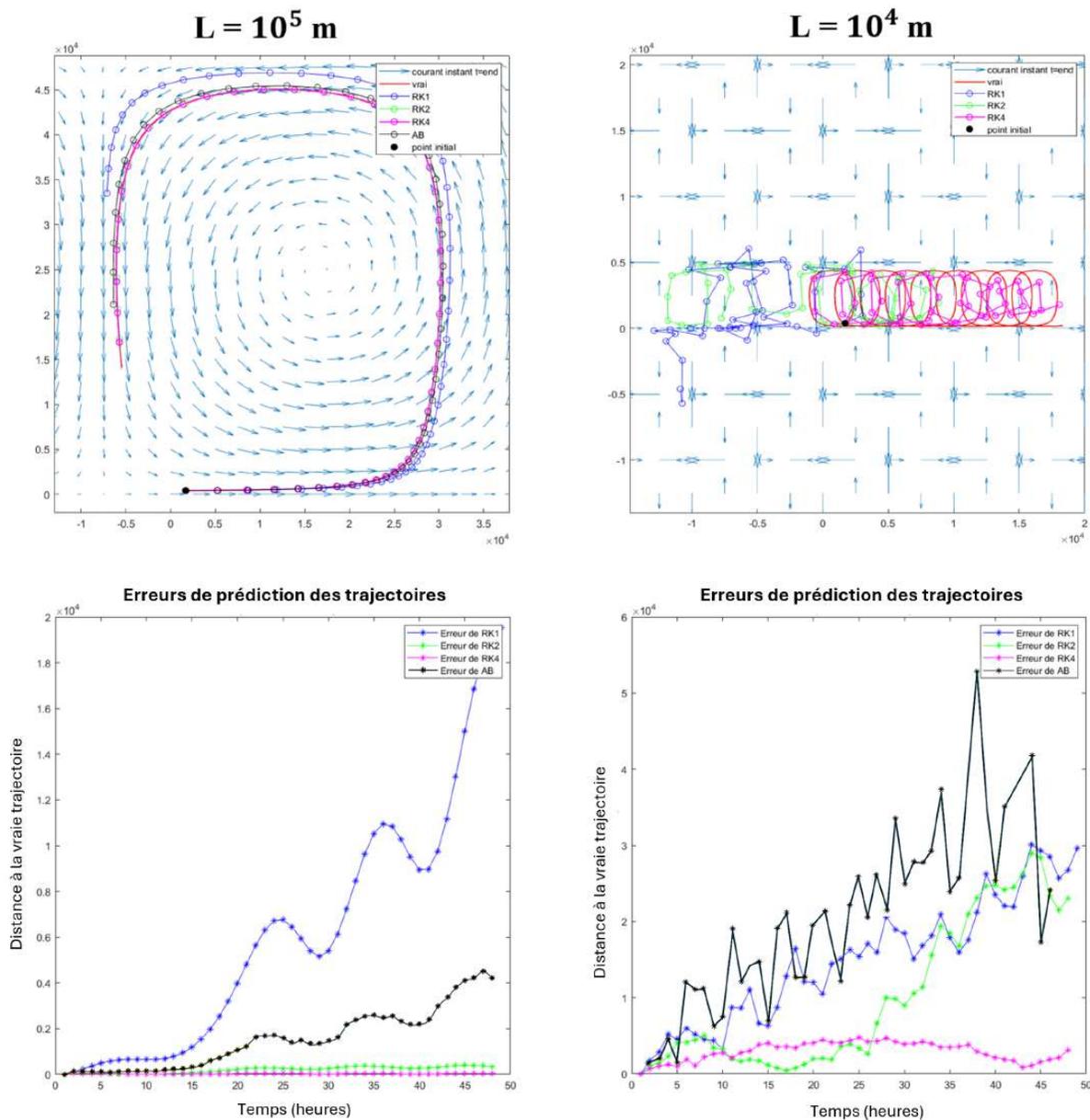


FIGURE 25 – (Haut) Trajectoires obtenues pour le modèle de courant aux 2 500 m toutes les heures pour les quatre méthodes, la méthode d'Euler (RK1), la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2 (RK2), la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4), la méthode d'Adams-Bashford d'ordre 4 (AB), avec deux tailles de tourbillons L différentes. (Bas) Erreurs comparées à la trajectoire dite "vraie" pour chaque méthode.

RÉFÉRENCES

- Abascal, A.J., Castanedo, S., Medina, R., Losada, I.J., Alvarez-Fanjul, E., 2009a. Application of HF radar currents to oil spill modelling. *Marine Pollution Bulletin* 58, 238–248.
- Abascal, A.J., Castanedo, S., Mendez, F.J., Medina, R., Losada, I.J., 2009b. Calibration of a Lagrangian Transport Model Using Drifting Buoys Deployed during the *Prestige* Oil Spill. *Journal of Coastal Research* 251, 80–90.
- Allan, A.A., Plourde, J.V., 1999. Review of leeway: Field experiments and implementation. Technical Report.
- Benoit, J., El-Sabh, M.I., Tang, C.L., 1985. Structure and seasonal characteristics of the gaspe current. *Journal of the Fisheries Board of Canada* 90, 3225–3236.
- Boulé, M., Blouin, M., 2005. Spillview: A support to decision-making software in emergency response to marine oil spill. *International Oil Spill Conference Proceedings 2005*, 731–734.
- Bourgault, D., Cyr, F., Dumont, D., Carter, A., 2014. Numerical simulations of the spread of floating passive tracer released at the old harry prospect. *Environmental Research Letters* 9, 054001.
- Breivik, O., Allen, A.A., 2008. An operational search and rescue model for the norwegian sea and the north sea. *Journal of Marine Systems* 69, 99–113.
- Breivik, Ø., Allen, A.A., Maisondieu, C., Roth, J.C., Forest, B., 2012. The leeway of shipping containers at different immersion levels. *Ocean Dynamics* 62, 741–752.
- Brushett, B.A., Allen, A.A., Futch, V.C., King, B.A., Lemckert, C.J., 2014. Determining the leeway drift characteristics of tropical pacific island craft. *Applied Ocean Research* 44, 92–101.
- Butcher, 2003. Numerical methods for Ordinary Differential equations. John Wiley and Sons.
- Cailleau, S., Bessières, L., Chiendje, L., Dubost, F., Reffray, G., Lellouche, J.M., van Gennip, S., Régnier, C., Drevillon, M., Tressol, M., Clavier, M., Temple-Boyer, J., Berline, L., 2024. Car36, a regional high-resolution ocean forecasting system for improving drift and beaching of sargassum in the caribbean archipelago. *Geoscientific Model Development* 17, 3157–3173.
- Canadian Coast Guard College, 1993. A brief guide to cansarp. TP 11718E .
- Carracedo, P., Torres-López, S., Barreiro, M., Montero, P., Balseiro, C., Penabad, E., Leitao, P., 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. *Marine Pollution Bulletin* 53, 350–360.

- Chapline, W., 1960. Estimating the drift of distressed small craft. Coast Guard Alumni Association Bulletin, US Coast Guard Academy, New London, CT 22, 39–42.
- Chen, H., Xu, W., Sun, L., Bai, P., Liu, Z., 2017. An example of ap98 leeway drift model application: Drift experiment of dongfanghong 2. *Trans. Oceanolo. Limnolo* , 46–51.
- Chion, C., Lagrois, D., Dupras, J., Turgeon, S., McQuinn, I.H., Michaud, R., Ménard, N., Parrott, L., 2017. Underwater acoustic impacts of shipping management measures: Results from a social-ecological model of boat and whale movements in the St. Lawrence River Estuary (Canada). *Ecological Modelling* 354, 72–87.
- Chircop, A., Goerlandt, F., Aporta, C., Pelot, R., 2020. Governance of arctic shipping: Rethinking risk, human impacts and regulation .
- 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. *Geoscientific Model Development* 6, 1871–1888.
- Didier, D., Bernatchez, P., Augereau, E., Caulet, C., Dumont, D., Bismuth, E., Cormier, L., Floc’h, F., Delacourt, C., 2017. Lidar validation of a video-derived beachface topography on a tidal flat. *Remote Sensing* 9, 826.
- Dormand, J., Prince, P., 1980. A family of embedded runge-kutta formulae. *Journal of Computational and Applied Mathematics* 6, 19–26.
- Drapeau, G., 1992. Sediment dynamics in the st. lawrence estuary. *Géographie physique et Quaternaire* 46, 233–242.
- Drouin, S.S., 2024. Modélisation hydrodynamique 3-d à haute résolution de l’estuaire du saint-laurent: Est1500/estl200, in: Lamontagne, I.M. (Ed.), Conférence scientifique de l’IML, Institut Maurice Lamontagne, Canada.
- Duan, Q.Y., Soroochian, V.K.G.S., 1993. Shuffled complex evolution approach for effective and efficient global minimization. *Journal of optimization theory and Applications* 76, 501–521.
- Dugas, S., Baudry, J., Éthier, D., Paul-Hus, C., Caulet, C., Gervais-Galipeau, R., Banded, M., McKinnon, R., Auger, J.G., Tommassi, C., Bouchard, D., Didier, D., Dumont, D., Bernatchez, P., 2022. Développement d’un Système Opérationnel de Prédiction des niveaux d’Eau Côtiers dans l’estuaire et le golfe du Saint-Laurent – SOPEC, 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, 123 p.
- Dunnet, G.M., Conan, G., Crisp, D.J., 1982. The long-term effects of the amoco cadiz oil spill. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. B, Biological Sciences* .

- Dussol, A., Chavanne, C., Gregorio, S., Dumont, D., 2022. Experimental Confirmation of Stokes Drift Measurement by High-Frequency Radars. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 39, 1541–1559.
- Ekman, V.W., 1905. On the influence of the earth's rotation on ocean-currents. *ABKIV Vbn MATBHATIK, ASTBOSrOMI O. FYSIK* 2.
- El-Sabh, M., 1988. Physical oceanography of the st. lawrence estuary. *Hydrodynamics of estuaries* 2, 61–78.
- El-Sabh, M.I., 1976. Surface circulation pattern in the gulf of st. lawrence. *Journal of the Fisheries Research Board of Canada* 33, 124–138.
- Fitzgerald, R., Finlayson, D., Allen, A., 1994. Drift of common search and rescue objects—phase iii: Contract report prepared for canadian coast guard. *Research and Development, Ottawa, TP 12179*.
- Garde côtière canadienne, 2023. Maritime Search and Rescue (SAR) in Canada. Gouvernement du Canada. URL: <https://www.cgc.gc.ca/publications/search-rescue-recherche-sauvetage/sar-canada-res-eng.html>.
- GENIVAR, 2013. Un examen du régime canadien de préparation et d'intervention en cas de déversements d'hydrocarbures par des navires .
- Godin, G., 1979. La marée dans le golfe et l'estuaire du saint-laurent. *Le Naturaliste Canadien* 106, 105–121.
- Gouvernement du Canada, 2023a. Système de prévision côtier océan-glace pour la côte est du canada (spcog-est). URL: <https://ouvert.canada.ca/data/fr/dataset/bfe44cce-a9c4-467f-9172-c8800b32e4ec>. consulté le: 27 mai 2024.
- Gouvernement du Canada, 2023b. Système régional de prévision déterministe couplé dans le golfe du saint-laurent (srpd-cgsl). URL: <https://science.gc.ca/site/science/en/concepts/prediction-systems/regional-deterministic-prediction-system-coupled-over-gulf-st-lawrence-rdps-cgsl>. consulté le: 27 mai 2024.
- Gouvernement du Canada, 2024. Système à haute résolution de prévision déterministe - continental. URL: <https://ouvert.canada.ca/data/fr/dataset/5b401fa0-6c29-57f0-b3d5-749f301d829d>. consulté le: 27 mai 2024.
- Griffa, A., 1996. Applications of stochastic particle models to oceanographic problems, in: *Stochastic modelling in physical oceanography*. Springer, pp. 113–140.
- Grigalunas, T.A., Anderson, R.C., Brown, G.M., Congar, R., Meade, N.F., Sorensen, P.E., 1986. Estimating the cost of oil spills: Lessons from the amoco cadiz incident. *Marine Resource Economics* .

- Hernandez-Lasheras, J., Mourre, B., Orfila, A., Santana, A., Reyes, E., Tintoré, J., 2021. Evaluating high-frequency radar data assimilation impact in coastal ocean operational modelling. *Ocean Science* 17, 1157–1175.
- Hillier, L.E., 2008. Validating and Improving the Canadian Coast Guard Search and Rescue Planning Program (CANSARP). Master thesis. Memorial University of Newfoundland. St. John's.
- Hodgins, D.O., Hodgins, S.L., 1998. Phase II leeway dynamics program: development and verification of a mathematical drift model for liferafts and small boats. Seaconsult Marine Research Limited.
- Hsieh, W.W., Gill, A.E., 1984. The rossby adjustment problem in a rotating, stratified channel, with and without topography. *Journal of Physical Oceanography* 14, 424–437.
- Huang, N.E., 1979. On surface drift currents in the ocean. *Journal of Fluid Mechanics* 91, 191–208.
- Hufford, G.L., Broida, S., 1976. Determination of small craft leeway. Department of Transportation, United States Coast Guard.
- Innovation Maritime, 2014. Bilan des connaissances transport maritime des hydrocarbures .
- Jin, Y., Xie, K., Liu, G., Peng, Y., Wan, B., 2022. Nonlinear dynamics modeling and analysis of a marine buoy single-point mooring system. *Ocean Engineering* 262, 112031.
- Koutitonsky, V., Bugden, G., 1991. The physical oceanography of the gulf of st. lawrence: A review with emphasis on the synoptic variability of the motion. *The Gulf of St. Lawrence: Small Ocean or Big Estuary?* , 57–90.
- Larouche, P., Koutitonsky, V., Chanut, J.P., El-Sabh, M., 1987. Lateral stratification and dynamic balance at the matane transect in the lower saint lawrence estuary. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 24, 859–871.
- Lebreton, L.C.M., van der Zwet, J., Damsteeg, J.W., Slat, B., Andrady, A., Reisser, J., 2016. River plastic emissions to the world's oceans. *Nature Communications* 8, 15611. Number: 1 Publisher: Nature Publishing Group.
- Maximenko, N., Hafner, J., Niiler, P., 2012. Pathways of marine debris derived from trajectories of lagrangian drifters. *Marine Pollution Bulletin* 65, 51–62.
- Melsom, A., Counillon, F., LaCasce, J.H., Bertino, L., 2012. Forecasting search areas using ensemble ocean circulation modeling. *Ocean Dynamics* 62, 1245–1257.
- Mertz, G., Koutitonsky, V., Gratton, Y., El-Sabh, M., 1985. Wind-induced eddy motion in the lower st. lawrence estuary. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 34, 543–556.

- Moreau, R., 2023. Cinquante ans de «marées noires»: Radioscopie des catastrophes liées à la pollution par les hydrocarbures. Assurances et gestion des risques .
- Murray, C.C., Maximenko, N., Lippiatt, S., 2018. The influx of marine debris from the great japan tsunami of 2011 to north american shorelines. *Marine Pollution Bulletin* .
- Murty, T.S., Venkatesh, S., Danard, M.B., El-Sabh, M.I., 1995. Storm surges in canadian waters. *Atmosphere-Ocean* 33, 359–387.
- Mínguez, R., Abascal, A.J., Castanedo, S., Medina, R., 2012. Stochastic lagrangian trajectory model for drifting objects in the ocean. *Stochastic Environmental Research and Risk Assessment* 26, 1081–1093.
- Ohlmann, J.C., Mitarai, S., 2010. Lagrangian assessment of simulated surface current dispersion in the coastal ocean: LAGRANGIAN MODEL ASSESSMENT. *Geophysical Research Letters* 37, n/a–n/a.
- Organisation internationale du travail, 2009. Charte internationale des gens de mer: à mi-chemin de l'application. URL: <https://www.ilo.org/fr/resource/article/charte-internationale-des-gens-de-mer-mi-chemin-de-lapplication>.
- O'Sullivan, A.J., 1978. The amoco cadiz oil spill. *Marine Pollution Bulletin* 9(5), 123-128.
- Pawlowicz, R., Chavanne, C., Dumont, D., 2024. The water-following performance of various Lagrangian surface drifters measured in a dye release experiment. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 41, 45–63.
- Pawlowicz, R., Hannah, C., Rosenberger, A., 2019. Lagrangian observations of estuarine residence times, dispersion, and trapping in the salish sea. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 225.
- Phillips, O.M., 1977. The dynamics of the upper ocean. (No Title) .
- Pingree, F., 1944. Forethoughts on rubber rafts. Technical Report. Woods Hole Oceanographic Institution.
- Pitek, L., 2023. Prévoir la dérive des sargasses avec MOTHY. Rapport de stage. Météo-France, Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre.
- Price, J.M., Johnson, W.R., Ji, Z.G., Marshall, C.F., Rainey, G.B., 2004. Sensitivity testing for improved efficiency of a statistical oil-spill risk analysis model. *Environmental Modelling & Software* 19, 671–679.
- Pêche et Océan Canada, 2009. Recherche et sauvetage (SAR).
- Rohrs, J., Christensen, K.H., Vikebo, F., Sundby, S., Saetra, O., Brostrom, G., 2014. Wave-induced transport and vertical mixing of pelagic eggs and larvae. *Limnology and Oceanography* 59, 1213–1227.

- Röhrs, J., Sutherland, G., Jeans, G., Bedington, M., Sperrevik, A.K., Dagestad, K.F., Gusdal, Y., Mauritzen, C., Dale, A., LaCasce, J.H., 2021a. Surface currents in operational oceanography: Key applications, mechanisms, and methods. *Journal of Operational Oceanography* 16, 60–88.
- Röhrs, J., Sutherland, G., Jeans, G., Bedington, M., Sperrevik, A.K., Dagestad, K.F., Gusdal, Y., Mauritzen, C., Dale, A., LaCasce, J.H., 2021b. Surface currents in operational oceanography: Key applications, mechanisms, and methods. *Journal of Operational Oceanography* 16, 60–88.
- Saucier, F.J., Chassé, J., 2000. Tidal circulation and buoyancy effects in the st. lawrence estuary. *Atmosphere-Ocean* 38, 505–556.
- Saucier, F.J., Roy, F., Senneville, S., Smith, G., Lefaivre, D., Zakardjian, B., Dumais, J.F., 2009. Modelling of the circulation in the estuary and gulf of st. lawrence in response to variations in fresh water runoff and winds. *Journal of Water Science* 22, 159–176.
- Scott, R.B., Ferry, N., Drévillon, M., Barron, C.N., Jourdain, N.C., Lellouche, J.M., Metzger, E.J., Rio, M.H., Smedstad, O.M., 2012. Estimates of surface drifter trajectories in the equatorial atlantic: a multi-model ensemble approach. *Ocean Dynamics* 62, 1091–1109.
- van Sebille, E., Aliani, S., Law, K.L., Maximenko, N., Alsina, J.M., Bagaev, A., Bergmann, M., Chapron, B., Chubarenko, I., Cózar, A., Delandmeter, P., Egger, M., Fox-Kemper, B., Garaba, S.P., Goddijn-Murphy, L., Hardesty, B.D., Hoffman, M.J., Isobe, A., Jongedijk, C.E., Kaandorp, M.L.A., Khatmullina, L., Koelmans, A.A., Kukulka, T., Laufkötter, C., Lebreton, L., Lobelle, D., Maes, C., Martinez-Vicente, V., Morales Maqueda, M.A., Poulain-Zarcos, M., Rodríguez, E., Ryan, P.G., Shanks, A.L., Shim, W.J., Suaria, G., Thiel, M., van den Bremer, T.S., Wichmann, D., 2020. The physical oceanography of the transport of floating marine debris. *Environmental Research Letters* 15, 023003.
- van Sebille, E., Griffies, S.M., Abernathey, R., Adams, T.P., Berloff, P., Biastoch, A., Blanke, B., Chassignet, E.P., Cheng, Y., Cotter, C.J., Deleersnijder, E., Döös, K., Drake, H.F., Drijfhout, S., Gary, S.F., Heemink, A.W., Kjellsson, J., Koszalka, I.M., Lange, M., Lique, C., MacGilchrist, G.A., Marsh, R., Mayorga Adame, C.G., McAdam, R., Nencioli, F., Paris, C.B., Piggott, M.D., Polton, J.A., Rühls, S., Shah, S.H.A.M., Thomas, M.D., Wang, J., Wolfram, P.J., Zanna, L., Zika, J.D., 2018. Lagrangian ocean analysis: Fundamentals and practices. *Ocean Modelling* 121, 49–75.
- Sevigny, J.M., Sinclair, M., El-Sabh, M.I., Poulet, S., Coote, A., 1979. Summer plankton distributions associated with the physical and nutrient properties of the northwestern gulf of st. lawrence. *Journal of the Fisheries Board of Canada* 36, 187–203.
- Shchekinova, E.Y., Kumkar, Y., 2015. Stochastic modeling for trajectories drift in the ocean: Application of density clustering algorithm.

- Sheng, J., 2001. Dynamics of a buoyancy-driven coastal jet: The gaspé current. *Journal of Physical Oceanography* 31, 3146–3162.
- Sherman, P., van Sebille, E., 2016. Modeling marine surface microplastic transport to assess optimal removal locations. *Environmental Research Letters* 11, 014006.
- Stokes, G.G., 1847. On the theory of oscillatory waves. *Trans. Cam. Philos. Soc.* 8, 441–455.
- Tamtare, T., Dumont, D., Chavanne, C., 2019. Extrapolating Eulerian ocean currents for improving surface drift forecasts. *Journal of Operational Oceanography* 14, 71–85.
- Tamtare, T., Dumont, D., Chavanne, C., 2021. The Stokes drift in ocean surface drift prediction. *Journal of Operational Oceanography* 15, 156–168.
- Taylor, G., 1922. Diffusion by continuous movements. *Proceedings of the London Mathematical Society* 2, 196–212.
- Thériault, C., 2013. Ni plan ni étude pour parer à un déversement de pétrole dans le Saint-Laurent. *Le Soleil*.
- TransportCanada, 2010. Transport par mer de substances nocives et potentiellement dangereuses : responsabilité et indemnisation. Technical Report TP 15093F. Transport Canada.
- 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. *Journal of Geophysical Research* 111, 1–14.
- UNESCO, 2021. Global Ocean Science Report 2020: Charting Capacity for Ocean Sustainability. United Nations. URL: <https://www.un-ilibrary.org/content/books/9789216040048>.
- Van Den Bremer, T.S., Breivik, O., 2018. Stokes drift. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 376, 20170104.
- Van Sebille, E., Aliani, S., Law, K.L., Maximenko, N., Alsina, J.M., Bagaev, A., Bergmann, M., Chapron, B., Chubarenko, I., Cózar, A., Delandmeter, P., Egger, M., Fox-Kemper, B., Garaba, S.P., Goddijn-Murphy, L., Hardesty, B.D., Hoffman, M.J., Isobe, A., Jongedijk, C.E., Kaandorp, M.L.A., Khatmullina, L., Koelmans, A.A., Kukulka, T., Laufkötter, C., Lebreton, L., Lobelle, D., Maes, C., Martinez-Vicente, V., Morales Maqueda, M.A., Poulain-Zarcos, M., Rodríguez, E., Ryan, P.G., Shanks, A.L., Shim, W.J., Suaria, G., Thiel, M., Van Den Bremer, T.S., Wichmann, D., 2020. The physical oceanography of the transport of floating marine debris. *Environmental Research Letters* 15, 023003.
- Zhu, K., Mu, L., Tu, H., 2019. Exploration of the wind-induced drift characteristics of typical Chinese offshore fishing vessels. *Applied Ocean Research* 92, 101916.

Zhu, K., Mu, L., Tu, H., Yu, R., Xia, X., 2022. Probabilistic modelling of target drift in marine disasters using ocean currents from high-frequency radars .

Zhu, K., Mu, L., Xia, X., 2021. An ensemble trajectory prediction model for maritime search and rescue and oil spill based on sub-grid velocity model. *Ocean Engineering* 236, 109513.