



**Vérification expérimentale de la mesure de la dérive de Stokes par les radars  
hautes-fréquences**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ**

dans le cadre du programme de maîtrise en Océanographie  
en vue de l'obtention du grade de Maître ès Sciences

**PAR**

**©ABÏGAËLLE DUSSOL**

**Janvier 2020**



**Composition du jury :**

**Louis-Philippe Nadeau, président du jury, UQAR-ISMER**

**Cédric Chavanne, directeur de recherche, UQAR-ISMER**

**Dany Dumont, co-directeur de recherche, UQAR-ISMER**

**Fabrice Arduin, examinateur externe, CNRS-Ifremer-LOPS**

Dépôt initial le 18 juillet 2019

Dépôt final le 14 janvier 2020

# UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI

Service de la bibliothèque

## Avertissement

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

*"Le commencement de toute science, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont."*

Aristote, *Éthique à Nicomaque* -  
IVe s. av. J.-C.

## **REMERCIEMENTS**

*“There is no such thing as a "self-made" man. We are made up of thousands of others. Everyone who has ever done a kind deed for us, or spoken one word of encouragement to us, has entered into the make-up of our character and of our thoughts, as well as our success.”*

George Burton Adams

Je ne dirai pas que je suis perfectionniste, mais j’aime les choses bien faites et c’est peut-être pour ça que la simple tâche de dire merci peut être fastidieuse. Il m’a fallu plus de temps pour écrire ces remerciements que j’en ai pris pour écrire ce mémoire. J’ai essayé de trouver l’inspiration manquante auprès de mes prédécesseurs, mais cela n’a pas suffi. En effet, comme le philosophe-essayiste Pierre Dac a dit « la façon de remercier dépend de ce que l’on reçoit », ce qui rend l’exercice complexe, dans mon cas. . .

Avant de rentrer dans les détails et pour plus de formalités, je souhaiterais d’abord remercier Monsieur Louis-Philippe Nadeau et Monsieur Fabrice Arduin d’avoir accepté d’évaluer ce travail.

Aussi, je remercie Monsieur Urs Neumeier pour les données de vagues qu’il m’a fournies et Monsieur Sylvain Joly pour son soutien technique associé à ces données. Ces dernières ont été recueillies grâce à un financement du ministère des Transports du Québec dans le cadre des actions du Fonds vert et du Plan d’action sur le changement climatique 2013-2020 du Gouvernement du Québec.

La réalisation de ce projet n’aurait pu être possible sans la contribution financière de MEOPAR (« Marine Environmental, Observation, Prediction and Response Network »), du FRQNT (« Fonds de Recherche du Québec-Nature et Technologie »), du Développement Économique Canada pour les régions du Québec et de Québec-Océan (QO).

Le paragraphe qui suit témoigne de ma gratitude envers des personnes qui ont marqué de n'importe quelle manière mes deux années à l'ISMER. Pour commencer, je souhaite remercier tout particulièrement Madame Sophie Banville, coordinatrice de QO, qui a toujours été rayonnante, à l'écoute et prête à nous aider ! Un gros merci à toi pour m'avoir donné l'envie de m'impliquer dans QO, mais aussi de nous soutenir dans toutes nos activités de vulgarisations. Puis, j'adresse mes remerciements aux personnes que je juge essentielles au fonctionnement de l'ISMER, à savoir Madame Martine Belzile, pour son aide précieuse avant même mon arrivée à l'ISMER ; Mesdames Marielle Lepage, Brigitte Dubé et Nancy Lavergne, qui sont toujours présentes pour répondre à toutes nos questions administratives et surtout Madame Karine Lemarchand, directrice du Comité des Programmes en Océanographie, qui est un modèle de réussite professionnelle en tout point ! Enfin, j'aimerais témoigner ma reconnaissance à des professeur.e.s exceptionnel.le.s qui ont su se démarquer des autres et qui ont marqué ma scolarité de second cycle : Monsieur Jean-Carlos Montero-Serrano qui a su me transmettre sa passion avec un tel engouement que j'ai même songé pendant un moment à partir en géochimie ; Monsieur Jean-Claude Brêthes, qui m'a réconciliée avec la biologie ; Madame Gesche Winkler, pour sa bonne humeur permanente et ses blagues (cf : « La pelle du Canadian Tire ») ; Monsieur Daniel Bourgault pour son originalité ; Monsieur Urs Neumeier pour son professionnalisme à toute épreuve et Monsieur Louis-Philippe Nadeau pour son dynamisme implacable, son obsession pour les équations triviales et sa fameuse expression que seul.e.s les survivant.e.s d'Océanographie Dynamique connaissent et pourront reconnaître dans leurs notes de cours « ... ». Merci LP pour ce cours, qui en toute honnêteté, a été mon préféré !

D'après plusieurs références, il paraîtrait que terminer une maîtrise sans ami.e.s est quasiment impossible ! Je pense que je n'ai pas besoin de préciser la source, mais juste illustrer, dans ce qui suit, cette assertion par quelques exemples. Je suis particulièrement reconnaissante envers Sophie C. (Soso) pour sa relecture et ses contributions grammaticales à ce mémoire. Merci Soso pour ta solidarité féminine dans ce laboratoire majoritairement masculin, pour tes conseils, ton éternel calme à toutes situations et ta patience face à mon impatience.

Un merci particulier à Bruno (dit Monsieur "Bruno St-Denis"), pour toutes ces soirées films, gnocchis, crêpes, pizzas, pour avoir transporté mon orgue, fini mes restes de brioches, testé tous mes essais culinaires et surtout pour ton écoute attentive à toutes mes doléances. Merci pour ces longues discussions qui me remontent le moral à chaque fois ! Merci aussi à Michel, pour tes conseils et tes critiques toujours avisés ! Ce qui est certain c'est que cette maîtrise m'aura fait prendre conscience d'une chose, ce n'est pas l'intervention de nos ami.e.s qui nous aide, mais le fait de pouvoir toujours compter sur eux/elles. Cette phrase prend tout son sens quand vient le temps de remercier ma cousine Pauline. Malgré le fait que tu ne m'aies pas réellement aidée dans mes recherches, nos fous rires dans les couloirs et ton soutien moral irréprochable m'ont tout de même permis de terminer cette maîtrise ! Merci aussi à Jonathan et Mélanie, deux personnes exceptionnelles, avec qui il fait bon de refaire le monde. Merci aussi à Laure, une amie en or et toujours inspirante. Merci également à Anne-Sophie, Cynthia, Carole, Karine, Anne, Olivier, Emeline, Ilyana, Alexandre, Chloé, Hongtao et Clarence. Merci à vous tou.te.s de m'avoir suivie dans mes plans pas toujours fiables et parfois bancals, dans mes délires souvent fous et mes idées excentriques et surtout de ne pas tenir compte du fait que je suis parfois un peu autoritaire, mauvaise perdante, tricheuse (à pratiquement tous les jeux de sociétés, sauf la bataille Corse) et toujours en retard. Il ne me reste plus qu'à remercier Constance, Thibault, Lamia, Alexandra, Klara, Angeline et Floriane, mes ami.e.s de France qui ne m'oublient pas malgré la distance et le décalage horaire.

Ces remerciements ne pourraient être complets sans inclure ma famille. En particulier, ma mère, ma première fan, qui n'a jamais douté de moi et qui m'a soutenue dans mes choix, les plus fous soient-ils. À mon père, qui m'a donné le goût de la rigueur, de la réussite et qui, sans jamais se l'avouer, est fier de moi. À mon frère et ma sœur, mes complices de toujours et sans qui rien ne serait possible. Et à ma grand-mère, qui ne comprend toujours pas ce que je fais, mais qui me rappelle tous les jours à quel point elle m'aime.

Plus tôt dans mes remerciements j'ai évoqué une liste de professeur.e.s exceptionnel.le.s, mais cette dernière est incomplète sans l'ajout indispensable de Monsieur Cédric

Chavanne, mon directeur de recherche, et Monsieur Dany Dumont, mon co-directeur de recherche. Avant de partir dans des remerciements plus individuels, laissez-moi vous dire ô combien j'ai eu la chance de vous avoir en tant que directeur et co-directeur, respectivement. J'aimerais vous remercier pour votre confiance et votre soutien tout au long de ces deux années qui s'achèvent. Vous êtes tous les deux complémentaires et c'est ce qui rend notre trio exceptionnel.

Dany, je n'ai pas eu la chance de t'avoir en tant que professeur dans le cadre d'un cours, mais ce que je peux te dire c'est qu'en tant que co-directeur tu es époustouflant. Tu sais imposer tes suggestions et commentaires tout en restant discret. Je te remercie vivement pour les contributions que tu as apportées à mon projet et tes remarques toujours pertinentes pour toutes mes présentations et au moment de la rédaction. Tu m'as toujours impressionnée par ton engouement insatiable pour tout ce que tu entreprends et j'espère qu'avec le temps ma passion restera aussi pétillante que la tienne !

À présent, je voudrais prendre le temps de remercier une personne sans qui ces deux ans n'auraient pu s'achever aussi facilement, une personne qui m'a beaucoup appris et qui surtout m'a transmis une passion inépuisable pour l'océanographie physique, il s'agit de toi, Cédric. Tes remerciements ont été les plus difficiles à rédiger, car je ne sais par où commencer, tant j'ai à te remercier. S'il y a des personnes que l'on qualifie de sages à défaut, ce n'est pas ton cas. Il n'y a qu'un sage qui puisse s'adapter autant à ses étudiant.e.s, à les pousser à se remettre en question tout en leur apportant une énergie positive indispensable à leur réussite. Il en faut beaucoup de sagesse pour laisser autant de liberté à ses étudiant.e.s et en leur accordant une confiance absolue. Il m'en faut beaucoup pour m'impressionner, mais ce que je peux affirmer avec certitude c'est que toi, tu m'impressionnes. Que ce soit par ta grande disponibilité que par tes précieux conseils, tu as toujours su trouver les bons mots pour m'aiguiller et me guider dans l'avancement de mes travaux. Ce serait mentir que de dire que nous avons eu beaucoup d'oppositions, de contradictions ou de confrontations, mais je ne mentirais pas en disant que ta gentillesse, ton calme persistant et ta grande pédagogie ont

eu raison de mon fort caractère et que nos simples discussions, lors de nos traditionnelles réunions du vendredi, ont suffi à mener à bien cette maîtrise. Même si tu n'es pas très bavard et que j'apprécierais de ta part davantage de retours et de critiques, autre que tes éternels hochements de tête ou mouvements de sourcils qui te caractérisent si bien, laisse-moi te dire que faire de la recherche à tes côtés a été pour moi une expérience exceptionnelle et une source d'inspiration qui influenceront grandement mon futur professionnel. Bien que tu aies mis pratiquement deux ans à m'appeler Abi (et que tu ne le fais toujours pas de manière continue, pour une raison inexplicée), je pense (et j'espère) que tu apprécies travailler avec moi, sinon tu n'aurais pas accepté de m'encadrer au doctorat ! Si j'ai une suggestion à te faire pour notre future collaboration, c'est de m'appeler dorénavant Abi de manière permanente.

Enfin, je remercierai celui sans qui rien ne serait possible. Celui qui partage ma passion et mon amour pour la recherche et qui me soutient dans mes heures de travail nocturne, sans broncher d'un poil. Pas besoin de le nommer, car il saura se reconnaître, mais peut-être vais-je profiter de ces remerciements pour lui rappeler ô combien je l'aime.

Aussi, j'achèverai ce préambule en rappelant que satisfaire à l'art de la page des remerciements est un exercice ardu, la difficulté étant de n'oublier personne. Aussi, je m'excuse pour ceux et celles dont le nom n'apparaît pas et qui ont contribué de près ou de loin à ma réussite. J'espère qu'ils sauront se reconnaître, sinon tant pis. . .

## *RÉSUMÉ*

Les radars hautes-fréquences (HF) mesurent les courants à la surface de l'océan, en émettant des ondes électromagnétiques (EM) dans la bande radio HF (3-30 MHz) et en enregistrant les ondes EM rétrodiffusées par les ondes de gravité de surface. Le signal enregistré est dominé par les ondes EM rétrodiffusées par les ondes de gravité de surface ayant une longueur d'onde égale à la moitié de la longueur d'onde EM émise, appelées vagues de Bragg. Leur vitesse de phase est affectée par une interaction avec les courants Eulériens moyens, et aussi en principe avec toutes les autres vagues présentes à la surface de la mer. Cependant, la littérature est incohérente sur l'expression et même sur l'existence de la contribution de la dérive de Stokes, induite par les vagues, aux mesures radar. Trois expressions différentes ont été proposées dans la littérature : (1) la dérive de Stokes en surface filtrée, (2) la moitié de la dérive de Stokes en surface et (3) la dérive de Stokes moyenne pondérée en profondeur. Nous évaluons ces expressions pour les spectres de vagues directionnels mesurés par trois profileurs acoustiques de vague et de courant (AWAC) mouillés dans l'estuaire maritime du Saint-Laurent, au Canada. Nous comparons ensuite les courants de surface Eulériens mesurés par les AWACs avec les courants radiaux mesurés par quatre radars HF : deux radars de type WERA (Wellen Radar) et deux radars de type CODAR (Coastal Ocean Dynamics Applications Radars). Étonnamment, les courants des radars HF et des AWACs ne sont presque pas corrélés, mais en soustrayant les contributions associées à la dérive de Stokes des mesures radar, on obtient des corrélations modérées, mais significatives. Les corrélations les plus élevées sont obtenues en soustrayant la dérive de Stokes de surface filtrée, ce qui suggère que les radars HF mesurent cette dernière en plus des courants Eulériens moyens.

Mots clés : [Radars Hautes-Fréquences, Dérive de Stokes, Courants de surface]

## *ABSTRACT*

High frequency (HF) radars measure ocean surface currents by sending electromagnetic (EM) waves in the HF radio band (3-30 MHz) and recording the EM waves backscattered by ocean surface gravity waves. The recorded signal is dominated by EM waves backscattered from ocean surface waves with half the EM wavelength, called Bragg waves. Since their phase velocity is affected not only by wave-current interactions with mean Eulerian currents, but also by wave-wave interactions with all the other waves present at the sea surface, the question arises as to whether HF radars measure a quantity related to the wave-induced Stokes drift in addition to mean Eulerian currents. However, the literature is inconsistent on the expression and even on the existence of the contribution of the wave-induced Stokes drift to the HF radar measurements. Three different expressions have been proposed in the literature : (1) the filtered surface Stokes drift, (2) half of the surface Stokes drift, and (3) the weighted depth-averaged Stokes drift. We evaluate these expressions for directional wave spectra measured by three bottom-mounted Acoustic Wave and Current (AWAC) profilers in the Lower St. Lawrence estuary, Canada. We then compare the Eulerian surface currents measured by the AWACs with the radial currents measured by four HF radars : two Wullen Radars (WERA) and two Coastal Ocean Dynamics Applications Radars (CODAR). The AWAC and HF-radar currents are surprisingly almost not correlated, but when subtracting the wave-induced Stokes drift contributions from the radar measurements, moderate but significant correlations are obtained. The highest correlations are obtained when subtracting the filtered surface Stokes drift, suggesting that HF radars measure the latter in addition to mean Eulerian currents.

Keywords : [High-Frequency radars, Stokes drift, surface currents]

## *TABLE DES MATIÈRES*

REMERCIEMENTS . . . . .	vi
RÉSUMÉ . . . . .	xi
ABSTRACT . . . . .	xii
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	xiii
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xv
LISTE DES FIGURES . . . . .	xvi
LISTE DES ABRÉVIATIONS . . . . .	xx
LISTE DES SYMBOLES . . . . .	xxi
INTRODUCTION GÉNÉRALE . . . . .	1
CHAPITRE 1	
DU FONCTIONNEMENT DES RADARS HAUTES-FRÉQUENCES À LA PROBLÉ-	
MATIQUE DE L'ÉTUDE : L'ORIGINE D'UN DÉBAT SCIENTIFIQUE . . . . .	7
1.1 Généralités . . . . .	7
1.1.1 Les radars hautes-fréquences à onde de sol : propaga-	
tion de l'onde . . . . .	7
1.1.2 Applications des radars hautes-fréquences . . . . .	10
1.2 La mesure des courants superficiels par radars hautes fréquences : interaction	
vague-courant . . . . .	12
1.2.1 Présentation du phénomène de résonance de Bragg . . . . .	12
1.2.2 Effet Doppler résultant d'une surface de mer en mouvement en l'ab-	
sence de courants de surface . . . . .	15
1.2.3 Entraînement des vagues par le courant : interaction vague-courant . .	17
1.3 La dérive de Stokes induite par les vagues : interaction vague-vague . . . . .	19
1.3.1 Effet de la dérive de Stokes sur la vitesse de phase des vagues de	
Bragg en eau profonde . . . . .	19
1.3.2 Travaux antérieurs à l'étude . . . . .	20
1.3.3 Estimation des corrections non linéaires . . . . .	24

1.4	Objectifs, hypothèses et organisation de l'étude . . . . .	30
1.4.1	Objectifs de l'étude . . . . .	30
1.4.2	Hypothèses . . . . .	30
1.4.3	Généralité sur la méthode expérimentale . . . . .	32
CHAPITRE 2		
ARTICLE 1 : EXPERIMENTAL CONFIRMATION OF WAVE-INDUCED STOKES DRIFT MEASUREMENT BY HIGH FREQUENCY RADARS . . . . .		
		37
2.1	Introduction . . . . .	37
2.2	Study area and experimental data . . . . .	40
2.2.1	The area . . . . .	40
2.2.2	Data . . . . .	42
2.3	Methods . . . . .	44
2.3.1	Wave-induced contributions . . . . .	44
2.3.2	Correlations . . . . .	51
2.3.3	Bearing offset . . . . .	52
2.4	Results . . . . .	54
2.5	Discussion . . . . .	62
CONCLUSION GÉNÉRALE . . . . .		
		66
RÉFÉRENCES . . . . .		
		70

*LISTE DES TABLEAUX*

1	Caractéristiques des radars HF. . . . .	34
2	HF radars characteristics. . . . .	42
3	Correlations and bearing offsets between HF radar and AWAC currents. Correlation coefficient $r_1$ is obtained for the radar bearing in the direction of the AWAC, $\theta_{AWAC}$ , while $r_2$ is obtained for the radar bearing maximizing the correlation, $\theta_r$ . The bearing offset $\Delta\theta$ is defined as $\Delta\theta = \theta_r - \theta_{AWAC}$ . . . . .	54
4	Correlation coefficients (with 95% confidence intervals) between HF radars radial currents from which the different Stokes drift contributions have been subtracted, and the AWAC at Forestville (first line), at Bic Channel (second line) and at St-Ulrich (third line). The best correlations for each radar station are highlighted in bold. . . . .	62

## *LISTE DES FIGURES*

1	Photos a) d'une antenne de réception d'un WERA et b) d'une antenne de transmission d'un CODAR. Photos prises par Cédric Chavanne. . . . .	6
2	<b>a)</b> Différentes couvertures radar fournies par les systèmes à ondes ionosphériques (« <i>HFR sky wave</i> ») et à ondes de sol (« <i>HFR ground wave</i> »). Cette figure tirée de Fabrizio (2013) a été modifiée et traduite pour ce mémoire. <b>b)</b> Illustration de la propagation d'une onde ionosphérique émise par un HFR sky wave. <b>c)</b> Propagation d'une onde de sol à la surface de l'océan, au-delà de l'horizon. . . . .	8
3	Conductivité de l'eau de mer en fonction de la salinité à six différentes températures. Figure tirée de Gurgel et al. (1999a). . . . .	9
4	Atténuation mesurée à différents sites. La ligne en continu correspond à l'atténuation mesurée en Mer du Nord ( $\sigma = 4.0 \text{ A/Vm}$ ), les traits discontinus correspondent à l'atténuation dans un lac et la ligne en pointillé à celle en présence d'une couverture de glace. Les fréquences d'émission sont de 25.25 MHz ( $\nabla$ ) et de 29.85 MHz ( $\Delta$ ). Figure tirée de Gurgel et al. (1999a). . . . .	10
5	Le RHF émet des ondes électromagnétiques (OEM) qui se propagent à la surface de la mer. Lorsque des ondes de gravité sont présentes, les OEMs peuvent être rétrodiffusées par celles ayant une longueur d'onde ( $\lambda_B$ ) égale à la moitié de la longueur d'onde transmise ( $\lambda_{EM}$ ). Les vagues se propagent à une vitesse de phase ( $c_0$ ) connue par rapport aux eaux de surface. Toutefois, les interactions vague-courant induites par la présence d'un courant Eulérien de surface ( $\mathbf{u}_E$ ) et les interactions vague-vague liées à la dérive de Stokes ( $\mathbf{u}_S$ ), affectent leur vitesse de phase ( $\Delta c_E$ et $\Delta c_S$ , respectivement). Ainsi les signaux rétrodiffusés reçus par l'antenne du RHF ont une fréquence légèrement différente dû à l'effet Doppler. La vitesse de phase connue peut être soustraite de la vitesse totale estimée à partir du décalage Doppler mesuré pour obtenir la vitesse des courants de surface. . . . .	13
6	Schéma d'une onde incidente à $\theta_i$ ayant une longueur d'onde $\lambda_{OEM}$ sur une surface périodique ayant une longueur d'onde $\lambda_B$ . . . . .	13
7	Illustration de la diffusion de Bragg dans le cas d'ondes de gravité à la surface de l'océan et d'une OEM incidente, qui se propage parallèlement à la surface de l'océan. Le panneau du haut est pour la résonance de Bragg, celui du bas pour une vague non-résonante. Figure produite par Pierre Flament. . . . .	16

8	Exemple d'un spectre de puissance de l'écho radar (avec une fréquence radar de 14 MHz). La position théorique des raies de Bragg est donnée par les lignes à $\pm f_B$ de part et d'autre de la fréquence centrale. $f_c$ indique le décalage causé par l'action des courants de surface. Cette figure est tirée de Broche et al. (1983). . . . .	18
9	La dérive de Stokes de surface (ligne rouge), la dérive de Stokes de surface filtrée (ligne verte), la dérive de Stokes pondérée en profondeur (ligne bleue) et la moitié de la dérive de Stokes de surface (ligne noire), en fonction de la vitesse du vent pour un radar opérant à 13.5 MHz et un spectre de Phillips (voir équation 1.25). Cette figure est extraite de Chavanne (2018). . . . .	25
10	La dérive de Stokes de surface (ligne rouge), la dérive de Stokes de surface filtrée (ligne verte), la dérive de Stokes pondérée en profondeur (ligne bleue) et la moitié de la dérive de Stokes de surface (ligne noire), en fonction de la vitesse du vent pour un radar opérant à 13.5 MHz et un spectre de vague JONSWAP avec un fetch de 300 km. . . . .	27
11	La dérive de Stokes de surface (ligne rouge), la dérive de Stokes de surface filtrée (ligne verte), la dérive de Stokes pondérée en profondeur (ligne bleue) et la moitié de la dérive de Stokes de surface (ligne noire), en fonction de la vitesse du vent pour un radar opérant à 13.5 MHz et un spectre de vague JONSWAP avec un fetch de 30 km. . . . .	28
12	Contributions possibles de la dérive de Stokes induite par les vagues aux mesures radar du 3 au 10 avril 2017 : a) la dérive de Stokes en surface filtrée (verte), la moitié de la dérive de Stokes en surface (noire) et la dérive de Stokes moyenne pondérée en profondeur (bleue); b) la différence entre la dérive de Stokes en surface filtrée et la moitié de la dérive de Stokes en surface ( $\Delta C_{L62} - \Delta C_{H76}$ , noir pointillée) et entre la dérive de Stokes en surface filtrée et la dérive de Stokes moyenne pondérée en profondeur ( $\Delta C_{L62} - \Delta C_{L01}$ , bleu pointillée). . . . .	29
13	Carte de la zone d'étude avec l'emplacement des RHF's, de la station météorologique du Bic et des AWACs ("Acoustic Wave And Current Meter") de Forestville, du Bic et de Saint-Ulrich. Des courants de surface (pour le 13 Mai 2013) ont également été insérés sur la carte de façon à montrer au lecteur la zone couverte par les quatre RHF's de l'estuaire. . . . .	33

14	A schematic showing how HF radars measure ocean surface currents, by sending electromagnetic (EM) waves and recording the EM waves backscattered by ocean surface gravity waves. The recorded signal is dominated by EM waves backscattered from ocean surface waves with half the EM wavelength, called Bragg waves. These waves propagate at a known linear phase velocity ( $c_0$ ), causing a Doppler shift in the frequency of the backscattered signals. However, wave-current interactions induced by the presence of a mean Eulerian current ( $u_E$ ) and wave-wave interactions related to the Stokes drift ( $u_S$ ) affect their phase velocity ( $\Delta c_E$ and $\Delta c_S$ , respectively), causing a measurable additional Doppler shift. . . . .	38
15	Map of the Estuary and Gulf of St. Lawrence, Quebec, Canada. The black rectangle and upper right inset delimit the study area in the Lower St. Lawrence Estuary. The instrument locations are indicated, and a typical HF radars coverage (current vectors) is illustrated by the gray arrows. . . . .	40
16	Wind rose for the winter 2016-2017 (from October 2016 to April 2017) at the Bic meteorological station (Fig. 15, green square). For each direction, the cumulative frequency is indicated with wind speeds increasing from the center to the outside. . . . .	41
17	Example of directional wave spectrum obtained from measurements by the AWAC near Forestville (Fig. 15, blue square). The direction of origin of the waves is given by the angular position of the peak. The frequency in Hertz is indicated by the distance to the center of the diagram. . . . .	45
18	Surface Stokes drift (red), filtered surface Stokes drift (green), weighted depth-averaged Stokes drift (blue) and half of surface Stokes drift (black), as a function of wind speed for an HF radar operating at 12.5 MHz and a JONSWAP wave spectrum with a fetch of 300 km. . . . .	48
19	An observed wave spectrum (black) at Forestville with $k^{-3.5}$ spectral tail from the energy peak (red dashed) or from the highest measured frequency (blue dashed). The Bragg frequency for the HFR at PAO is indicated in magenta. . . . .	49
20	The average normalized spectrum at Forestville (black), with a $k^{-3.5}$ (red) and $k^{-4}$ (green) spectral tail. . . . .	50
21	Surface Stokes drift (red), filtered surface Stokes drift (green), weighted depth-averaged Stokes drift (blue) and half of surface Stokes drift (black), as a function of wind speed for CODAR at PAP operating at 12.5 MHz and directional wave spectra obtained from the AWAC at Forestville. . . . .	51

22	Scatter plots of HF radar versus AWAC radial currents at St-Ulrich for the WERA at PAO with a) the bearing to the AWAC and b) the bearing with maximum correlation. The correlation coefficients $R$ are indicated in each panel. . . . .	55
23	Correlation between the currents measured by the AWAC in the Bic Channel and the residual currents obtained from the HF radar currents at PAP minus the filtered surface Stokes drift ( $\Delta c_{L62}$ ) . . . . .	56
24	Scatter plots of the Bic AWAC versus HF radar radial currents for the WERA at PAB from which the different possible contributions of the Stokes drift were removed, namely the filtered surface Stokes drift ( $\Delta c_{L62}$ , panel a), half of the surface Stokes drift ( $\Delta c_{H76}$ , panel b), the weighted depth-average Stokes drift ( $\Delta c_{L01}$ , panel c) and the surface Stokes drift ( $U_s(0)$ , panel d). The correlation coefficients $R$ are indicated in each panels. Black crosses are residual currents calculated with the approximations to the non-linear corrections. . . . .	58
25	Similar to Fig. 24 with the Bic AWAC versus HF radar radial currents for the CODAR at PAP. . . . .	59
26	Correlations between the Bic AWAC and radar currents, from which a quantity proportional to the surface Stokes drift ( $\alpha U_s(0)$ ) was subtracted, for a) the WERA at PAB, and b) the CODAR at PAP. Vertical lines are the correlations obtained when subtracting $\alpha_{L62} U_s(0)$ (green), $\alpha_{H76} U_s(0)$ (black), $\alpha_{L01} U_s(0)$ (blue), and $U_s(0)$ (red). The magenta line is the maximum correlation obtained with $\alpha_{max}$ . The horizontal dashed line is the correlation obtained when subtracting the filtered surface Stokes drift. . . . .	60
27	Correlation between residual currents ( $U_r = U_{HFR} - \Delta c_i$ , where $i = \{L01, L62, H76\}$ ) – calculated with the HF radar currents at PAB and the weighted depth-averaged Stokes drift ( $\Delta c_{L01}$ , blue line), the filtered surface Stokes drift ( $\Delta c_{L62}$ , green line) and half of the surface Stokes drift ( $\Delta c_{H76}$ , black line) – and currents at different depths measured by the AWAC at Foresville. . . . .	63

## ***LISTE DES ABRÉVIATIONS***

**ADCP** Acoustic Doppler Current Profiler.

**AWAC** Acoustic Wave And Current Profiler.

**CODAR** Coastal Ocean Dynamics Applications Radars, un type de radar haute fréquence.

**COSRAD** COStal ocean RADAR, un type de radar haute fréquence.

**EM** Electromagnetic / Electromagnétique.

**EMSL** Estuaire maritime du St-Laurent.

**HF** High Frequency / Haute fréquence.

**HFR** High Frequency Radar / Radar Haute fréquence.

**LSLE** Lower Saint Lawrence Estuary.

**OEM** Onde Electromagnétique.

**OGSL** Observatoire Globale du Saint-Laurent.

**OSCR** Ocean Surface Current Radar, un type de radar haute fréquence.

**PAB** Pointe-à-Boisvert.

**PAO** Pointe-aux-Outardes.

**PAP** Pointe-au-Père.

**RHF** Radar Haute Fréquence.

**SNR** Signal-to-Noise Ratio / Ratio Signal Bruit.

**STF** Sainte-Flavie.

**WEAR** Wellen RADar, un type de radar HF.

**WMO** World Meteorological Organization.

## *LISTE DES SYMBOLES*

- $\epsilon$  Constante diélectrique complexe dans l'océan.
- $\sigma$  Conductivité en  $S\ m^{-1}$ .
- $\epsilon_0$  Permittivité absolue dans le vide en  $F\ m^{-1}$ .
- $\omega$  Fréquence angulaire des vagues en  $rad\ s^{-1}$ .
- $\lambda_B$  Longueur d'onde des vagues de Bragg en m.
- $\lambda_{EM}$  Longueur d'onde EM émise par le radar HF en m.
- $c_0$  Vitesse de phase linéaire des vagues de Bragg en  $m\ s^{-1}$ .
- $\mathbf{u}_E$  Courant Eulérien de surface en  $m\ s^{-1}$ .
- $\mathbf{u}_S$  Dérive de Stokes en  $m\ s^{-1}$ .
- $\theta_i$  Angle d'incidence de l'onde EM en rad.
- $\theta_s$  Angle de diffraction de l'onde EM en rad.
- $\delta$  Différence de marche entre les ondes incidentes et diffusées en rad.
- $\delta_i$  Différence de marche de l'onde incidente en rad.
- $\delta_s$  Différence de marche de l'onde diffractée en rad.
- $\Delta\phi$  Déphasage entre les ondes incidente et diffractée en rad.
- $\nu$  Vitesse radiale de translation d'un objet, vue par le radar en  $m\ s^{-1}$ .
- $f_D$  Décalage Doppler du signal reçu par le radar en Hz.
- $g$  Accélération gravitationnelle en  $m\ s^{-2}$ .
- $k_B$  Nombre d'onde de Bragg en  $m^{-1}$ .
- $f_{dB}$  Décalage Doppler du signal reçu par le radar en Hz, causé par la vitesse de phase des vagues de Bragg.
- $f_r$  Fréquence du radar en MHz.

- $f_c$  Décalage Doppler en Hz, causé par l'action des courants de surface.
- $f_B$  Fréquence des raies de Bragg en Hz.
- $c_B$  Vitesse de phase d'une vague de Bragg en  $\text{m s}^{-1}$ , à amplitude finie, en l'absence de courant Eulérien moyen.
- $a_B$  Amplitude d'une vague de Bragg.
- $\Delta c_E$  Décalage dans la vitesse de phase des vagues de Bragg causé par les interactions vague-courant, en  $\text{m s}^{-1}$ .
- $\Delta c_S$  Décalage dans la vitesse de phase des vagues de Bragg causé par les interactions vague-vague, en  $\text{m s}^{-1}$ .
- $\Delta c$  Décalage total incluant les interactions vague-courant et vague-vague dans la vitesse de phase des vagues de Bragg, en  $\text{m s}^{-1}$ .
- $S(\mathbf{k}', \omega)$  Spectre directionnel de vague en  $\text{m}^2 \text{Hz}^{-1} \text{deg}^{-1}$ .
- $k$  Nombre d'onde d'une vague en  $\text{m}^{-1}$ .
- $\Delta c_{L62}$  Contribution théorique de la dérive de Stokes proposée par Longuet-Higgins et Phillips (1962) en  $\text{m s}^{-1}$ .
- $C(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{k}', \omega')$  Coefficient donnée dans Weber et Barrick (1977) et impliqué dans l'expression non simplifiée de  $\Delta c_{L62}$ .
- $\Delta c_{H76}$  Contribution théorique de la dérive de Stokes proposée par Huang et Tung (1976) en  $\text{m s}^{-1}$ .
- $f'_2$  coefficient donnée dans Huang et Tung (1976) et impliqué dans l'expression non simplifiée de  $\Delta c_{H76}$ .
- $\Delta c_{L01}$  Contribution théorique de la dérive de Stokes proposée par Laws (2001) en  $\text{m s}^{-1}$ .
- $\Delta c_{R15}$  Contribution théorique de la dérive de Stokes proposée par Röhrs et al. (2015) en  $\text{m s}^{-1}$ .
- $\alpha$  Constante de Phillips.
- $U_w$  Vitesse du vent en  $\text{m s}^{-1}$ .

$\omega_p$  Fréquence de pic d'un spectre de vague en Hz.

$\gamma$  Facteur de crête pour un spectre de JONSWAP.

**F** Fetch en km.

$U_{10}$  Vitesse du vent à 10 m en  $\text{m s}^{-1}$ .

$U_{HFR}$  Courant radiaux des RHF's en  $\text{m s}^{-1}$ .

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

Depuis 2014, les courants de surface sont inclus dans la liste des variables climatiques essentielles (Bojinski et al. 2014). Les observations par satellite à haute résolution de la température, de la couleur et de la rugosité de la surface de la mer assurent une information complémentaire des structures de surface bidimensionnelles qui manifestent souvent les caractéristiques et dynamiques des courants océaniques de surface.

L'observation des courants de surface est très importante pour la validation et l'assimilation des modèles. Les courants de surface convergents et divergents et les tourbillons contribuent également aux mouvements verticaux qui, à leur tour, affectent la structure de la couche supérieure et stimulent les interactions avec les propriétés biogéochimiques. En tant que tels, les courants de la couche supérieure sont également importants pour la convection profonde, le renversement de la circulation et les écosystèmes marins. Les capacités combinées d'observation et de modélisation de l'océan fournissent donc un très bon cadre pour les études sur les courants de surface à l'échelle locale, régionale et mondiale.

Au-delà du contexte de la recherche océanique et climatique, la connaissance des vitesses de surface de l'océan a un impact sur de nombreux défis sociétaux. En effet, les courants de surface affectent plusieurs activités socio-économiques importantes telles que la sécurité maritime (Ullman et al. 2006) et la navigation commerciale mondiale (Olascoaga et al. 2006).

De plus, ces derniers sont responsables du transport de chaleur, des sels dissous, des sédiments, des nutriments, du plancton et des polluants marins (Hodgins 1994). Aussi, les forts courants délimitent les corridors empruntés par les mammifères marins, les poissons, et soutiennent leurs migrations à la recherche de nourriture et de sites de reproduction. Ainsi, la connaissance des structures détaillées et de la variabilité des courants océaniques est nécessaire pour la gestion des pêches et de l'environnement (Graber et Limouzy-Paris 1997;

Bjorkstedt et Roughgarden 1997).

Aujourd'hui, l'estimation des vitesses océaniques à l'échelle mondiale est basée sur les mesures de la hauteur de la surface de la mer effectuées par des altimètres, qui sont ensuite utilisées pour dériver les courants géostrophiques de surface. L'altimétrie satellitaire est une technologie mature en haute mer qui permet d'obtenir une cartographie homogène et régulière des variations du niveau de la mer et de la circulation océanique aux échelles > 100 km (Morrow et Le Traon 2006; Ballarotta et al. 2019).

Toutefois, l'altimétrie classique reste limitée pour l'observation des phénomènes aux sub-mésoéchelles. Par exemple, les mesures de la hauteur de la surface de la mer sont contaminées par des signaux d'ondes internes dont les échelles sont semblables à celles des processus quasi-géostrophiques à méso et sub-méso échelles. Aussi, l'altimétrie et ses applications restent confrontées à de nombreux défis en région côtière. En effet, la précision de la mesure de la hauteur de la mer des satellites altimétriques se dégrade le long des côtes (Andersen et Scharroo 2011). Les eaux côtières diffèrent de la haute mer en raison des changements rapides de la bathymétrie sur les pentes continentales, des eaux peu profondes et de la présence des limites du littoral. Ces différences induisent une plus grande variabilité, ce qui se traduit par des échelles de temps et d'espace plus courtes (Deng et al. 2002). En régions côtières, la connaissance des vitesses océaniques de surface serait précieuse pour de nombreuses applications comme l'étude de la circulation côtière, l'évolution du niveau de la mer et son impact sur cette circulation.

Traditionnellement près des côtes, les méthodes employées pour mesurer les courants marins de surface mettent en oeuvre des capteurs *in situ* dans la colonne d'eau. Parmi ces capteurs, on distingue les bouées dérivantes ou encore les ADCPs («*Acoustic Doppler Current Profiler*»). Cependant, la limite d'utilisation de ces instruments réside dans le fait qu'ils ne peuvent pas fournir des observations de courant de surface sous forme de champ bidimensionnel. De plus, ces dispositifs sont affectés par l'état de la mer local, ces conditions posent des difficultés pour le bon fonctionnement des appareils et coûtent cher en main d'oeuvre

pour entretenir les équipements et collecter les données.

L'utilisation des radars hautes-fréquences (RHF) peut compenser certaines lacunes des dispositifs traditionnels et satellitaires. Les RHF fournissent des mesures des courants à la surface de l'océan en continu sur une grande surface avec de bonnes résolutions temporelles et spatiales et à faibles coûts. De plus, les RHF ont une grande tolérance à l'environnement local et aux conditions météorologiques en raison de leur longueur d'onde radio relativement longue. Ces avantages répondent aux demandes en matière de surveillance du milieu marin, de prévision, d'alerte et de recherche en mer.

Les RHF sont les seuls dispositifs de télédétection côtière, qui offrent une couverture spatiale étendue nécessaire pour dresser, dans des zones pouvant s'étendre sur plusieurs milliers de kilomètres carrés, une carte des courants de surface avec une résolution spatiale de l'ordre du kilomètre, et une précision de l'ordre de quelques cm/s. Les données peuvent être transmises quasiment en temps réel, condition *sine qua non* pour l'aide aux opérations de sauvetage en mer.

La capacité des RHF d'observer la surface de l'océan a été découverte dans les années 1950. Crombie (1955) a étudié les échos marins de la surface d'une mer rugueuse en mouvement, recueillis par un radar émettant des ondes électromagnétiques (OEMs) à 13.56 MHz. Pour la première fois, il a souligné que le principe de rétrodiffusion du signal radar était dû à la résonance de Bragg entre les OEMs émises et un certain type de vagues, appelées vagues de Bragg, qui ont une longueur d'onde égale à la moitié de celle de l'OEM émise par le radar.

Sur la base de cette étude, le tout premier système de RHF de mesure des courants de surface a vu le jour dans les années 1970. Il s'agit d'un système CODAR («*Coastal Ocean Dynamics Applications Radars*»), développé par le Wave Propagation Laboratory de National Oceanic and Atmospheric Administration aux États-Unis (Barrick et al. 1977, voir figure 1b). Donnant l'avantage unique d'une couverture horizontale bidimensionnelle au lieu de la mesure ponctuelle des appareils traditionnels, les RHF ont immédiatement suscité un intérêt

majeur.

Depuis lors, les recherches sur l'observation des courants par RHF ont connu un essor mondial considérable. Plusieurs pays ont commencé à développer leurs propres systèmes radars. Le Royaume-Uni a mis au point le radar commercial OSCAR (Ocean Surface Current Radar) pour les observations des courants de surface (Prandle 1987). Aussi, l'Université James Cook en Australie a construit le système radar COSRAD (COStal ocean RADar) (Heron et Rose 1986). L'Université de Hambourg en Allemagne a développé, dans le cadre du projet «*European project – surface*», un nouveau radar hautes-fréquences, appelé WERA («*Wellen Radar*»), avec des antennes à réseau phasé, qui utilise des techniques différentes de celles des CODARs (Barrick 1978; Gurgel et al. 1999b, voir figure 1a).

Les études menées au cours des dernières décennies ont démontré la possibilité théorique et pratique (Stewart et Joy 1974, Barrick et al. 1977 et Ha 1979) de mesurer les courants marins de surface par les RHF, dans des zones côtières s'étendant à plusieurs dizaines de kilomètres au large. Toutefois, il existe un débat dans la littérature scientifique sur la question de savoir si les radars hautes-fréquences mesurent, en plus des courants Eulériens de surface, la dérive de Stokes induite par les vagues. Cette question, fondamentale pour l'utilisation des radars dans les prévisions de dérive d'objets et de contaminants à la surface de l'océan, n'a pas encore été tranchée expérimentalement, ce que nous proposons de faire dans cette étude.

Bien que les RHF aient un grand potentiel dans l'amélioration de notre capacité à observer l'environnement océanique côtier, il y a encore beaucoup à faire pour mieux comprendre la manière dont ces derniers effectuent leurs mesures. Ce travail apporte donc une meilleure compréhension sur le fonctionnement des RHF, en apportant une réponse au débat scientifique existant, quant à savoir si les RHF mesurent ou non une quantité liée à la dérive de Stokes induite par les vagues.

Le mémoire comportera deux chapitres, à savoir :

1. Un premier chapitre qui se veut introductif aux éléments théoriques nécessaires à la com-

préhension de la problématique. Aussi, ce chapitre abordera les objectifs, les hypothèses et la démarche expérimentale de l'étude proposée dans ce mémoire.

2. Un second chapitre construit sous la forme d'un article à soumettre dans une revue scientifique, rédigé en anglais, et qui présente la méthodologie de l'étude, les résultats et la discussion associée.

Ce mémoire s'achève par une conclusion générale qui résume toute la démarche suivie pendant l'étude, les résultats obtenus, et décrit les limites ainsi que les perspectives du sujet.

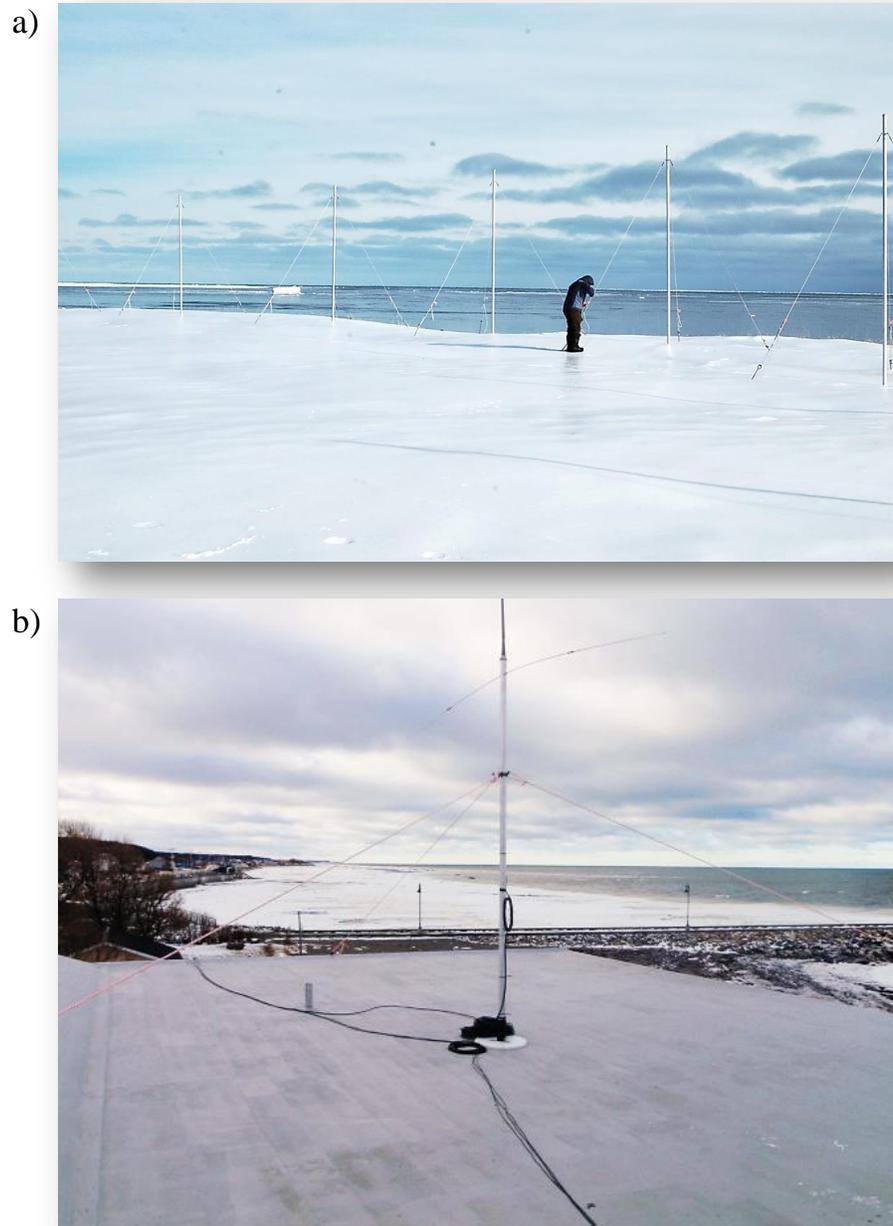


Figure 1: Photos a) d'une antenne de réception d'un WERA et b) d'une antenne de transmission d'un CODAR. Photos prises par Cédric Chavanne.

## CHAPITRE 1

### DU FONCTIONNEMENT DES RADARS HAUTES-FRÉQUENCES À LA PROBLÉMATIQUE DE L'ÉTUDE : L'ORIGINE D'UN DÉBAT SCIENTIFIQUE

#### 1.1 Généralités

Les radars hautes-fréquences (RHF) sont des équipements de télédétection côtière émettant des ondes électromagnétiques (OEM) dans la bande des hautes-fréquences (3-30 MHz). Pour cette gamme de fréquences, la longueur d'onde radio correspondante varie de 10 m à 100 m.

Il existe deux types de radars HF selon le mode de propagation des ondes radio : les RHF à ondes de sol (ou «*HFR ground wave*», voir figure 2c), et les RHF à ondes ionosphériques (ou «*HFR sky wave*», voir figure 2b). Pour le radar à ondes ionosphériques, les ondes radio se propagent par réflexion ionosphérique et détectent les cibles bien au-delà de l'horizon. Ce mode de propagation est utilisé pour établir des liaisons à grandes distances afin de détecter des cibles très éloignées. Ce type de radar peut couvrir des zones allant de 500 km à quelques milliers de kilomètres, mais sa résolution spatiale reste limitée. Ce mémoire ne s'intéresse qu'aux radars à ondes de sol déployés pour l'observation de la surface de la mer au-delà de l'horizon (voir figure 2c).

##### 1.1.1 Les radars hautes-fréquences à onde de sol : propagation et atténuation de l'onde

Les RHF à ondes de sol sont typiquement installés sur la terre, le long des côtes. L'onde de sol est transmise selon un angle d'incidence rasante et se propage à la surface conductrice de l'océan. Les ondes radioélectriques sont alors polarisées verticalement. Les OEMs, émises par le RHF, sont rétrodiffusées par les ondes océaniques et sont captées par

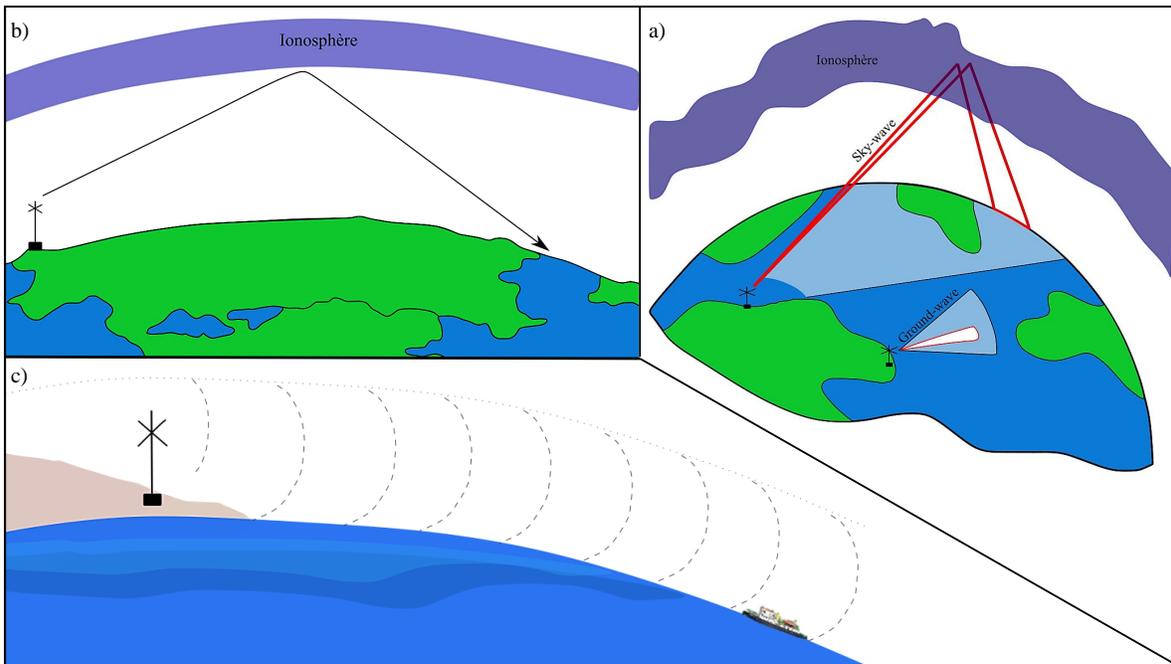


Figure 2: **a)** Différentes couvertures radar fournies par les systèmes à ondes ionosphériques («*HFR sky wave*») et à ondes de sol («*HFR ground wave*»). Cette figure tirée de Fabrizio (2013) a été modifiée et traduite pour ce mémoire. **b)** Illustration de la propagation d’une onde ionosphérique émise par un *HFR sky wave*. **c)** Propagation d’une onde de sol à la surface de l’océan, au-delà de l’horizon.

l’antenne de réception, cette notion sera développée plus en détail dans la section 1.2.1. Les informations sur la surface de la mer, telles que les courants et les vagues, sont contenues dans les signaux reçus. Les signaux bruts peuvent être analysés à l’aide de différentes techniques de traitement et de méthodes d’inversion spécifiques.

La portée de fonctionnement d’un RHF dépend de l’atténuation de l’onde EM entre l’émetteur et la cible, de la puissance de la source, de l’intensité de la diffusion de la cible et du bruit électromagnétique ambiant. L’onde émise par le radar, qui se propage le long de la surface de la mer, va être atténuée par différents paramètres de la mer. La constante diélectrique complexe, dans l’océan, est donnée par :

$$\epsilon = 80 + i\sigma/(\epsilon_0\omega) \quad (1.1)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité absolue ( $F m^{-1}$ ) dans le vide,  $\sigma$  la conductivité ( $S m^{-1}$ ) et  $\omega$  la fréquence angulaire ( $rad s^{-1}$ ).

L'atténuation de l'onde EM émise par le radar dépend de la partie imaginaire de la constante diélectrique complexe de l'océan (voir équation 1.1), c'est-à-dire de la fréquence et de la conductivité. Or, la conductivité  $\sigma$  est fonction de la salinité et de la température. Ces dépendances sont représentées dans la figure 3 (Gurgel et al. 1999a).

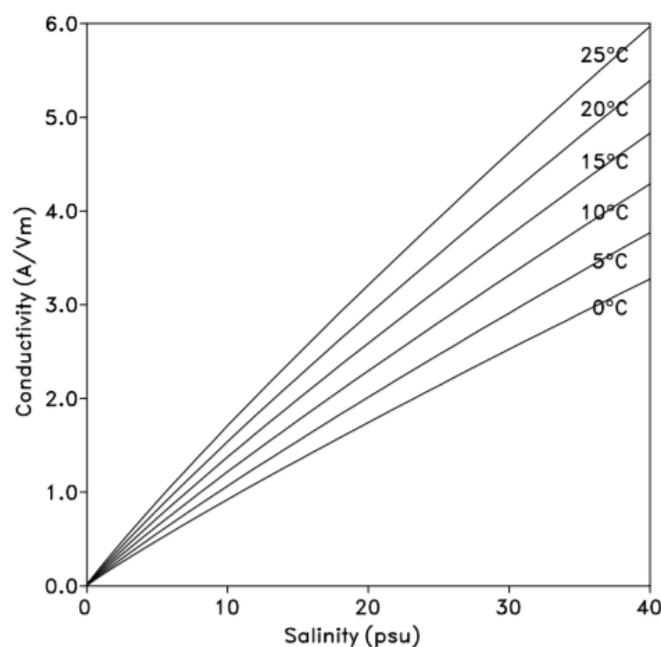


Figure 3: Conductivité de l'eau de mer en fonction de la salinité à six différentes températures. Figure tirée de Gurgel et al. (1999a).

La figure 4 montre l'atténuation des ondes HF au-dessus de la mer, mesurée pour différents plans d'eau. Cette dernière montre clairement la dépendance de l'atténuation par rapport à la conductivité (Gurgel et al. 1999a). En raison de la forte atténuation des ondes EMs, la tentative de mesurer les courants de surface au moyen de RHF a échoué dans un lac d'eau douce (Gurgel et al. 1999a). Au contraire, les mesures de courants dans la mer Morte, qui est très salée, pourraient être effectuées avec une puissance d'émission extrêmement faible

(Essen et al. 1996).

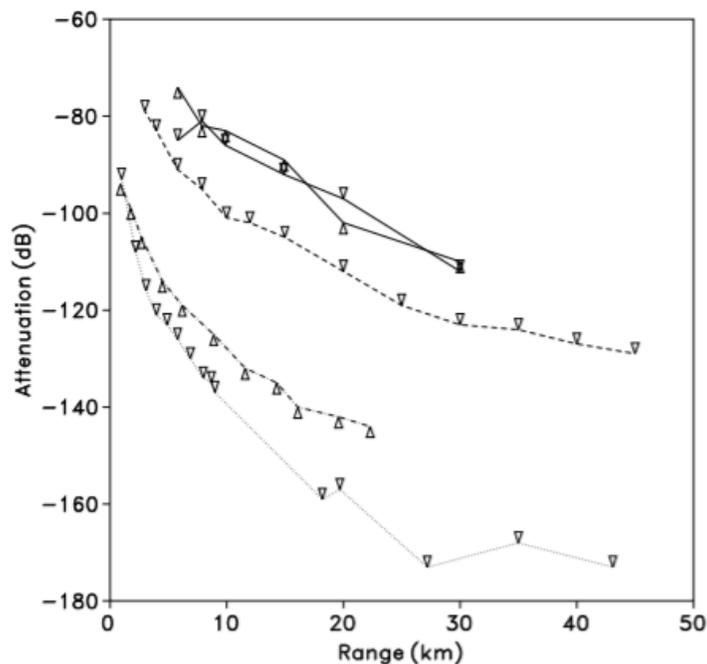


Figure 4: Atténuation mesurée à différents sites. La ligne en continu correspond à l'atténuation mesurée en Mer du Nord ( $\sigma = 4.0$  A/Vm), les traits discontinus correspondent à l'atténuation dans un lac et la ligne en pointillé à celle en présence d'une couverture de glace. Les fréquences d'émission sont de 25.25 MHz ( $\nabla$ ) et de 29.85 MHz ( $\Delta$ ). Figure tirée de Gurgel et al. (1999a).

### 1.1.2 Applications des radars hautes-fréquences

Les RHF's offrent la possibilité de compléter les données *in situ* fournies par les instruments placés directement dans l'environnement marin côtier. L'étendue de la zone de couverture, la haute résolution spatiale ainsi que la proximité de la mesure par rapport à la surface permettent de produire des cartes de courants de surface. Avec des instruments traditionnels, de telles cartes seraient impossibles à générer. Les données générées par les RHF's permettent de fournir des informations utiles pour de nombreuses applications, dont les principales sont

énumérées ci-dessous :

- **Pour la navigation** : Dans des zones géographiques dangereuses, comme des chenaux étroits, les cartes de courants peuvent apporter une aide aux pilotes en indiquant par exemple les zones de forts courants.
- **Pour le sauvetage en mer** : Les cartes de courants de surface produites avec les données des RHF's peuvent être utilisées pour prévoir le mouvement des survivants à la dérive (Breivik et al. 2013).
- **Pour les prévisions de dérive de contaminants** : Les cartes bidimensionnelles des courants de surface peuvent être utilisées pour la prédiction de la dérive de contaminants, comme les déversements d'hydrocarbures et pour coordonner des opérations de confinement (Abascal et al. 2009; Paduan et Washburn 2013).
- **Pour la gestion côtière** : Les cartes de courants peuvent servir à estimer le temps de rétention dans les estuaires ou les baies. En combinant les informations disponibles sur les vagues, les courants des radars peuvent aider à prédire le stress dû aux courants et à l'action des vagues sur le littoral (Irvine 2015).
- **Pour l'assimilation des données** : Les RHF's produisent des données qui semblent prometteuses pour l'assimilation dans des modèles qui prédisent une circulation à plus grande échelle (Breivik et Sætra 2001). De plus, et en raison de la proximité de la mesure du courant par rapport à la surface, les données des RHF's sont utiles pour examiner la dynamique à l'interface air-mer.
- **Pour la prévision des stocks** : Les données de courants de surface permettent l'étude de la dispersion larvaire ainsi que la prévision de la dynamique des populations d'espèces exploitées commercialement (Bjorkstedt et Roughgarden 1997; Graber et Limouzy-Paris 1997).

Outre leurs différentes utilités dans des applications pratiques, les RHF's ont l'avantage, par rapport aux méthodes *in situ*, d'être relativement peu coûteux, par exemple, il n'y a ni déploiement ni récupération en mer. De plus, le fait qu'ils soient installés à terre facilite l'accès pour l'entretien, les réparations et leur permet aussi d'être mieux protégés des dommages

causés par l'environnement marin.

## **1.2 La mesure des courants superficiels par radars hautes fréquences : interaction vague-courant**

Les RHF permettent de mesurer à distance les courants océaniques de surface (Barrick et al. 1977). Leur fonctionnement est basé sur l'émission d'ondes EM et la réception des ondes rétrodiffusées par les ondes de gravité de surface, plus communément appelées les vagues. Seuls les échos provenant de vagues ayant une longueur d'onde égale à la moitié de celle de l'onde émise interfèrent constructivement (Crombie 1955) : ce sont des vagues dites de Bragg (voir section 1.2.1 et figure 5).

Pour la bande radio HF (3-30 MHz), les vagues de Bragg ont des longueurs d'onde allant de 5 m à 50 m, ce qui correspond à des périodes allant de 1.8 à 5.7 secondes, *i.e.* des vagues produites localement par le vent.

### **1.2.1 Présentation du phénomène de résonance de Bragg**

#### **Approche générale :**

En 1912, Sir W.L. Bragg met en évidence la résonance d'une onde électromagnétique incidente sur un cristal. Ainsi, Bragg démontre la possibilité de connaître la position des atomes dans un cristal en utilisant la façon dont le réseau cristallin diffracte des rayons X.

Selon la théorie linéaire des vagues, la surface de la mer peut être décrite comme une somme de sinusoïdes. Pour commencer, considérons la surface la plus simple, soit une sinusoïde. Cette dernière se comporte comme un réseau diffractant ayant une certaine périodicité. La résonance de Bragg se produit lorsque toutes les ondes diffusées s'additionnent en phase pour produire une diffusion cohérente (voir figure 6).

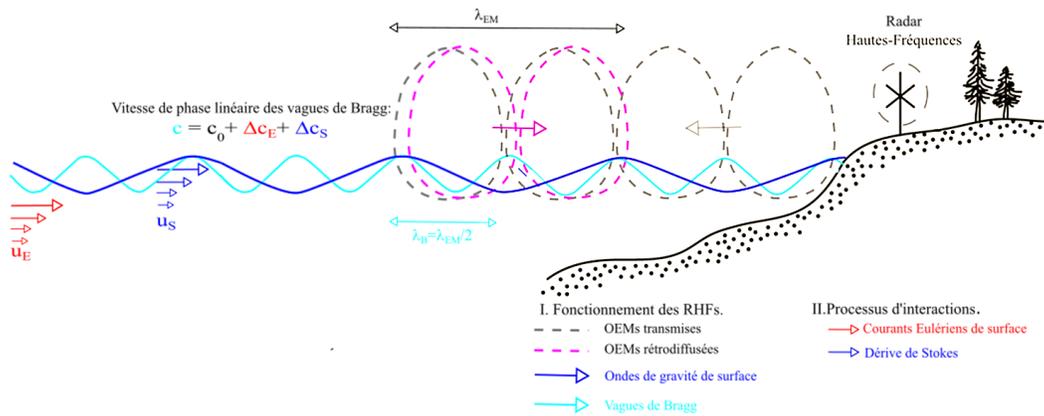


Figure 5: Le RHF émet des ondes électromagnétiques (OEM) qui se propagent à la surface de la mer. Lorsque des ondes de gravité sont présentes, les OEMs peuvent être rétrodiffusées par celles ayant une longueur d'onde ( $\lambda_B$ ) égale à la moitié de la longueur d'onde transmise ( $\lambda_{EM}$ ). Les vagues se propagent à une vitesse de phase ( $c_0$ ) connue par rapport aux eaux de surface. Toutefois, les interactions vague-courant induites par la présence d'un courant Eulérien de surface ( $\mathbf{u}_E$ ) et les interactions vague-vague liées à la dérive de Stokes ( $\mathbf{u}_S$ ), affectent leur vitesse de phase ( $\Delta c_E$  et  $\Delta c_S$ , respectivement). Ainsi les signaux rétrodiffusés reçus par l'antenne du RHF ont une fréquence légèrement différente dû à l'effet Doppler. La vitesse de phase connue peut être soustraite de la vitesse totale estimée à partir du décalage Doppler mesuré pour obtenir la vitesse des courants de surface.

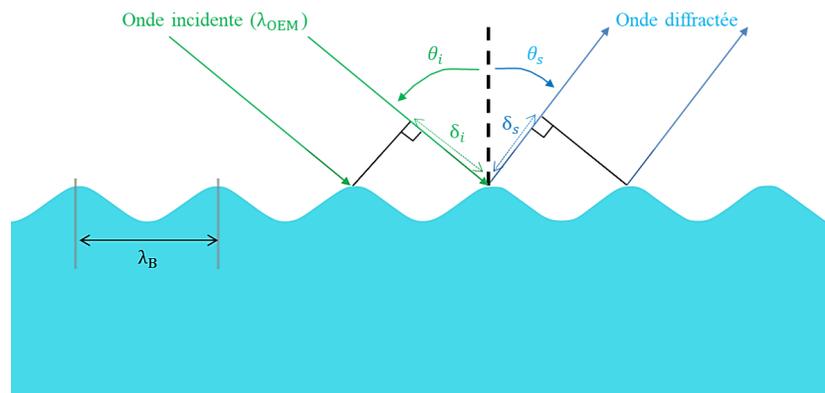


Figure 6: Schéma d'une onde incidente à  $\theta_i$  ayant une longueur d'onde  $\lambda_{OEM}$  sur une surface périodique ayant une longueur d'onde  $\lambda_B$ .

La différence de marche entre les ondes incidente et réfléchiée peut être définie par

$$\delta = \delta_i - \delta_s, \quad (1.2)$$

avec  $\delta_i$  la différence de marche de l'onde incidente et  $\delta_s$  la différence de marche de l'onde diffractée (voir figure 6). Dès lors, le déphasage entre les ondes peut être donné par

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda_{OEM}}, \quad (1.3)$$

où  $\lambda_{OEM}$  est la longueur d'onde de l'onde incidente du radar.

Pour qu'il y ait une résonance de Bragg, il faut que les ondes soient en phase et donc que

$$\Delta\phi = 2\pi, \quad (1.4)$$

De sorte que

$$\delta_i - \delta_s = \lambda_{OEM}, \quad (1.5)$$

ce qui implique alors

$$\lambda_B(\sin\theta_i - \sin\theta_s) = \lambda_{OEM}, \quad (1.6)$$

où  $\lambda_B$  est la longueur d'onde de la sinusoïde considérée.

### **Application aux radars hautes-fréquences :**

Les conditions propres aux RHF's vont être maintenant appliquées. En rétrodiffusion  $\theta_i = -\theta_s$  (**condition 1**), de sorte que

$$2\lambda_B \sin\theta_i = \lambda_{OEM} \quad (1.7)$$

De plus, les OEMs émises par les RHF's se propagent parallèlement à la surface de l'océan, en incidence rasante, de sorte que l'on a :  $\theta_i = \pi/2$  (**condition 2**).

Ceci implique que

$$\lambda_B = \frac{\lambda_{OEM}}{2}. \quad (1.8)$$

Ainsi, la sinusoïde entre en résonance avec l'onde radar lorsque sa longueur d'onde

est égale à la moitié de celle du RHF. Dans le cas de la mer, les vagues de longueur d'onde  $\lambda_B = \lambda_{OEM}/2$  seront à l'origine d'une résonance maximale dans la direction de rétrodiffusion. Ces vagues seront nommées vagues de Bragg pour le reste de ce mémoire. De la résonance de Bragg, il faut retenir que dans la direction de rétrodiffusion, il est nécessaire que la surface présente des conditions particulières de longueur d'onde, en fonction de la longueur d'onde des ondes EMs émises par le radar, pour qu'il y ait résonance de Bragg. Ainsi, les caractéristiques générales d'un RHF déterminent celles de la mesure effectuée, en vue du fait que la condition de résonance dépend de la longueur d'onde des ondes EMs émises par le RHF. La figure 7 résume le mécanisme de rétrodiffusion de Bragg des ondes radar.

### 1.2.2 Effet Doppler résultant d'une surface de mer en mouvement en l'absence de courants de surface

Lorsque l'onde incidente émise par le radar rencontre un objet mobile, l'onde diffusée présente un décalage en fréquence par rapport à l'onde incidente. Ce phénomène s'explique par l'effet Doppler. Si l'objet en question se déplace avec une vitesse de translation  $v$  alors le décalage en fréquence  $f_D$  du signal reçu est donné par

$$f_D = \frac{2v}{\lambda_{OEM}}, \quad (1.9)$$

avec  $\lambda_{OEM}$  la longueur d'onde du radar. La vitesse  $v$  est la vitesse radiale de l'objet, vue par le radar.

En l'absence de courants de surface et d'ondes de gravité autre que les vagues de Bragg, les ondes EMs rétrodiffusées subissent un décalage Doppler causé par la vitesse de phase linéaire des vagues de Bragg :

$$c_0 = \pm \sqrt{\frac{g}{k_B}} = \pm \sqrt{\frac{g\lambda_B}{2\pi}}, \quad (1.10)$$

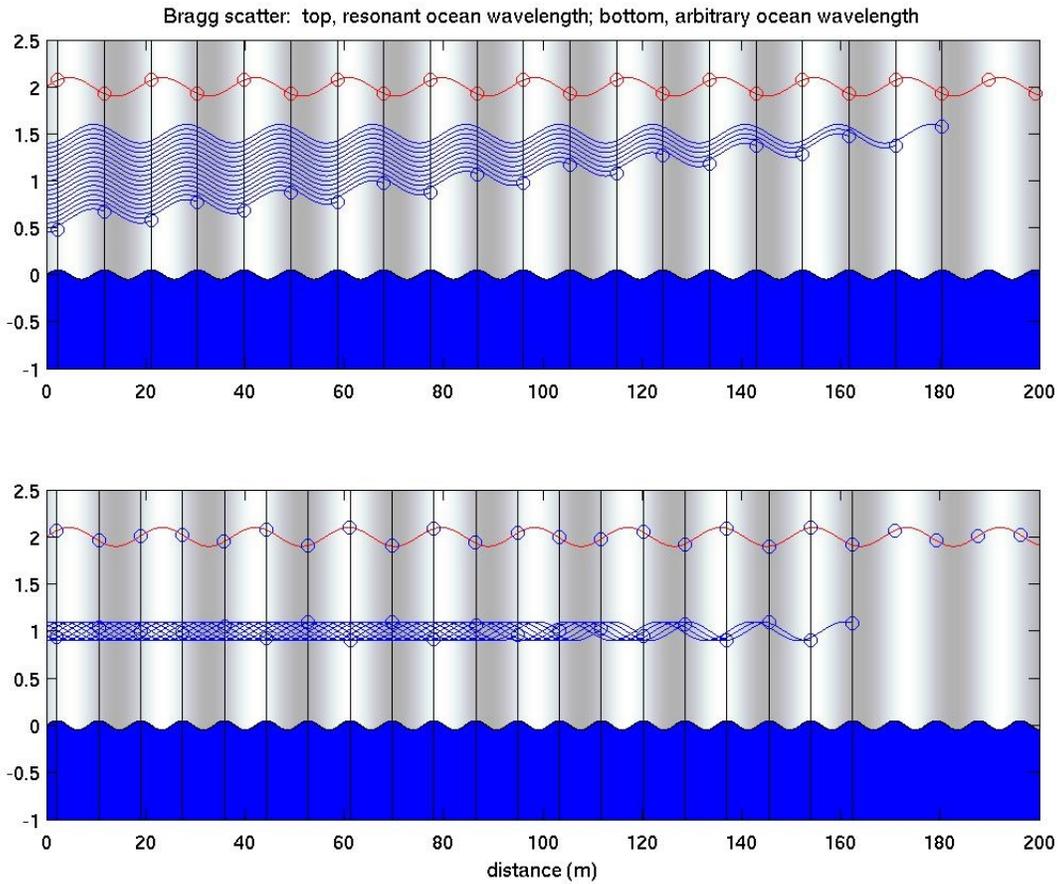


Figure 7: Illustration de la diffusion de Bragg dans le cas d'ondes de gravité à la surface de l'océan et d'une OEM incidente, qui se propage parallèlement à la surface de l'océan. Le panneau du haut est pour la résonance de Bragg, celui du bas pour une vague non-résonante. Figure produite par Pierre Flament.

où  $g$  est l'accélération gravitationnelle,  $k_B$  et  $\lambda_B$  le nombre et la longueur d'onde de Bragg, respectivement. Le signe  $\pm$  désigne les cas où les vagues de Bragg s'approchent ou s'éloignent du RHF.

En remplaçant  $v$  dans l'équation 1.9 par  $c_0$  donnée par l'équation 1.10, le décalage Doppler devient pour chaque vague de Bragg

$$f_B = \pm \sqrt{\frac{2g\lambda_B}{\pi\lambda_{OEM}^2}}. \quad (1.11)$$

Or, il a été montré dans la section précédente qu'il y a résonance de Bragg dans les conditions de rétrodiffusion (**condition 1**) et d'incidence rasante (**condition 2**), soit lorsque la longueur d'onde des vagues est égale à la moitié de la longueur d'onde de l'onde émise par le RHF (voir équation 1.8). Le décalage Doppler  $f_B$  associé à la vague qui va entrer en résonance de Bragg avec l'onde radar, s'exprime comme

$$f_B = \pm \sqrt{\frac{g}{\pi \lambda_{OEM}}}. \quad (1.12)$$

Le spectre Doppler obtenu par le RHF (voir figure 8) va être composé des «signatures» des vitesses  $c_0$  des vagues de Bragg qui vont apparaître aux décalages Doppler  $f_B$ . Le maximum d'énergie va donner un pic appelé pic de Bragg, raie de Bragg ou spectre du premier ordre. Ainsi, le spectre de puissance de l'écho radar se présente sous la forme de deux raies monochromatiques (les raies de Bragg) symétriquement opposées, avec des décalages  $\pm f_B$ , par rapport à la fréquence de l'onde émise. Un tel spectre est théorique et serait observé en l'absence de courant Eulérien moyen et d'ondes de gravité autres que les vagues de Bragg.

### 1.2.3 Entraînement des vagues par le courant : interaction vague-courant

S'il existe un courant Eulérien moyen dont la vitesse est donnée par  $U_E(z)$ , la vitesse de phase linéaire des vagues de Bragg diffère de  $c_0$  d'une quantité  $\Delta c_E$  donnée par la relation suivante (Stewart et Joy 1974; Ha 1979) :

$$\Delta c_E = 2k_B \int_{-\infty}^0 e^{2k_B z} U_E(z) dz. \quad (1.13)$$

Le terme  $\Delta c_E$  induit un décalage Doppler additionnel dans la fréquence des ondes EMs rétrodiffusées. Ainsi, le spectre de puissance de l'écho radar voit ses deux raies de Bragg (observées en l'absence de courant de surface) déplacées, dans le même sens, d'une quantité  $f_c$

correspondant à  $\Delta c_E$  :

$$f_c = \frac{2\Delta c_E}{\lambda_{OEM}} \quad (1.14)$$

Dans la direction du radar, la vitesse de phase de la vague de Bragg est  $c_0 + \Delta c_E$ , sinon la vitesse de phase est donnée par  $-c_0 + \Delta c_E$ .

La mesure du décalage Doppler additionnel  $f_c$ , soit la mesure de l'écart entre la position théorique d'une raie de Bragg et celle qui est effectivement observée, fournit la valeur de  $\Delta c_E$ , et donc une estimation de la composante radiale du courant Eulérien moyen (voir Figure 8). Ainsi, pour déduire l'amplitude et la direction des courants de surface, il faut au moins deux radars séparés par une certaine distance (Barrick et al. 1977).

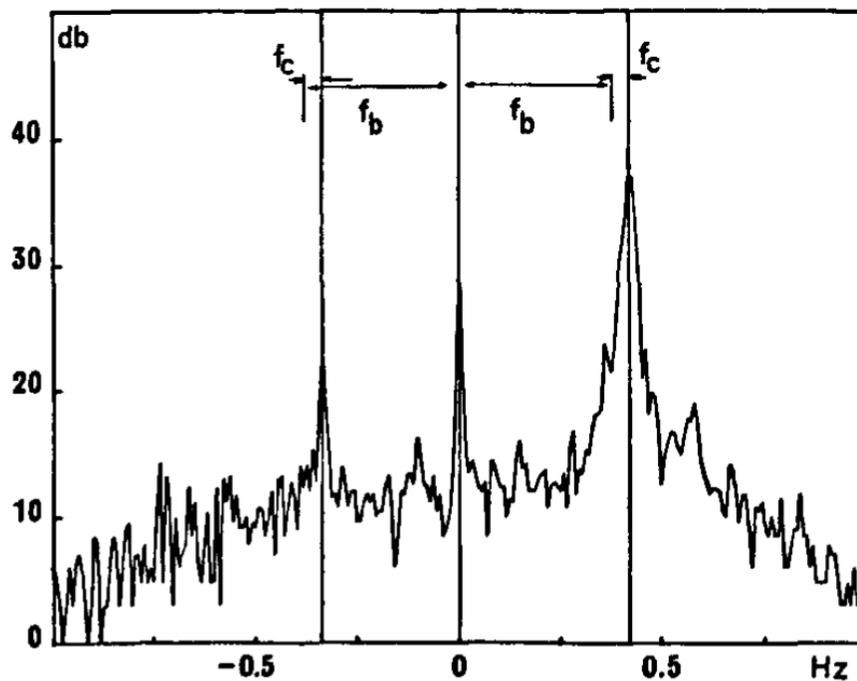


Figure 8: Exemple d'un spectre de puissance de l'écho radar (avec une fréquence radar de 14 MHz). La position théorique des raies de Bragg est donnée par les lignes à  $\pm f_B$  de part et d'autre de la fréquence centrale.  $f_c$  indique le décalage causé par l'action des courants de surface. Cette figure est tirée de Broche et al. (1983).

### 1.3 La dérive de Stokes induite par les vagues : interaction vague-vague

La dérive de Stokes peut être définie comme la différence entre la vitesse Eulérienne moyenne (en position fixe) et la vitesse Lagrangienne moyenne (en suivant les particules). En présence d'ondes de gravité de surface, la dérive de Stokes survient puisque les particules sont exposées plus longtemps au mouvement de l'onde vers l'avant pendant que sa phase se propage vers l'avant (Stokes 1847).

L'opinion traditionnelle, selon laquelle les radars HF devraient mesurer les courants Eulériens, est justifiée par le fait que les radars enregistrent leur signal à partir de régions fixes dans l'espace et ne devraient donc pas suivre les mouvements des particules. L'opinion contraire, selon laquelle les courants des radars HF incluent la dérive de Stokes induite par les vagues, est incompatible avec la théorie linéaire et nécessite la dérivation d'une correction non linéaire de la vitesse de phase des vagues de Bragg (Weber et Barrick 1977; Barrick et Weber 1977). Cet aspect de la mesure des RHF est développé dans cette section.

#### 1.3.1 Effet de la dérive de Stokes sur la vitesse de phase des vagues de Bragg en eau profonde

Un champ de vagues est composé de plusieurs composantes spectrales (des composantes sinusoïdales de différentes fréquences) et directionnelles qui, par des processus non linéaires, peuvent interagir entre elles pour modifier la propagation des vagues d'une fréquence donnée, en l'occurrence, les vagues de Bragg. Parmi ces effets non linéaires, il est reconnu que les vagues sont responsables d'un transport de masse et de quantité de mouvement à la surface. Il s'agit de la dérive de Stokes (Stokes 1847). Même en l'absence de courant Eulérien moyen, une vague de Bragg à amplitude finie, a une vitesse de phase  $c_B$  qui diffère de  $c_0$  :

$$c_B = \pm \sqrt{\frac{g}{k_B}(1 + k_B^2 a_B^2)}, \quad (1.15)$$

où  $a_B$  est l'amplitude de la vague de Bragg. Pour les vagues de faible amplitude, *i.e.* lorsque  $k_B^2 a_B^2 \ll 1$ , l'écart par rapport à  $c_0$  est la moitié de la valeur de la dérive de Stokes à la surface, soit

$$\Delta c_B = \frac{1}{2} c_0 k_B^2 a_B^2 = \frac{1}{2} U_s(0), \quad (1.16)$$

où  $U_s(0)$  est la dérive de Stokes de surface.

Cette dérive est inhérente aux vagues et est associée au flux massique net transporté par les vagues. Elle suscite un intérêt pour la description de certains phénomènes comme la turbulence de Langmuir, la dérive de surface ou bien le transport de sédiments induit par les vagues (Van den Bremer et Breivik 2017).

Ainsi l'interaction vague-vague, liée à la dérive de Stokes induite par les vagues, peut, au même titre que les courants Eulériens, participer au décalage dans la vitesse de phase des vagues de Bragg ( $\Delta c_S$ ). Les RHF's sont supposés mesurer, en plus du courant Eulérien moyen, une quantité due aux interactions vague-vague, et liée à la dérive Lagrangienne de Stokes :  $c = c_0 + \Delta c$  avec  $\Delta c = \Delta c_E + \Delta c_S$  (voir figure 5, Longuet-Higgins et Phillips 1962, Huang et Tung 1976, Laws 2001).

Pourtant les études théoriques et expérimentales ne s'accordent pas sur l'expression, ni même sur l'existence de cette deuxième quantité ( $\Delta c_S$ ) (Chavanne 2018). Ce débat scientifique est à l'origine de ce projet de recherche qui vise à répondre à l'interrogation suivante : les RHF's mesurent-ils ou non une partie ou la totalité de la dérive de Stokes induite par les vagues ?

### 1.3.2 Travaux antérieurs à l'étude

Bien que la manière dont les RHF's mesurent les courants Eulériens moyens ait été confirmée théoriquement (Stewart et Joy 1974; Ha 1979) et expérimentalement (Stewart et Joy 1974; Ha 1979; Teague 1986; Sentchev et al. 2017), la manière dont les RHF's mesurent

la dérive de Stokes n'a pas encore été établie dans la littérature d'un point de vue expérimental. Pour vérifier si les RHF's mesurent une grandeur liée à la dérive de Stokes induite par les vagues, nous calculons les expressions proposées dans la littérature pour la contribution de la dérive de Stokes induite par les vagues aux mesures radar HF. Chavanne (2018) passe en revue les différentes corrections théoriques non linéaires qui ont été mises de l'avant dans la littérature et les résultats expérimentaux pertinents qui appuient ou contredisent ces contributions théoriques. Celles-ci sont présentées dans les sections suivantes.

### 1.3.2.1 La moyenne pondérée de la dérive de Stokes en fonction de la profondeur (Laws 2001)

L'expression générale du courant dû à la dérive de Stokes, pour un spectre directionnel de vague en eau profonde, est donnée par l'équation suivante (Kenyon 1969)

$$\mathbf{U}_S(z) = 2 \int \int \omega(k') \mathbf{k}' S(\mathbf{k}') e^{(2k'z)} d\mathbf{k}'. \quad (1.17)$$

En insérant 1.17 dans l'expression du décalage de la vitesse de phase des vagues dû à la présence d'un courant Eulérien moyen (équation 1.13), on obtient

$$\Delta c_{L01} = 4k_B \int_{-\infty}^0 dz \int \int S(\mathbf{k}') (\mathbf{k}' \cdot \mathbf{x}) \omega(k') e^{(k_B+k')2z} d\mathbf{k}'. \quad (1.18)$$

L'équation 1.13 est considérée dans la direction radiale d'un radar.

Cette expression peut se ré-écrire :

$$\Delta c_{L01} = 2k_B \int \int S(\mathbf{k}') \frac{\mathbf{k}' \cdot \mathbf{x}}{k_B + k'} \omega(k') d\mathbf{k}'. \quad (1.19)$$

Une simplification peut être faite dans le cas d'un spectre unidirectionnel aligné avec l'axe  $x$  (Laws 2001)

$$\Delta c_{L01} \approx 2k_B \int_0^{\infty} \omega(k') \frac{k'}{k' + k_B} S(k') dk'. \quad (1.20)$$

Ainsi, Laws (2001) suggère que les RHF's mesureraient la dérive de Stokes de la même manière que les courants Eulériens moyens. Bien que cette approche ait été adoptée par d'autres auteurs (Teague 1986; Essen 1993), il n'est pas justifié de remplacer le courant Eulérien moyen par le courant Lagrangian moyen dans l'équation 1.13 (Teague 1986; Chavanne 2018). Une approche plus directe doit être adoptée en considérant les interactions non linéaires entre les différentes vagues.

### 1.3.2.2 La dérive de Stokes de surface filtrée (Longuet-Higgins et Phillips 1962; Weber et Barrick 1977)

Weber et Barrick (1977) ont obtenu une correction du second ordre pour la relation de dispersion des vagues en utilisant une technique de perturbation. Barrick et Weber (1977) décrivent cette correction non linéaire comme le résultat de deux mécanismes : (1) un effet causé par «*l'auto-interaction*», et (2) un «*effet mutuel*» résultant des interactions non linéaires vague-vague. Dans le second cas, leur théorie prédit comment la composante d'une vague influence la vitesse de phase des autres composantes, même dans le cas où les directions de propagations seraient orthogonales entre elles. Par la suite, cette interaction du second ordre a été interprétée en termes de la dérive de Stokes, plus particulièrement d'une dérive de Stokes de surface filtrée (Broche et al. 1983; Arduin et al. 2009).

Weber et Barrick (1977) donnent l'expression générale de la perturbation relative de la vitesse de phase de composante de vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  par les composantes de vecteur d'onde  $\mathbf{k}'$  sous la forme suivante :

$$\Delta c_{W77} = c_0 \sum_{\mathbf{k}', \omega'} C(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{k}', \omega') |\eta_1(\mathbf{k}', \omega')|^2, \quad (1.21)$$

où  $\eta_1$  est l'amplitude au premier ordre de la composante  $(\mathbf{k}', \omega')$  et  $C$  un coefficient donné dans Weber et Barrick (1977) [ voir équation (30)]. Le résultat obtenu par Weber et Barrick (1977), et interprété par Barrick et Weber (1977), prouve que la modification de la vitesse de

phase d'une composante de vague particulière ne correspond pas simplement à un effet de convection engendré par la dérive de Stokes.

Du fait de la complexité des coefficients impliqués dans l'équation 1.21, cette relation n'a été utilisée par ses auteurs que dans le cas de spectres unidirectionnels (soit des vagues colinéaires) et, à titre d'exemple, d'un couple de vagues perpendiculaires (Weber et Barrick 1977; Barrick et Weber 1977). Pour des vagues colinéaires, le coefficient  $C$  de l'équation 1.21 peut être simplifié [voir modification de l'équation (30) de Weber et Barrick (1977) donnée par Barrick et Weber (1977)], ce qui implique l'approximation suivante

$$\Delta c_{W77} \approx \Delta c_{L62} = 2 \int_0^{k_B} \omega(k)kS(k)dk + 2k_B \int_{k_B}^{\infty} \omega(k)S(k)dk. \quad (1.22)$$

Initialement obtenue par Longuet-Higgins et Phillips (1962), l'équation 1.22 s'avère être une approximation convenable (Broche et al. 1983; Ardhuin et al. 2009), qui néglige les effets particuliers, comme l'accélération mutuelle de deux vagues se déplaçant dans des directions perpendiculaires.

### 1.3.2.3 La moitié de la dérive de Stokes en surface (Huang et Tung 1976)

Longuet-Higgins et Phillips (1962) ont solutionné les équations non linéaires seulement pour des composantes spectrales discrètes dans des conditions d'interaction de résonance. Pour un spectre continu, Huang et Tung (1976) ont obtenu un résultat différent de celui de Longuet-Higgins et Phillips (1962) :

$$\Delta c_{H76} = \frac{c_0}{2g} \int_{\mathbf{k}'} \int_{\omega'} f_2'(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{k}', \omega')S(\mathbf{k}', \omega')d\mathbf{k}'d\omega', \quad (1.23)$$

où  $f_2'$  est un coefficient complexe donné par l'équation (17) de Huang et Tung (1976).

Pour un spectre de vague unidirectionnel  $\Delta c_{H76}$  est égal à la moitié de la dérive de

Stokes en surface, soit

$$\Delta c_{H76} \approx \int_0^{\infty} \omega(k) k S(k) dk. \quad (1.24)$$

### 1.3.3 Estimation des corrections non linéaires

Pour donner une idée aux lecteurs et lectrices de l'amplitude des corrections non linéaires à la vitesse de phase des vagues de Bragg, nous allons considérer plusieurs spectres unidirectionnels théoriques.

#### Spectre de Phillips

Soit le spectre de Phillips défini par (Phillips 1958) :

$$S(k) = \begin{cases} \frac{\alpha}{2} k^{-3} & \text{si } k > k_p, \\ 0 & \text{si } k < k_p, \end{cases} \quad (1.25)$$

où  $\alpha \approx 0.008$ ,  $k_p = g/U_w^2$  est le pic du nombre d'onde et  $U_w$  la vitesse du vent.

En considérant ce spectre de Phillips,  $\Delta c_{L01}$  est illustré à la figure 9 (ligne bleue) en fonction de la vitesse du vent. Cette contribution varie entre 0.01 à 0.30 m s<sup>-1</sup> pour des vitesses de vent allant de 4 à 25 m s<sup>-1</sup>.  $\Delta c_{L62}$  correspond à la ligne verte dans la figure 9. Comme pour la dérive de Stokes de surface (ligne rouge sur la figure 9), la dérive de Stokes de surface filtrée varie linéairement avec la vitesse du vent.  $\Delta c_{H76}$  varie aussi linéairement avec la vitesse du vent et atteint 0.20 m s<sup>-1</sup> pour des vents de 25 m s<sup>-1</sup>.

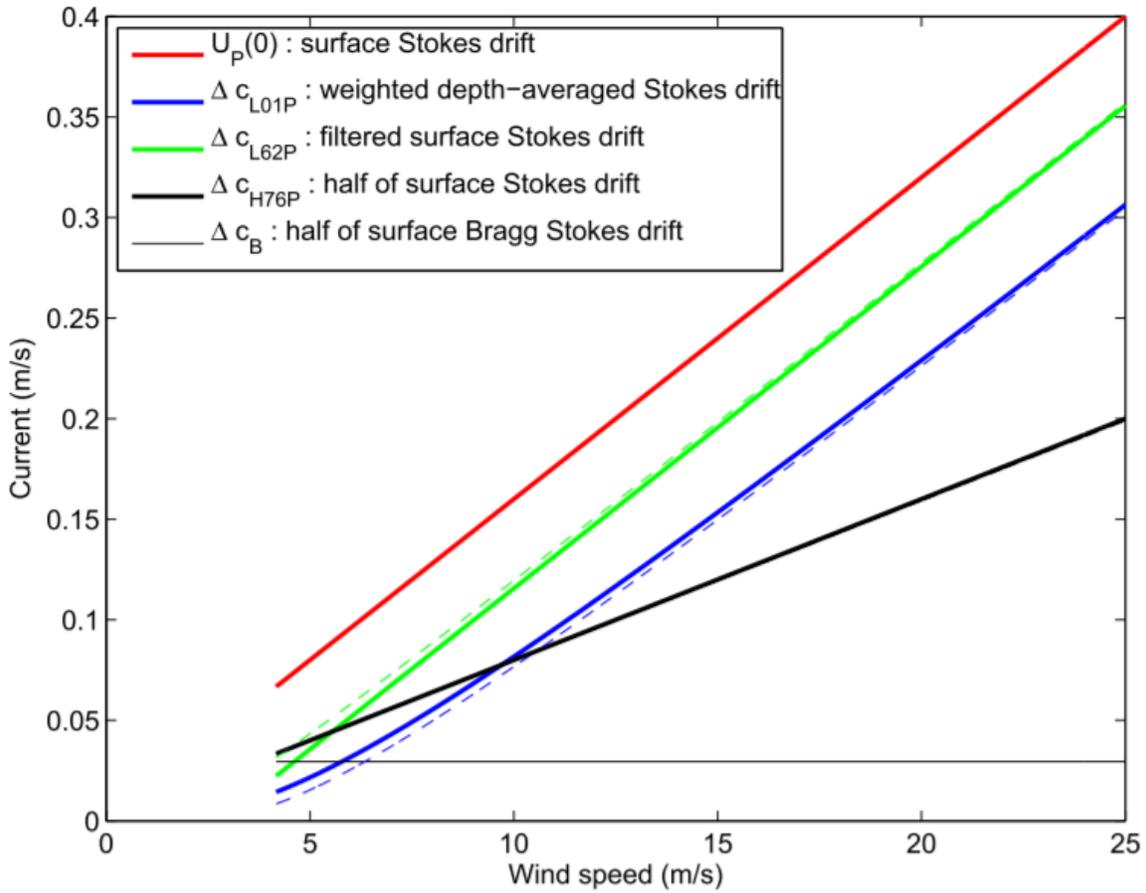


Figure 9: La dérive de Stokes de surface (ligne rouge), la dérive de Stokes de surface filtrée (ligne verte), la dérive de Stokes pondérée en profondeur (ligne bleue) et la moitié de la dérive de Stokes de surface (ligne noire), en fonction de la vitesse du vent pour un radar opérant à 13.5 MHz et un spectre de Phillips (voir équation 1.25). Cette figure est extraite de Chavanne (2018).

### Spectre JONSWAP

Considérons un spectre de vague de type JONSWAP (Hasselmann et al. 1980) :

$$S(\omega) = \frac{\alpha g^2}{\omega^5} \exp\left(-\frac{5}{4}\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4\right) \gamma^r, \quad (1.26)$$

où  $\omega_p$  désigne la fréquence de pic,  $\gamma$ ,  $r$  et  $\alpha$  sont des variables définies par les équations

suivantes :

$$\begin{aligned}
 r &= \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_p)^2}{2\sigma^2\omega_p^2}\right) \\
 \alpha &= 0.076\left(\frac{U_{10}^2}{Fg}\right)^{0.22} \\
 \omega_p &= 22\left(\frac{g^2}{U_{10}^2 F}\right)^{1/3} \\
 \gamma &= 3.3 \\
 \sigma &= \begin{cases} 0.07 & \text{si } \omega < \omega_p, \\ 0.09 & \text{si } \omega > \omega_p, \end{cases}
 \end{aligned} \tag{1.27}$$

où  $F$  est le fetch et  $U_{10}$  la vitesse du vent à 10 m. Le fetch est un des paramètres pouvant influencer l'état de la mer, lorsque l'on décrit ce dernier avec un spectre JONSWAP. Dans ce qui suit, nous regardons l'effet du fetch sur l'estimation des différentes contributions théoriques.

### **Spectre JONSWAP avec un fetch de 300 km**

La figure 10 montre les différentes contributions, estimées pour un spectre de vague JONSWAP avec un fetch de 300 km, en fonction de la vitesse du vent.  $\Delta_{CL62}$  (ligne verte) est la contribution théorique la plus forte avec des valeurs allant de  $0.02 \text{ m s}^{-1}$  à  $0.37 \text{ m s}^{-1}$  pour des vents compris entre  $1 \text{ m s}^{-1}$  et  $25 \text{ m s}^{-1}$ . Les différences d'amplitudes entre  $\Delta_{CL62}$  et les deux autres contributions sont typiquement de l'ordre de  $0.04 \text{ m s}^{-1}$  pour  $\Delta_{CL01}$  et  $0.08 \text{ m s}^{-1}$  pour  $\Delta_{CH76}$ .

### **Spectre JONSWAP avec un fetch de 30 km**

Les différentes contributions théoriques, estimées avec un spectre JONSWAP qui est évalué avec un fetch de 30 km, en fonction de la vitesse du vent sont montrées à la figure 11. La dérive de Stokes de surface filtrée ( $\Delta_{CL62}$ , ligne verte) reste la contribution la plus forte pour des vents compris entre  $5$  et  $25 \text{ m s}^{-1}$ . Pour de faibles vents, inférieurs à  $5 \text{ m s}^{-1}$ , la moitié de la dérive de Stokes de surface (ligne noire) est plus grande que  $\Delta_{CL62}$ . Typiquement, les

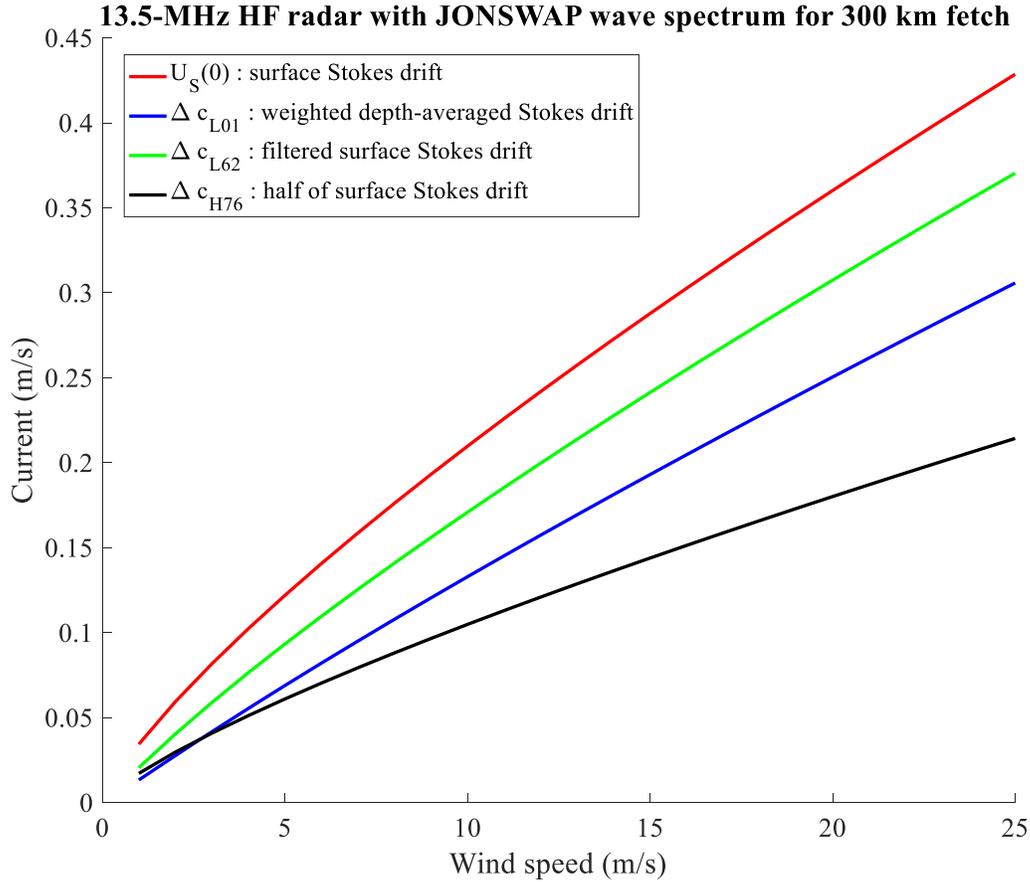


Figure 10: La dérive de Stokes de surface (ligne rouge), la dérive de Stokes de surface filtrée (ligne verte), la dérive de Stokes pondérée en profondeur (ligne bleue) et la moitié de la dérive de Stokes de surface (ligne noire), en fonction de la vitesse du vent pour un radar opérant à 13.5 MHz et un spectre de vague JONSWAP avec un fetch de 300 km.

différences entre  $\Delta c_{L62}$  et  $\Delta c_{H76}$  sont de l'ordre de  $0.03 \text{ m s}^{-1}$ . La dérive de Stokes pondérée en profondeur ( $\Delta c_{L01}$ , ligne bleue) est la plus faible des contributions. Les différences entre  $\Delta c_{L01}$  et  $\Delta c_{H76}$  sont de l'ordre de  $0.01 \text{ m s}^{-1}$  et de  $0.04 \text{ m s}^{-1}$  avec  $\Delta c_{L62}$ . Ainsi, pour de longs ( $F = 300 \text{ km}$ ) et courts ( $F = 30 \text{ km}$ ) fetchs, l'amplitude des contributions théoriques varie.

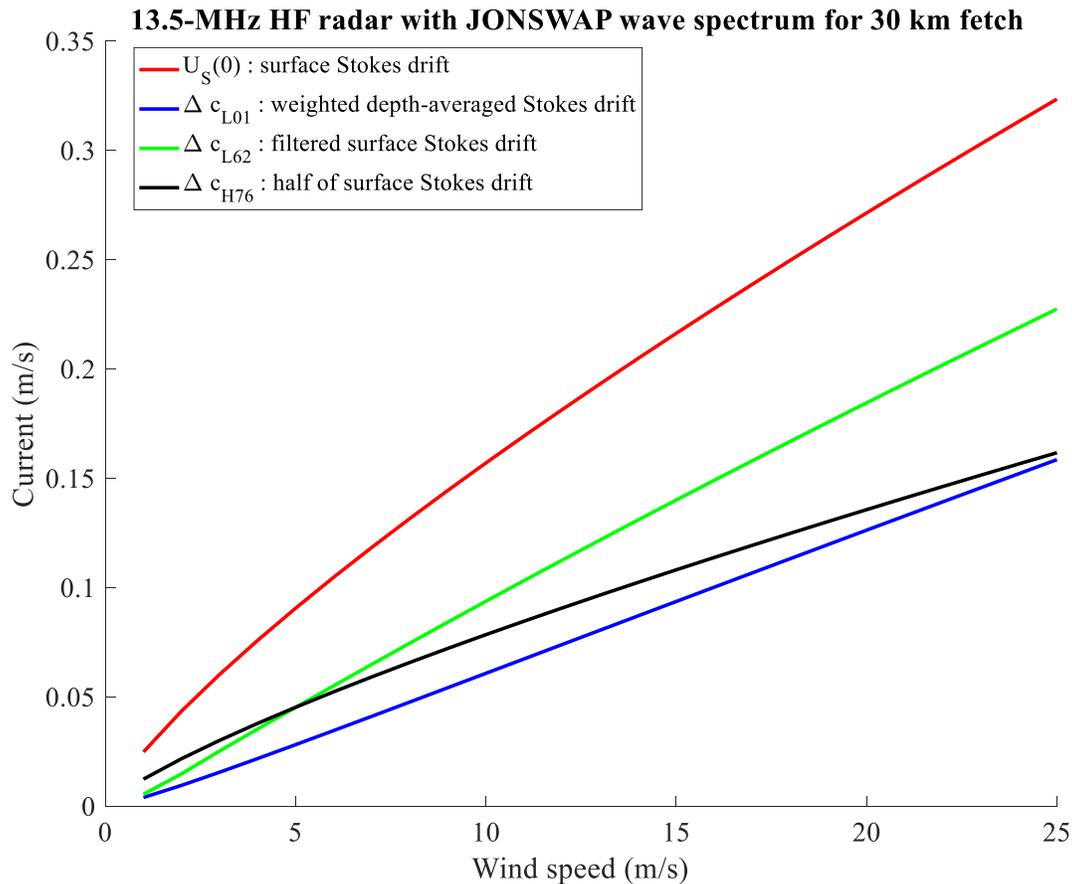


Figure 11: La dérive de Stokes de surface (ligne rouge), la dérive de Stokes de surface filtrée (ligne verte), la dérive de Stokes pondérée en profondeur (ligne bleue) et la moitié de la dérive de Stokes de surface (ligne noire), en fonction de la vitesse du vent pour un radar opérant à 13.5 MHz et un spectre de vague JONSWAP avec un fetch de 30 km.

### Estimations avec des données expérimentales.

Les différentes contributions possibles de la dérive de Stokes induite par les vagues aux mesures radar sont illustrées dans la figure 12a pour des spectres de vagues, obtenus avec un AWAC mouillé en avril 2017 au large de Forestville (48.66°N, 69.04°W), dans l'estuaire maritime du Saint-Laurent. Ces contributions sont généralement de l'ordre de  $0.15 \text{ m s}^{-1}$  et peuvent atteindre parfois plus de  $0.25 \text{ m s}^{-1}$ . Les corrections non linéaires sont fortement corrélées les unes aux autres mais diffèrent en amplitude. La dérive de Stokes en surface

filtrée ( $\Delta c_{L62}$ ) est la plus forte et la moitié de la dérive de Stokes en surface ( $\Delta c_{H76}$ ) est la plus faible. Les différences entre  $\Delta c_{L62}$  et les deux autres contributions sont généralement de l'ordre de  $0.1 \text{ m s}^{-1}$  et peuvent atteindre parfois  $0.15 \text{ m s}^{-1}$  (voir figure 12b).

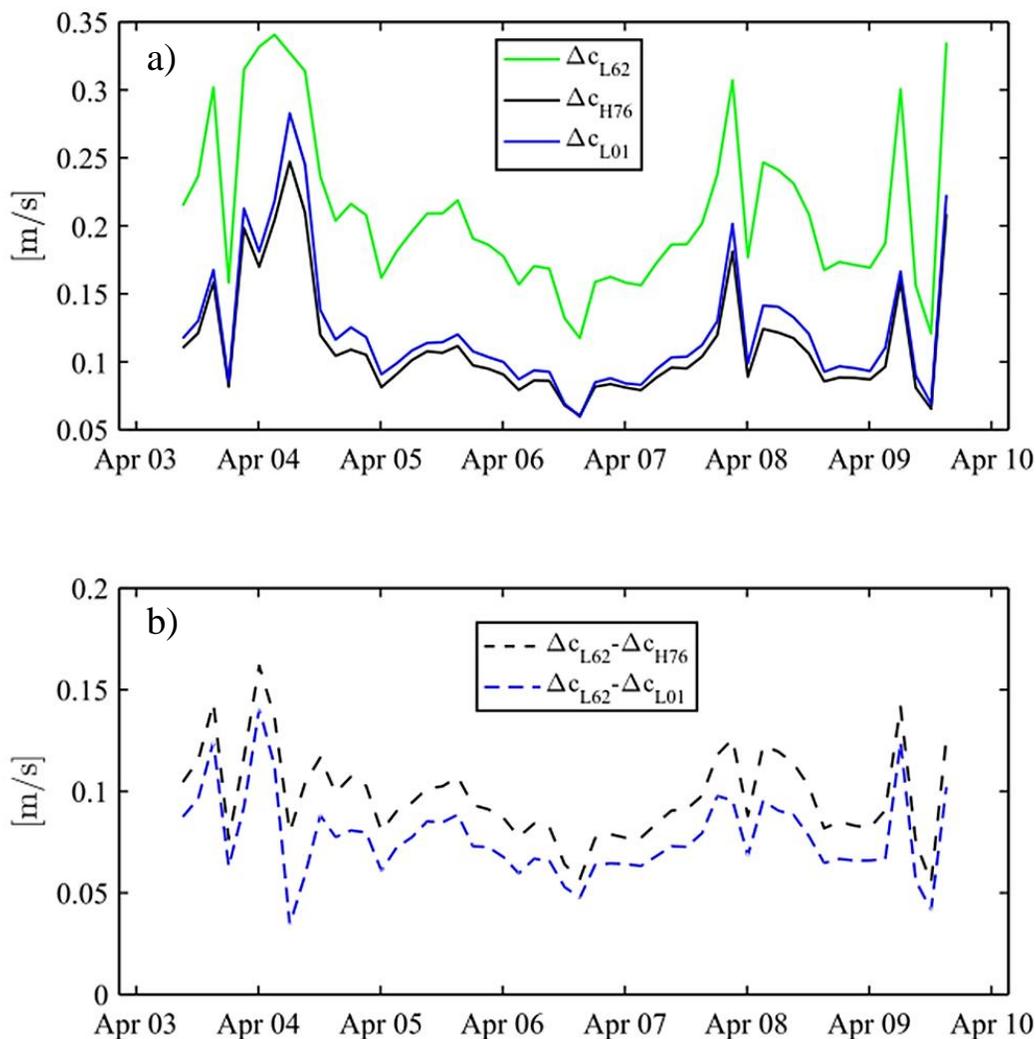


Figure 12: Contributions possibles de la dérive de Stokes induite par les vagues aux mesures radar du 3 au 10 avril 2017 : a) la dérive de Stokes en surface filtrée (verte), la moitié de la dérive de Stokes en surface (noire) et la dérive de Stokes moyenne pondérée en profondeur (bleue) ; b) la différence entre la dérive de Stokes en surface filtrée et la moitié de la dérive de Stokes en surface ( $\Delta c_{L62} - \Delta c_{H76}$ , noir pointillé) et entre la dérive de Stokes en surface filtrée et la dérive de Stokes moyenne pondérée en profondeur ( $\Delta c_{L62} - \Delta c_{L01}$ , bleu pointillé).

## **1.4 Objectifs, hypothèses et organisation de l'étude**

### **1.4.1 Objectifs de l'étude**

Ce mémoire cherche à répondre à la problématique suivante : Les RHF<sub>s</sub> mesurent-ils ou non la dérive de Stokes induite par les vagues ? Dans le cas d'une réponse positive, il sera nécessaire de s'attarder à la question suivante : Comment les RHF<sub>s</sub> mesurent-ils la dérive de Stokes induite par les vagues ?

Ces questions, fondamentales pour l'assimilation des données de RHF<sub>s</sub> dans les modèles océaniques numériques (Lewis et al. 1998; Breivik et Sætra 2001), et pour les prévisions de dérive de contaminants et/ou d'objets/personnes à la surface de l'océan, n'ont pas encore été tranchées expérimentalement, ce que nous proposons de faire dans le cadre de ce projet de recherche.

L'objectif principal de cette étude consiste alors en la vérification expérimentale de la mesure de la dérive de Stokes, induite par les vagues, par RHF<sub>s</sub> dans l'estuaire maritime du Saint-Laurent. Bien que le débat semble dichotomique, plusieurs considérations théoriques entrent en ligne de compte pour quantifier la contribution des interactions vague-vague, mesurée par les RHF<sub>s</sub> (Chavanne 2018).

### **1.4.2 Hypothèses**

De façon à alléger l'expression des équations associées aux corrections non linéaires de la vitesse de phase des vagues de Bragg, les hypothèses seront explicitées pour des spectres de vagues unidirectionnels (dans la direction des vagues de Bragg).

### 1.4.2.1 Présence de la quantité liée à l'interaction vague-vague dans les mesures des RHF's

On suppose que les RHF's mesurent un courant Eulérien moyen et une quantité relative à la dérive de Stokes induite par des interactions vague-vague non nulles.

**1.4.2.1.1 Hypothèse 1 :** La vitesse de phase des vagues de Bragg est modifiée par une dérive de Stokes qui est mesurée de la même manière que les courants Eulériens (Laws 2001) :

$$\Delta c_{S1} = 2k_B \int_0^\infty \omega(k) \frac{k}{k + k_B} S(k) dk, \quad (1.28)$$

où  $S(k)$  est le spectre directionnel de vagues (dans la direction des vagues de Bragg),  $k_B$  le nombre d'onde des vagues de Bragg,  $k = |\mathbf{k}|$  l'amplitude du nombre d'onde et  $\omega$  la fréquence des ondes de gravité.

**1.4.2.1.2 Hypothèse 2 :** La vitesse de phase des vagues de Bragg est modifiée par une dérive qui, à la précision de la mesure près, correspond à une dérive de Stokes en surface (dérive de Stokes filtrée) (Longuet-Higgins et Phillips 1962, Barrick 1972, Ardhuin et al. 2009) :

$$\Delta c_{S2} = 2 \int_0^{k_B} \omega(k) k S(k) dk + 2k_B \int_{k_B}^\infty \omega(k) S(k) dk. \quad (1.29)$$

**1.4.2.1.3 Hypothèse 3 :** La vitesse de phase des vagues de Bragg est modifiée de la moitié de la dérive de Stokes en surface (Huang et Tung 1976) :

$$\Delta c_{S3} = \int_0^\infty \omega(k) k S(k) dk = \frac{1}{2} U_S(0), \quad (1.30)$$

où  $U_S(0)$  est la dérive de Stokes totale en surface.

**1.4.2.1.4 Hypothèse 4 :** La vitesse de phase des vagues de Bragg est modifiée par la dérive de Stokes en surface (Kenyon 1969) :

$$U_S(0) = 2 \int_0^{\infty} \omega(k)kS(k)dk. \quad (1.31)$$

**1.4.2.2 Absence de la quantité liée à l'interaction vague-vague dans les mesures des RHF's**

**1.4.2.2.1 Hypothèse 5 :** Les RHF's mesurent un courant Eulérien moyen résultant seulement d'une interaction vague-courant, sans interaction vague-vague (Röhrs et al. 2015) :

$$\Delta_{CR15} = 0. \quad (1.32)$$

### **1.4.3 Généralité sur la méthode expérimentale**

Cette section se veut être une description sommaire de la démarche expérimentale envisagée. Elle permet aux lecteurs et lectrices d'avoir une idée générale sur la méthode employée, vu que cette dernière sera décrite de manière plus formelle dans le chapitre 2.

#### **1.4.3.1 Zone d'étude : l'Estuaire maritime du Saint-Laurent**

L'estuaire du Saint-Laurent est l'un des plus grands d'Amérique du Nord, avec une superficie d'environ 10800 km<sup>2</sup> (El-Sabh et Silverberg 2012). Il s'étend de Pointe des Monts jusqu'à l'île d'Orléans et se divise naturellement en deux sections, l'estuaire maritime et l'estuaire moyen, séparés par un seuil qui se situe à la tête du chenal Laurentien à la hauteur de Tadoussac (voir figure 13).

La largeur de l'estuaire maritime du Saint-Laurent est de 20 à 50 km depuis le Saguenay jusqu'à Pointe des Monts (El-Sabh et Silverberg 2012). Le bassin est traversé par le chenal

Laurentien ayant des profondeurs pouvant atteindre jusqu'à 350 m et dont la morphologie témoigne du vestige d'une activité glaciaire passée (El-Sabh et Silverberg 2012).

La zone d'étude, présentée dans la figure 13, comprend les régions balayées par les quatre RHF's de l'estuaire maritime du Saint-Laurent. Le choix de cette zone s'explique en vue de la faisabilité du projet, car les instruments de mesures *in situ* de vagues et de vents sont positionnés à des emplacements spécifiques dans l'estuaire maritime (voir les différents AWACs (Acoustic Wave And Current Meter), sur la figure 13, positionnés à Forestville et le Bic pour l'hiver 2016-2017 et à St-Ulrich pour l'été 2013).

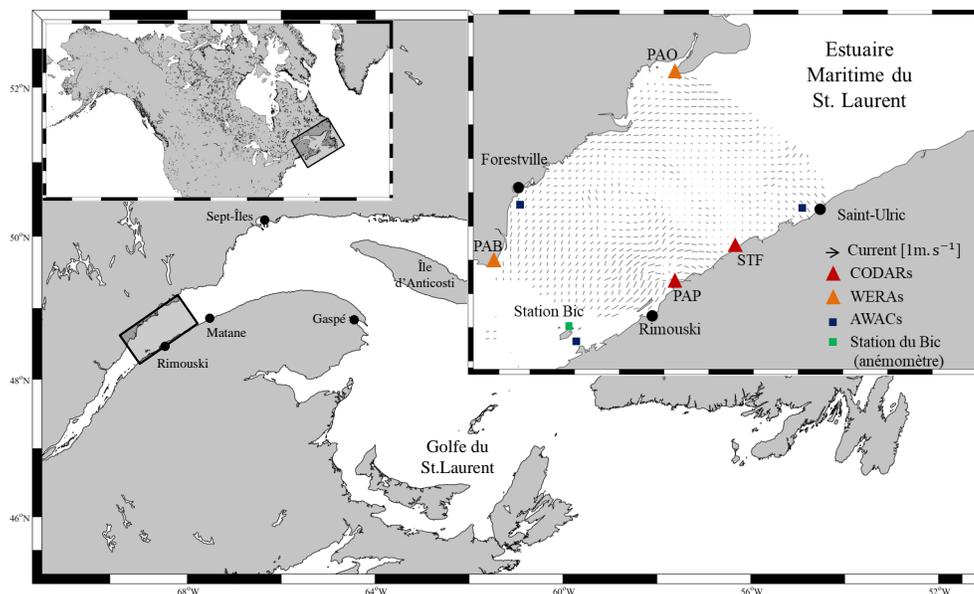


Figure 13: Carte de la zone d'étude avec l'emplacement des RHF's, de la station météorologique du Bic et des AWACs ("Acoustic Wave And Current Meter") de Forestville, du Bic et de Saint-Ulrich. Des courants de surface (pour le 13 Mai 2013) ont également été insérés sur la carte de façon à montrer au lecteur la zone couverte par les quatre RHF's de l'estuaire.

La circulation qui caractérise cette zone est de type estuarienne avec la présence d'un minimum de deux couches présentant des caractéristiques physiques discriminables : une couche d'eau salée en profondeur originaire de l'océan Atlantique Nord, de salinité comprise entre 32 et 35 USP (Unité de Salinité Pratique) et de température entre 3-5°C, et une couche de surface moins salée provenant du ruissellement du bassin versant, de salinité comprise

entre 20 et 31 USP et de température variant de  $-1.9^{\circ}\text{C}$  à  $14^{\circ}\text{C}$  (El-Sabh et Silverberg 2012).

L'estuaire maritime étant la zone transitoire entre le fleuve et le Golfe du Saint-Laurent, il est caractérisé par une diminution progressive de la hauteur et de la période des vagues de l'embouchure, ouverte sur le Golfe, jusqu'en amont. Typiquement, les vagues observées dans l'estuaire sont produites par les vents qui soufflent principalement de l'ouest, alors que les vents d'est qui soufflent sur des fetchs beaucoup plus longs génèrent les vagues de tempêtes. La marée qui caractérise cette zone est semi-diurne et son amplitude augmente de l'aval vers l'amont.

La zone de l'estuaire du Saint-Laurent est couverte par deux types de RHF. Les CODARs («*Coastal Ocean Dynamics Applications Radars*») sur la rive sud de l'estuaire, situés à Pointe-au-Père (PAP, fréquence radio : 12.5 MHz, coordonnées :  $48,52^{\circ}\text{ N}$ ;  $68.47^{\circ}\text{ O}$ ) et à Sainte-Flavie (STF, fréquence radio : 13.5 MHz, coordonnées :  $48,61^{\circ}\text{ N}$ ;  $68.23^{\circ}\text{ O}$ ). Et les WERAs («*Wellen Radar*») déployés à Pointe-aux-Outardes (PAO, coordonnées :  $49,04^{\circ}\text{ N}$ ;  $68.46^{\circ}\text{ O}$ ) et Pointe-à-Boisvert (PAB, coordonnées :  $48,57^{\circ}\text{ N}$ ;  $69.13^{\circ}\text{ O}$ ) avec une fréquence radio de 16.15 MHz pour les deux sites. Les caractéristiques des radars HF sont résumées dans le tableau 1. La présence des quatre RHF dans l'estuaire permet d'améliorer la qualité des données, et offre l'assurance d'une redondance en cas de panne d'un radar.

Tableau 1: Caractéristiques des radars HF.

	CODAR		WERA	
	PAP	STF	PAO	PAB
Résolution radiale (km)	1.5	1.5	1.5	1.5
Fréquences radio (MHz)	12.5	13.5	16.15	16.15
Fréquences de Bragg (Hz)	0.36	0.37	0.41	0.41
Longueur d'onde de Bragg (m)	12	11.1	9.3	9.3

### 1.4.3.2 Données utilisées

Les courants radiaux utilisés ont été mesurés par les quatre RHF's positionnés à Pointe-à-Boisvert, Pointe-aux-Outardes, Pointe-au-Père et Sainte-Flavie dans l'estuaire maritime du Saint-Laurent. Le jeu de données disponible pour l'étude s'étend de 2013 à maintenant.

Les spectres de vagues directionnels, nécessaires pour calculer les corrections non linéaires de la vitesse de phase des ondes de Bragg à tester, sont calculés à partir des données des différents AWACs («Acoustic Wave and Current Profiler») déployés dans la zone d'étude (voir Fig. 13). Les trois AWACs utilisés sont déployés pour l'hiver 2017 (de novembre 2016 à avril 2017) au large de Forestville et du Bic et pour l'été 2013 (de mai à octobre) au large de St-Ulrich. La méthode de maximisation d'entropie est utilisée de façon à obtenir les spectres directionnels (Lygre et Krogstad 1986). Les courants Eulériens moyens mesurés par les AWACs à 2 m de profondeur seront utilisés pour effectuer des comparaisons avec les courants radiaux mesurés par les RHF's.

### 1.4.3.3 Démarche expérimentale

Dans ce mémoire, l'approche expérimentale employée consiste à comparer les courants Eulériens des AWACs aux courants des RHF's, desquels on soustrait éventuellement les contributions théoriques de la dérive de Stokes examinées dans la section 1.3.2. Ainsi, deux parties distinctes peuvent être discriminées dans cette démarche expérimentale.

**Partie 1 :** Les RHF's mesurent-ils la dérive de Stokes induite par les vagues ?

Pour répondre à cette question, nous comparons les courants radiaux mesurés par les RHF's,  $U_{HFR}$ , avec les courants mesurés par les AWACs à 2 m de profondeur,  $U_{AWAC}$ .

**Partie 2 :** Comment les RHF's mesurent-ils la dérive de Stokes induite par les vagues ?

Les possibles contributions de la dérive de Stokes,  $\Delta c_i$ , où  $i = (L62, H76, L01)$ , seront

soustraites des courants radiaux des RHF, de sorte à obtenir des courants résiduels ( $U_{HFR} - \Delta c_i$ ). Puis, ces courants résiduels sont comparés aux courants Eulériens moyens des AWACs.

Pour comparer les courants mesurés par les RHF et les AWACs, nous choisissons les courants radiaux de chaque radar au point de grille le plus proche des instruments mouillés et nous projetons le vecteur courant mesuré par l'AWAC dans chaque direction radar.

Les comparaisons sont quantifiées par le coefficient de corrélation  $r$  plutôt que par la pente de la régression linéaire, puisque celle-ci peut être biaisée par le bruit. Les intervalles de confiance à 95 % sur  $r$  sont obtenus en utilisant la méthode bootstrap (Thomson et Emery 2014).

**Originalité de la méthode :** Bien que simple, la démarche expérimentale que nous avons choisie de réaliser se veut être originale dans le sens où toutes les contributions théoriques seront testées. De plus, nous testerons la validité des approximations, largement utilisées dans la littérature, pour les expressions de la dérive de Stokes de surface filtrée et la moitié de la dérive de Stokes de surface (voir section 1.3.2).

## CHAPITRE 2

### ARTICLE 1 : EXPERIMENTAL CONFIRMATION OF WAVE-INDUCED STOKES DRIFT MEASUREMENT BY HIGH FREQUENCY RADARS

#### 2.1 Introduction

High-frequency (HF) ground-wave radars are used for remotely sensing ocean surface currents and gravity waves by using the theory of first- and second-order electromagnetic (EM) wave backscatter from the ocean surface (Crombie 1955; Barrick 1972). Nowadays, HF radars are the only sensors that can measure ocean surface currents from the coast to more than 100 km offshore, with a temporal resolution of one hour or less. These characteristics, such as the high temporal resolution and wide spatial coverage, make HF radars invaluable tools for many practical applications such as search and rescue operations (Breivik et al. 2013), monitoring coastal erosion (Irvine 2015) and tracking oil spills (Abascal et al. 2009) and other pollutant materials (Washburn et al. 2005).

HF radars measure ocean surface currents by emitting EM waves in the HF radio band, which covers frequencies between 3 MHz and 30 MHz, with wavelengths of 100 m to 10 m. The recorded signal is dominated by the first-order backscattering caused by ocean waves, called Bragg waves, having a wavelength of one half the radar wavelength and propagating toward or away from the radar (Crombie 1955, see Fig. 14). For the HF radio band, Bragg waves have wavelengths ranging from 5 to 50 m, corresponding to periods ranging from 1.8 to 5.7 s, that is, locally wind-generated waves.

Any surface movement in the direction of the backscattered signal produces a Doppler shift in the frequency of the received EM waves. In the absence of mean Eulerian currents and waves other than the Bragg waves, and for infinitesimally small-amplitude Bragg waves,

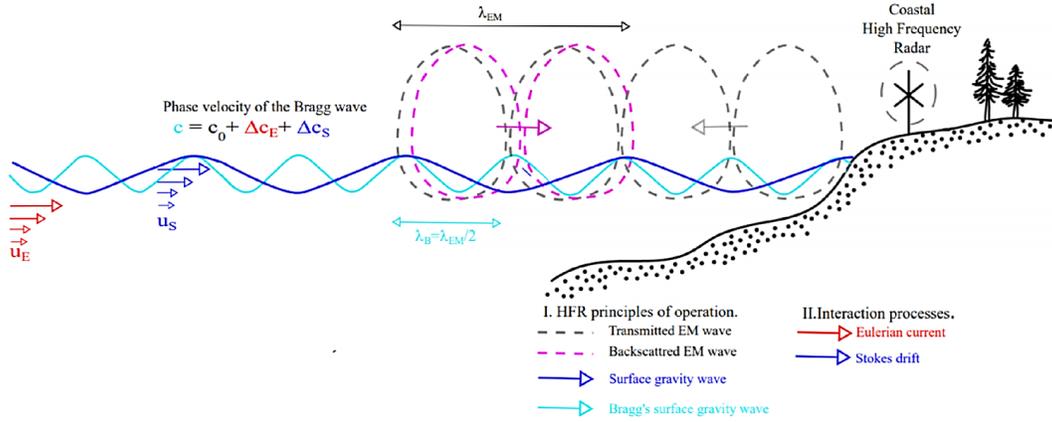


Figure 14: A schematic showing how HF radars measure ocean surface currents, by sending electromagnetic (EM) waves and recording the EM waves backscattered by ocean surface gravity waves. The recorded signal is dominated by EM waves backscattered from ocean surface waves with half the EM wavelength, called Bragg waves. These waves propagate at a known linear phase velocity ( $c_0$ ), causing a Doppler shift in the frequency of the backscattered signals. However, wave-current interactions induced by the presence of a mean Eulerian current ( $u_E$ ) and wave-wave interactions related to the Stokes drift ( $u_S$ ) affect their phase velocity ( $\Delta c_E$  and  $\Delta c_S$ , respectively), causing a measurable additional Doppler shift.

the Doppler shift of the radar echo is proportional to the linear phase velocity of the Bragg waves, which is given in the deep-water approximation by:

$$c_0 = \pm \sqrt{\frac{g}{k_B}}, \quad (2.1)$$

where  $g$  is the gravitational acceleration and  $k_B$  is the Bragg wavenumber magnitude.

In the presence of mean Eulerian currents, the linear phase velocity of the Bragg waves differs from  $c_0$  by an amount  $\Delta c_E$  given by (Stewart and Joy 1974):

$$\Delta c_E = \int_{-\infty}^0 U_E(z) \exp(2k_B z) dz, \quad (2.2)$$

where  $U_E(z)$  is the mean Eulerian current component in the direction of the radar, also called

radial current. HF radars therefore measure a weighted vertical average of the mean Eulerian currents with weights exponentially decreasing from the sea surface. It is by measuring  $\Delta c_E$  that currents are inferred with HF radars (see Fig. 14). This theoretical result has been confirmed experimentally (Stewart and Joy 1974; Ha 1979; Teague 1986).

When the Bragg waves are of finite amplitude, and in the presence of other waves with different wavelengths, the phase velocity of the Bragg waves differs from  $c_0 + \Delta c_E$  by an additional amount  $\Delta c_S$  due to wave-wave interactions, which are related to the wave-induced Stokes drift (Stokes 1847; Weber and Barrick 1977; Longuet-Higgins and Phillips 1962; Huang and Tung 1976; Laws 2001) (see Fig. 14). Since both mean Eulerian currents and surface gravity waves can affect the phase velocity of the Bragg waves, HF radars should therefore measure a quantity related to the wave-induced Stokes drift in addition to mean Eulerian currents.

However, the literature is inconsistent on the expression and even on the existence of the contribution of the wave-induced Stokes drift to the HF radar measurements (Chavanne 2018). The main question of this paper is to investigate experimentally whether HF radars measure a quantity related to the wave-induced Stokes drift, and what the expression for this quantity should be. The paper is organized as follows: the study area and experimental data are documented in section 2.2. Our methods are presented in section 2.3 and results are presented in section 2.4. Section 2.5 contains a discussion and interpretation of HF radar currents in terms of an assessment of the different Stokes drift contributions.

## 2.2 Study area and experimental data

### 2.2.1 The area

The study area is located in the Lower St. Lawrence Estuary (LSLE), in Québec, Canada (Fig. 15).

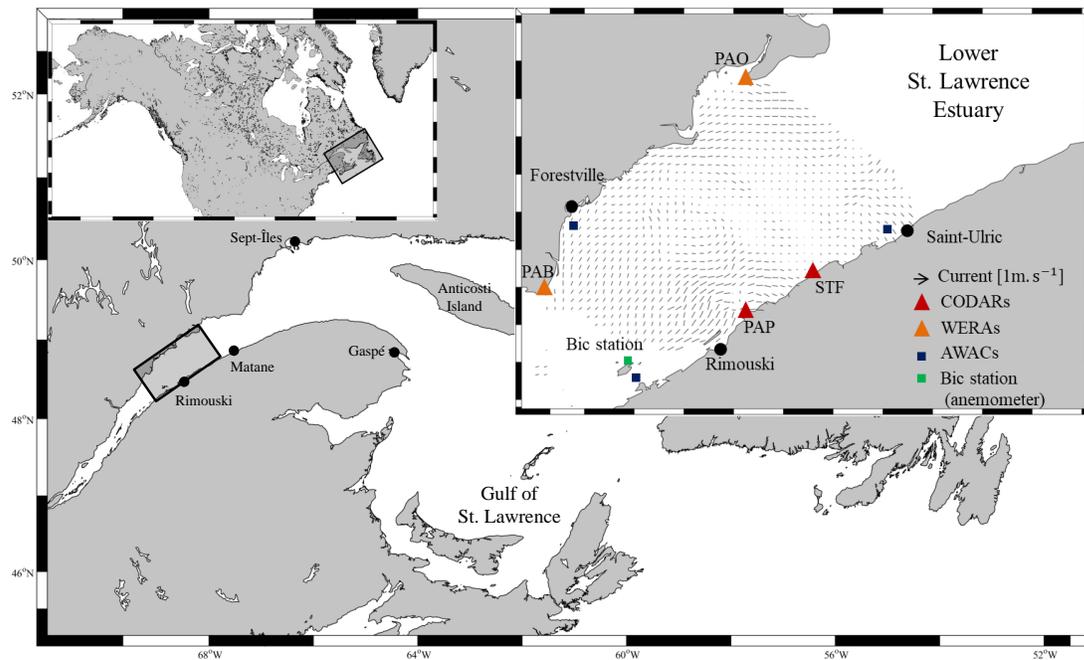


Figure 15: Map of the Estuary and Gulf of St. Lawrence, Quebec, Canada. The black rectangle and upper right inset delimit the study area in the Lower St. Lawrence Estuary. The instrument locations are indicated, and a typical HF radars coverage (current vectors) is illustrated by the gray arrows.

The LSLE extends for about 400 km from the saltwater intrusion near Ile d'Orléans, where it is about 2 km in width, to Pointe-des-Monts, where it is about 50 km in width and opens to the Gulf of St. Lawrence (El-Sabh 1988). The tide is predominantly semidiurnal and its amplitude increases from downstream to upstream (Drapeau 1992).

Generally, waves observed in the LSLE are produced locally by winds blowing pre-

dominantly from the South-West. Surface winds are predominantly steered along the longitudinal axis of the estuary by the mountains located on both shores, and are strongest in winter (Koutitonsky and Bugden 1991). Therefore, although surface waves are usually fetch limited, significant wave heights can frequently reach over 1 m and sometimes 3 m or more (Didier et al. 2017).

During the winter 2016-2017 (from October 2016 to April 2017), the study area is dominated by moderate  $5 - 15 \text{ m s}^{-1}$  winds, from a wide range of directions (Fig. 16). During winter storms, winds can reach over  $20 \text{ m s}^{-1}$ . These weather conditions are favourable to the formation of waves (Fig. 17). For the summer 2013 (from May 2013 to October 2013), the study area is dominated by weak  $3 - 8 \text{ m s}^{-1}$  winds, from a wide range of directions, with slightly dominant south-westerly and northeasterly sectors (not shown).

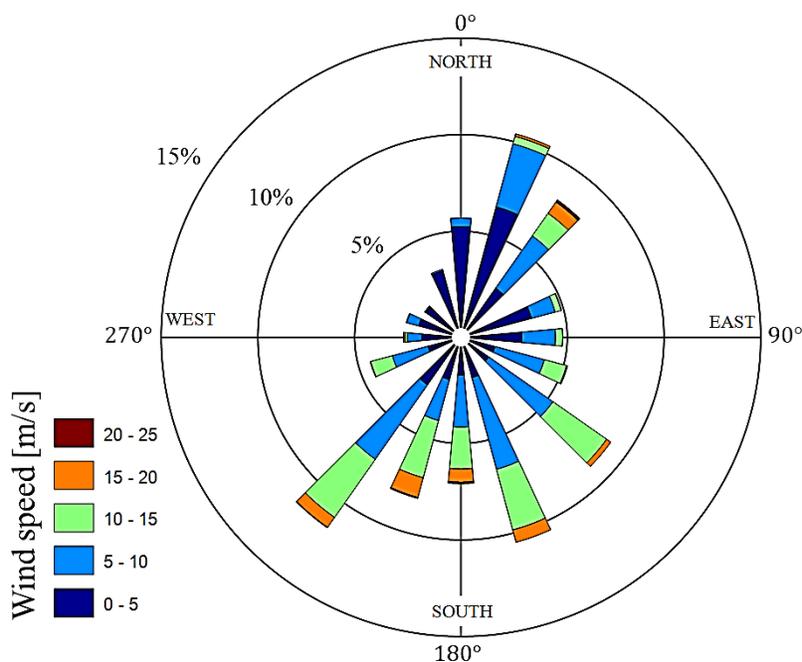


Figure 16: Wind rose for the winter 2016-2017 (from October 2016 to April 2017) at the Bic meteorological station (Fig. 15, green square). For each direction, the cumulative frequency is indicated with wind speeds increasing from the center to the outside.

## 2.2.2 Data

### 2.2.2.1 HF radar currents

Four HF radars have been deployed and operated in the LSLE, measuring hourly surface currents since November 2012. In this study, we use radar measurements from October 2016 to April 2017 (winter 2017) and from May 2013 to October 2013 (summer 2013). A typical HF radar coverage is illustrated by the gray arrows in Fig. 15.

Two Coastal Ocean Dynamics Applications Radars (CODAR) were deployed at Pointe-au-Père (PAP; 48.048°N, 68.47°W) and at Sainte-Flavie (STF; 48.618°N, 68.238°W) on the south shore of the LSLE (Fig. 15, red triangles). Two Wellen Radars (WERA) were deployed at Pointe-aux-Outardaes (PAO; 49.048°N, 68.468°W) and Pointe-à-Boisvert (PAB; 48.57°N, 69.13°W) on the north shore (Fig. 15, orange triangles). The characteristics of each HF radar are summarized in Table 2.

Table 2: HF radars characteristics.

	CODAR		WERA	
	PAP	STF	PAO	PAB
Radial resolution (km)	1.5	1.5	1.5	1.5
Radio frequencies (MHz)	12.5	13.5	16.15	16.15
Bragg frequencies (Hz)	0.36	0.37	0.41	0.41
Bragg wavelengths (m)	12	11.1	9.3	9.3

CODARs and WERAs use different techniques for estimating radial currents (direction finding and beam forming). For CODARs, radial currents were computed using the Multiple Signal Classification (MUSIC) algorithm (Schmidt 1986), and radial currents were averaged in 5° directional bins. For WERAs, radial currents were computed using the beamforming

technique with an array of 12 receive antennas. Radial currents are provided on a polar grid with  $1^\circ$  azimuthal spacing, although the width of the beams is much larger (Gurgel et al. 1999b). Each radar station transmits a chirped continuous wave with a 100 kHz bandwidth, which gives a radial resolution of 1.5 km. To reduce the noise of the measurements, we performed a three-hour moving averaging and chose a data quality threshold based on a minimum signal-to-noise ratio (SNR) of 15 db.

#### **2.2.2.2 AWAC data**

Three 1000-kHz Nortek AWAC (Acoustic Waves And Currents Profilers) AST (Acoustic Surface Tracking) were moored respectively in front of Forestville ( $48.66^\circ\text{N}$ ,  $69.04^\circ\text{W}$ ), in Bic Channel ( $48.379^\circ\text{N}$ ,  $68.81^\circ\text{W}$ ) and in front of St-Ulrich ( $48.82^\circ\text{N}$ ,  $68.81^\circ\text{W}$ ) within the HF radars range (Fig. 15, blue squares). The instruments in front of Forestville and in Bic Channel collected data from 14 October 2016 to 23 April 2017, while the AWAC moored in front of St-Ulrich collected data from 30 May to 30 October 2013. The depth of the bottom-mounted AWACs varied between 10 m and 16 m for Forestville, 8 m and 15 m for the Bic Channel and 15 m and 20 m for St-Ulrich, depending on the tide. Current velocity data are provided as 20-minutes averages, with a vertical resolution of 1 m. The shallowest profiler measurements were about 2 m below the mean ocean surface. For consistency with HF radars data, three hourly-averaged AWAC currents were considered.

To compare the currents measured by the HF radars and the AWAC, one should perform the same weighted depth-averaging on the current profiles from the AWACs that HF radars perform on mean Eulerian currents (Eq. 2.2). However, it is not possible to vertically integrate, from the surface to the bottom, the profiles from the AWACs with an exponentially decaying weight, since the strongest weights are typically within 1 m from the surface, and the current profiles from the AWACs start at 2 m depth. We therefore chose to compare the current at 2 m below the mean ocean surface provided by the AWAC, although the effective measurement depth of mean Eulerian currents for our HF radars typically range from 0.4 to

1 m (Chavanne 2018).

To obtain the non-linear correction to the phase velocity of Bragg waves, directional wave spectra are needed. We used the maximum entropy method (MEM) applied to the three velocity components and the surface elevation to estimate the directional wave spectra (Lygre and Krogstad 1986). Wave data are provided as 1-hour averages. An example of directional wave spectrum is presented in Fig. 17. The direction of origin of the waves is given by the angular position of the peak, while the frequency is indicated by the distance to the center of the diagram. This example features northeasterly locally wind-generated waves at frequencies between 0.15 and 0.45 Hz, encompassing the HF radars Bragg frequencies (Table 2).

While the wave spectra are measured in the frequency domain, they need to be expressed in the wavenumber domain to compute the non-linear corrections to the phase velocity of Bragg waves. We tested both using the full dispersion relation requiring bottom depth and the deep-water dispersion relation. The latter yielded the best results, and is used thereafter.

## 2.3 Methods

### 2.3.1 Wave-induced contributions

To test the hypothesis that the HF radar currents include a quantity related to the wave-induced Stokes drift, we compute the three expressions that have been proposed in the literature for the contributions from a non-linear correction to the phase velocity of Bragg waves, namely:

1. **The filtered surface Stokes drift (Longuet-Higgins and Phillips 1962; Weber and Barrick 1977; Ardhuin et al. 2009):**

Weber and Barrick (1977) give a general expression for the non-linear correction to the

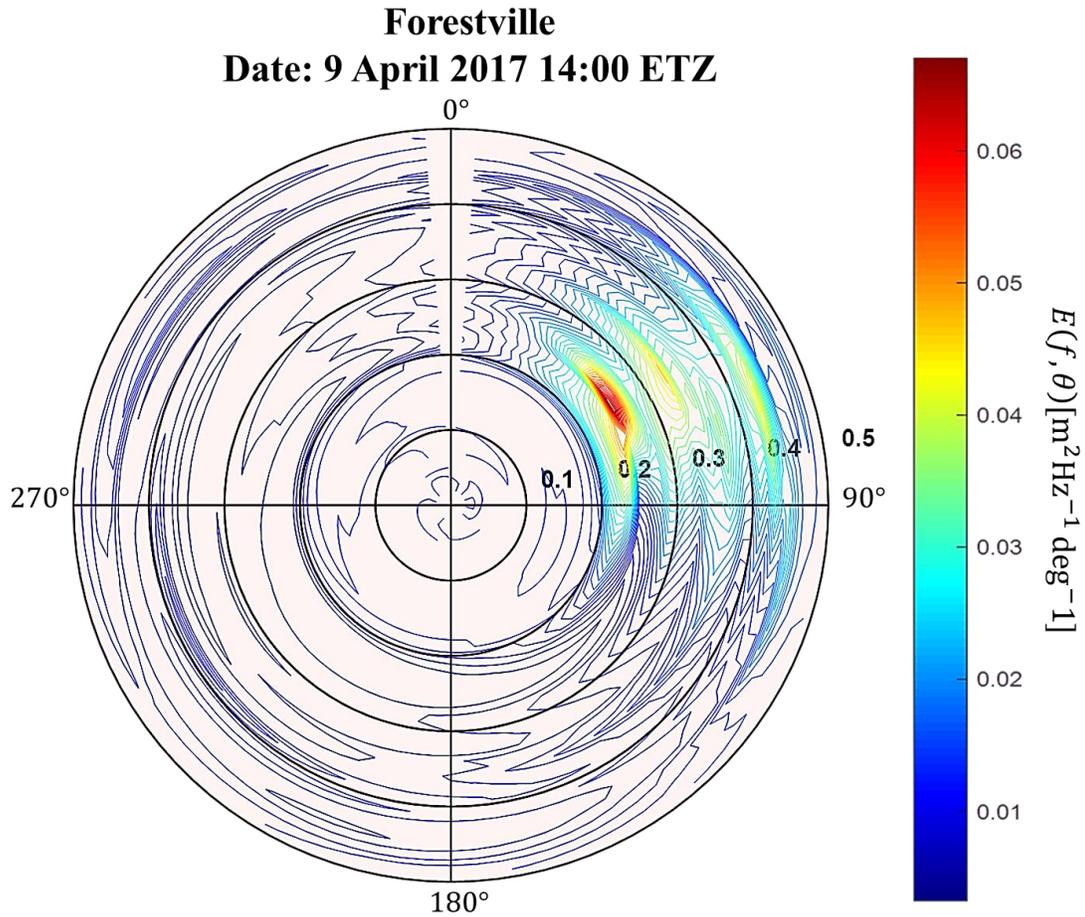


Figure 17: Example of directional wave spectrum obtained from measurements by the AWAC near Forestville (Fig. 15, blue square). The direction of origin of the waves is given by the angular position of the peak. The frequency in Hertz is indicated by the distance to the center of the diagram.

phase velocity of Bragg waves, which uses complicated coefficients [see Eq. 29 and 30 in Weber and Barrick (1977)]. Beginning from the expressions given by Weber and Barrick (1977), Broche et al. (1983) showed that the Stokes drift component that affects the radial current measured by one radar is well approximated by the expression obtained by Longuet-Higgins and Phillips (1962), which is

$$\Delta c_{L62} \approx 2 \int_0^{k_B} \omega(k) k S(k) dk + 2k_B \int_{k_B}^{\infty} \omega(k) S(k) dk \quad (2.3)$$

where  $S(k)$  is the unidirectional wave spectrum in the direction of the radar,  $k$  is the wavenumber magnitude,  $k_B$  is the Bragg wavenumber and  $\omega$  is the frequency.

To get an idea of the typical magnitude of  $\Delta c_{L62}$ , in the LSLE, consider the JONSWAP wave spectrum (Hasselmann et al. 1980):

$$S(\omega) = \frac{\alpha g^2}{\omega^5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4\right) \gamma^r, \quad (2.4)$$

where  $\omega_p$  is the peak frequency,  $r$ ,  $\gamma$  and  $\alpha$  are given by:

$$\begin{aligned} r &= \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_p)^2}{2\sigma^2\omega_p^2}\right) \\ \alpha &= 0.076 \left(\frac{U_{10}^2}{Fg}\right)^{0.22} \\ \omega_p &= 22 \left(\frac{g^2}{U_{10}^2 F}\right)^{1/3} \\ \gamma &= 3.3 \\ \sigma &= \begin{cases} 0.07 & \text{if } \omega < \omega_p, \\ 0.09 & \text{if } \omega > \omega_p, \end{cases} \end{aligned} \quad (2.5)$$

where  $F$  is the fetch and  $U_{10}$  is the wind speed at 10 m.

The JONSWAP spectrum is a reasonable choice since waves in the LSLE are mainly fetch limited. For example, waves cannot be entirely developed for daily winds exceeding  $8 \text{ m s}^{-1}$ , the wind speed for which waves are limited by the longest fetch of about 300 km (WMO 1998). For this spectrum,  $\Delta c_{L62}$  is shown in Fig. 18 (green line) as a function of wind speed. It varies from  $0.02$  to  $0.37 \text{ m s}^{-1}$  for winds ranging from  $1$  to  $25 \text{ m s}^{-1}$ , respectively, and is typically  $0.04 \text{ m s}^{-1}$  weaker than the surface Stokes drift (red line).

## 2. Half of the surface Stokes drift (Huang and Tung 1976)

Huang and Tung (1976) obtained an expression for the non-linear correction to the phase velocity of Bragg waves which differs from that of Weber and Barrick (1977) [see Eq. 17 of Huang and Tung (1976) with complex factor  $f'_2$ ]. To simplify the expression, they assumed that all the waves are propagating in the same direction, namely in the direction of the HF radar, and then obtained

$$\Delta c_{H76} \approx \int_0^{\infty} \omega(k) k S(k) dk = \frac{1}{2} U_s(0), \quad (2.6)$$

where  $U_s(0)$  is the surface Stokes drift (see Eq. 2.8).  $\Delta c_{H76}$  is shown in Fig. 18 (black line) for the JONSWAP spectrum as a function of wind speed. It reaches  $0.21 \text{ m s}^{-1}$  for winds of  $25 \text{ m s}^{-1}$ .

## 3. The weighted depth-averaged Stokes drift (Laws 2001)

Laws (2001) derived an expression [see Eq. 2.21 of Laws (2001)] where he assumed that the Stokes drift is measured by the HF radars in the same way as mean Eulerian currents. In the case of an unidirectional spectrum in the direction of the radar, he obtained

$$\Delta c_{L01} \approx 2k_B \int_0^{\infty} \omega(k) \frac{k}{k + k_B} S(k) dk, \quad (2.7)$$

$\Delta c_{L01}$  is shown in Fig. 18 (blue line) for the JONSWAP spectrum. It is typically  $0.04 \text{ m s}^{-1}$  weaker than the filtered surface Stokes drift (green line).

## 4. Surface Stokes drift (Kenyon 1969)

We also compute the surface Stokes drift which is given by (Kenyon 1969)

$$U_s(0) = 2 \int_0^{\infty} \omega(k) k S(k) dk. \quad (2.8)$$

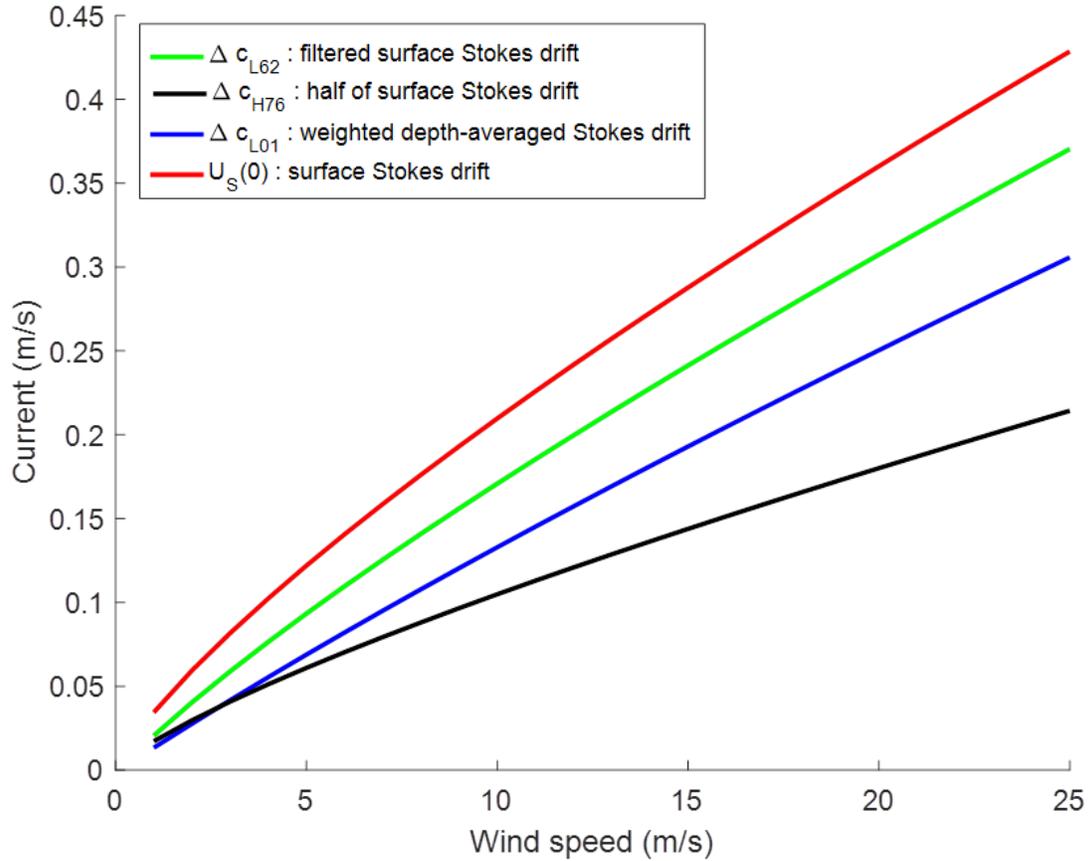


Figure 18: Surface Stokes drift (red), filtered surface Stokes drift (green), weighted depth-averaged Stokes drift (blue) and half of surface Stokes drift (black), as a function of wind speed for an HF radar operating at 12.5 MHz and a JONSWAP wave spectrum with a fetch of 300 km.

The observed wave spectra are only resolved for frequencies  $f = \frac{\omega}{2\pi}$  smaller than 0.5 Hz, which is only slightly larger than the Bragg wave frequencies (Fig. 19; Table 2). To carry out the integrals in wave number for the different wave-induced contributions, it is necessary to extrapolate the observed wave spectra to higher wave numbers. A common approach, based on the Phillips (1958) spectrum, is to extend the observed spectra tails with a slope of  $k^{-4}$ , implying  $f^{-5}$  (e.g. Röhrs et al. 2015). However many studies show that observed spectral tails are closer to  $k^{-3.5}$ , implying  $f^{-4}$  (Kitaigorodskii 1983; Phillips 1985; Prevosto et al. 1996).

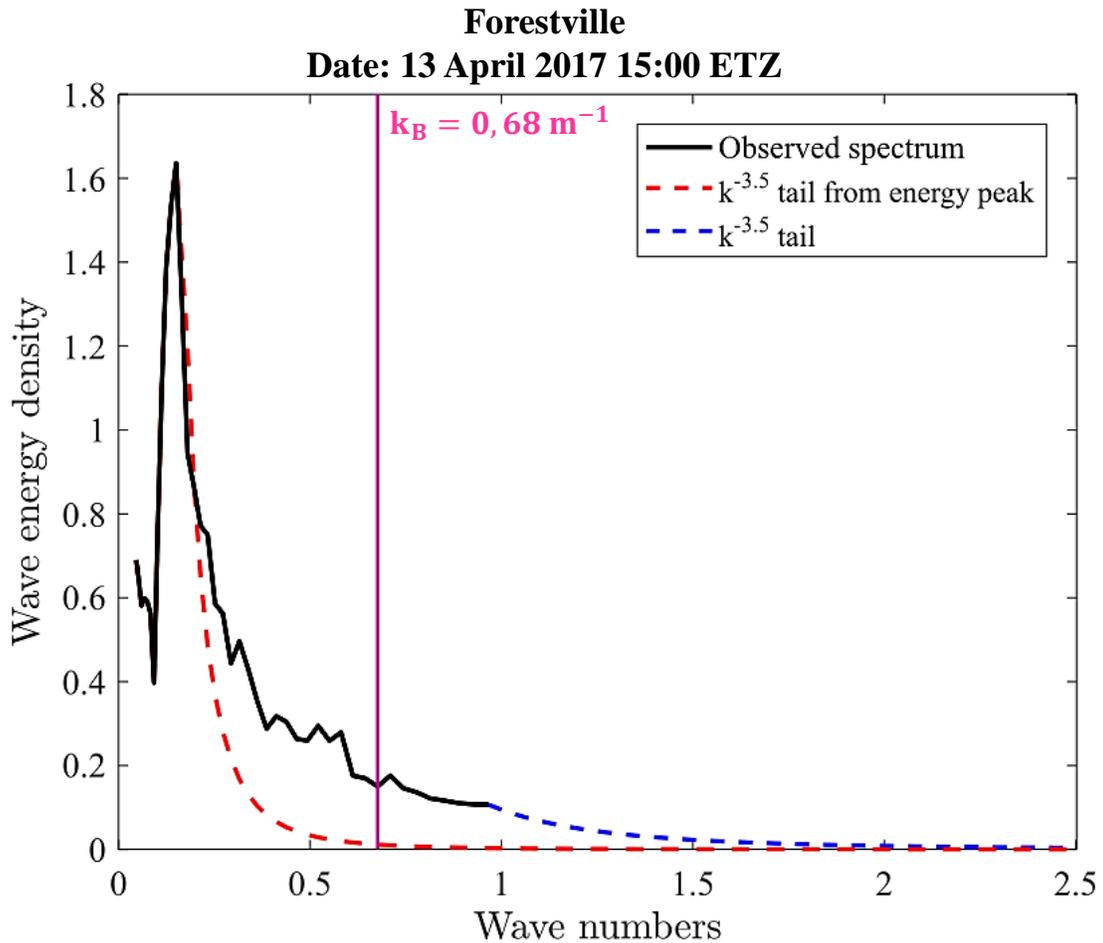


Figure 19: An observed wave spectrum (black) at Forestville with  $k^{-3.5}$  spectral tail from the energy peak (red dashed) or from the highest measured frequency (blue dashed). The Bragg frequency for the HFR at PAO is indicated in magenta.

To check whether the  $k^{-3.5}$  spectral tail could be used to extend our observed spectra to higher frequencies, hourly averaged measured spectra were normalized by the maximum energy density, and frequencies were normalized by the corresponding peak frequency. These normalized spectra were averaged during the whole observational periods (May to October 2013 for St-Ulrich and from October 2016 to April 2017 for Forestville and for the Bic). As an example, the resulting average  $k$  normalized spectrum at Forestville is shown in Fig. 20 (black line). Our data suggest a  $k^{-3.5}$  power decay (Fig. 20, red line) and do not support the

original theory of a  $k^{-4}$  high-frequency tail (Fig. 20, green line).

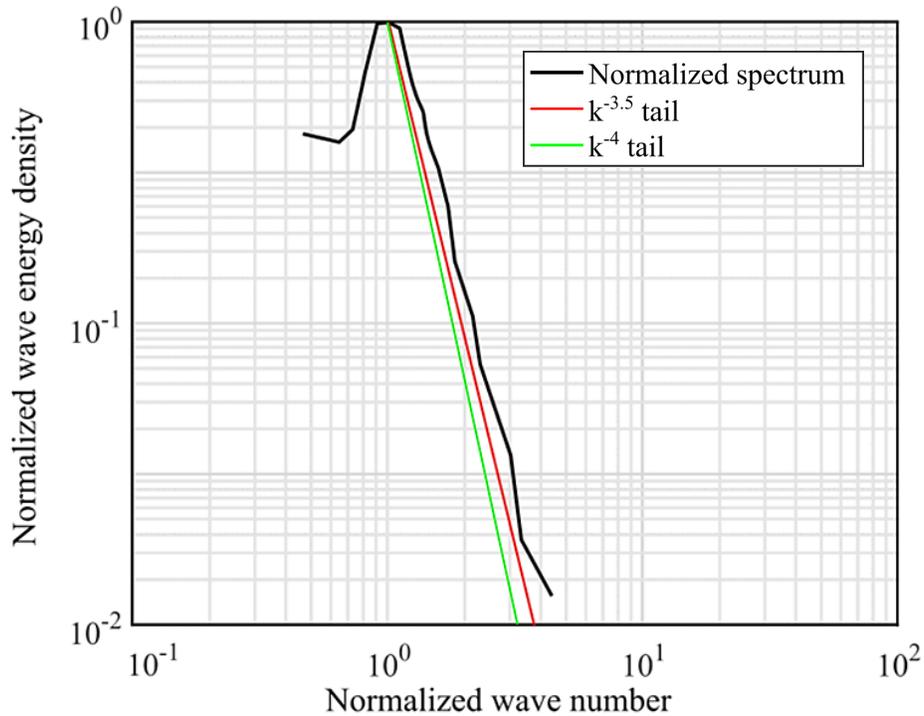


Figure 20: The average normalized spectrum at Forestville (black), with a  $k^{-3.5}$  (red) and  $k^{-4}$  (green) spectral tail.

We tested two options to extend the observed spectra to high frequencies: by adding the  $k^{-3.5}$  tail either to the peak wave number (Fig. 19, dashed red line) or the highest observed wave number (Fig. 19, dashed blue line). While the former is less sensitive to measurement noise, the latter yielded the best results in the subsequent analysis, and was used thereafter.

The different possible contributions of the wave-induced Stokes drift to the HF radar measurements as a function of wind speed are shown in Fig. 21 for the directional wave spectra obtained from the AWAC at Forestville. The magnitude and wind-dependence of the different Stokes drift contributions are similar to those obtained for the JONSWAP spectrum with a fetch of 300 km (Fig. 18). These contributions are strongly correlated to each other but differ in magnitude, with the filtered surface Stokes drift ( $\Delta c_{L62}$ ) being the strongest and

half of the surface Stokes drift ( $\Delta c_{H76}$ ) being the weakest. Differences between  $\Delta c_{L62}$  and the two other contributions range from 0.01 to 0.15  $\text{m s}^{-1}$  for winds up to 25  $\text{m s}^{-1}$ .

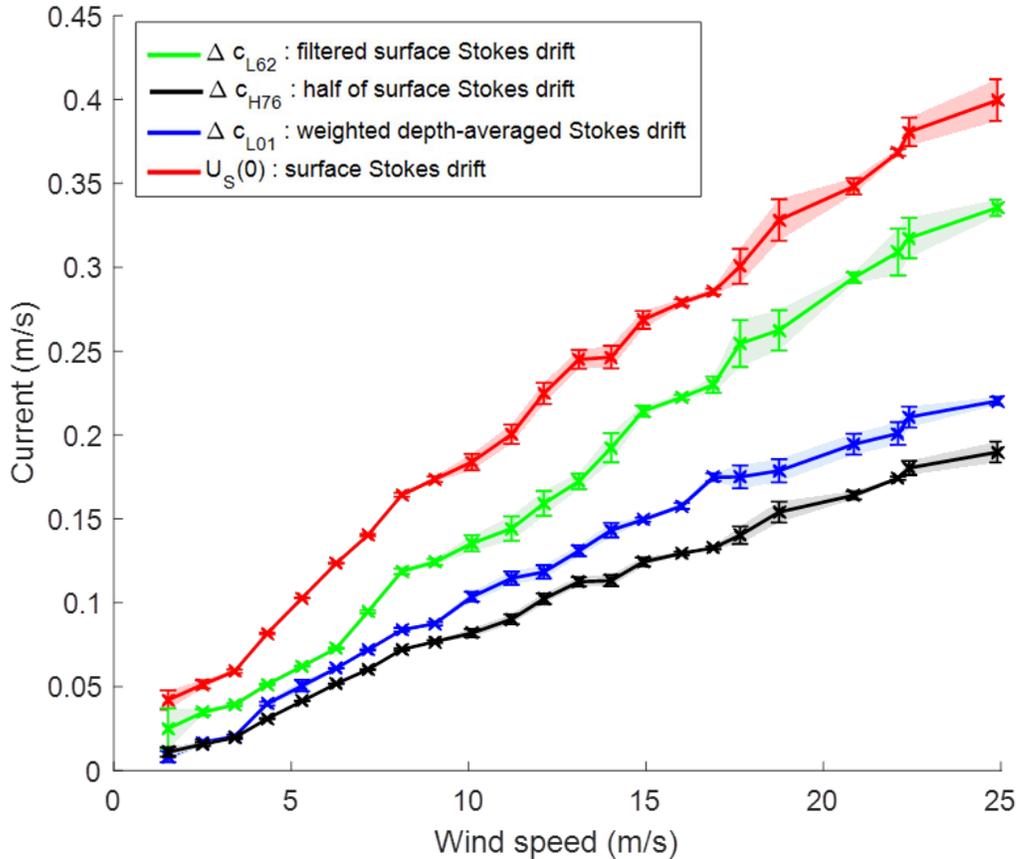


Figure 21: Surface Stokes drift (red), filtered surface Stokes drift (green), weighted depth-averaged Stokes drift (blue) and half of surface Stokes drift (black), as a function of wind speed for CODAR at PAP operating at 12.5 MHz and directional wave spectra obtained from the AWAC at Forestville.

### 2.3.2 Correlations

To compare the currents measured by the HF radars and the AWACs, we take the radial currents from each radar at the polar grid cell closest to the AWACs, and we project the current vector measured by the AWACs onto each radar direction. To assess whether HF

radars currents include a contribution from a non-linear correction to the phase velocity of Bragg waves, we first compare the radial currents measured by the HF radars,  $U_{HFR}$ , with the currents measured by the AWACs at 2 m depth,  $U_{AWAC}$ . We then subtract the possible contributions from wave-wave interactions,  $\Delta C_i$ , where  $i = (L62, H76, L01)$ , from  $U_{HFR}$  and compare the residual radial currents,  $U_{HFR} - \Delta C_i$ , to  $U_{AWAC}$ .

To obtain the wave-induced contribution for the filtered surface Stokes drift,  $\Delta C_{L62}$ , or half of the surface Stokes drift,  $\Delta C_{H76}$ , we compute the two non-linear corrections without approximations [see Eq. 30 in Weber and Barrick 1977 for the filtered surface Stokes drift and Eq. 17 in Huang and Tung 1976 for half of the surface Stokes drift] and with approximations (see Eq. 2.3 and 2.6 for  $\Delta C_{L62}$  and  $\Delta C_{H76}$  respectively). Because we investigate the hypothesis that HF radar currents include the surface Stokes drift, or a related quantity, we also subtracted the surface Stokes drift,  $U_s(0)$ , from  $U_{HFR}$  and compared the residual currents,  $U_{HFR} - U_s(0)$  to  $U_{AWAC}$ .

Comparisons are quantified by the correlation coefficient  $r$  rather than the slope of the linear regression, since the latter can be biased by noise. 95% confidence intervals on  $r$  are obtained using the bootstrap method with 1500 bootstrap samples of the residuals from the original linear regression (Thomson and Emery 2014).

### 2.3.3 Bearing offset

Following Emery et al. 2004 we checked for bearing offsets in the radial currents from HF radars. Correlations between  $U_{HFR}$  and  $U_{AWAC}$  are calculated using HF radar currents at fixed range (closest to the AWAC) and at all bearings. In the absence of pointing errors, one would expect maximum correlation at the bearing toward the AWAC. However, the maximum correlation can be displaced in bearing due to problems with receive antenna calibrations.

Bearing offsets  $\Delta\theta$  are defined as:

$$\Delta\theta = \theta_r - \theta_{AWAC}, \quad (2.9)$$

where  $\theta_r$  is the bearing yielding the maximum correlation and  $\theta_{AWAC}$  is the bearing of the AWAC.

## 2.4 Results

For the radar azimuths toward the AWACs, radial currents measured by the AWACs and the HF radars are compared in Table 3, column 3. Surprisingly, correlations are not statistically different from zero at the 95% confidence level ( $p > 0.05$ ). For example, radial currents measured by the HF radar at PAO and the AWAC at St-Ulrich are compared in Fig. 22 (panel a).

Table 3: Correlations and bearing offsets between HF radar and AWAC currents. Correlation coefficient  $r_1$  is obtained for the radar bearing in the direction of the AWAC,  $\theta_{AWAC}$ , while  $r_2$  is obtained for the radar bearing maximizing the correlation,  $\theta_r$ . The bearing offset  $\Delta\theta$  is defined as  $\Delta\theta = \theta_r - \theta_{AWAC}$ .

HF site	Mooring	$r_1$ (95% CL) $p > 0.05$	$\Delta\theta$ ( $^\circ$ )	$r_2$ (95% CL) $p < 0.05$	
WERA	PAO	Forestville	$0.02 \pm 0.04$	21	$0.26 \pm 0.02$
		Bic	$0.006 \pm 0.02$	22	$0.20 \pm 0.02$
		St-Ulrich	$0.01 \pm 0.03$	20	$0.27 \pm 0.03$
	PAB	Forestville	$0.003 \pm 0.03$	-12	$0.21 \pm 0.03$
		Bic	$0.02 \pm 0.03$	-14	$0.11 \pm 0.03$
		St-Ulrich	-	-	-
CODAR	PAP	Forestville	$0.001 \pm 0.02$	-20	$0.23 \pm 0.03$
		Bic	$0.007 \pm 0.04$	15	$0.16 \pm 0.02$
		St-Ulrich	$0.04 \pm 0.02$	-5	$0.25 \pm 0.03$
	STF	Forestville	$0.03 \pm 0.05$	-20	$0.26 \pm 0.04$
		Bic	$0.01 \pm 0.06$	24	$0.21 \pm 0.03$
		St-Ulrich	$0.009 \pm 0.06$	10	$0.23 \pm 0.05$

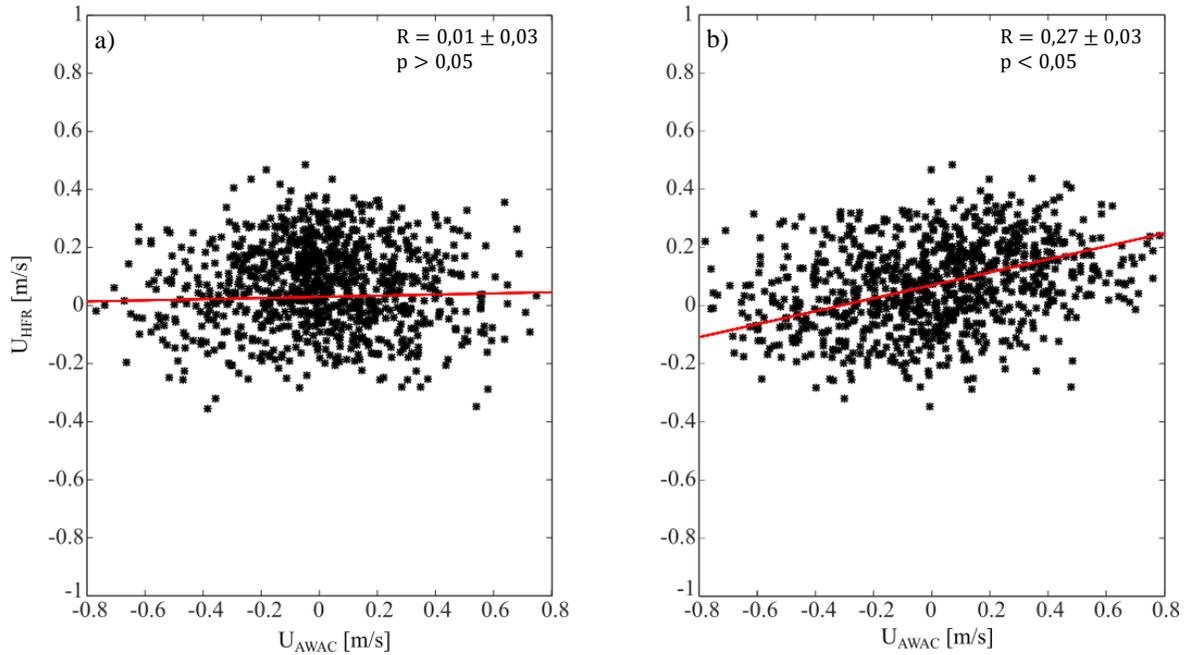


Figure 22: Scatter plots of HF radar versus AWAC radial currents at St-Ulrich for the WERA at PAO with a) the bearing to the AWAC and b) the bearing with maximum correlation. The correlation coefficients  $R$  are indicated in each panel.

However, this lack of correlation is due in part to bearing offsets (column 4, Table 3 and panel b, Fig. 22). Fig. 23 shows an example of a bearing offset determination for the CODAR at PAP compared to the AWAC in the Bic Channel. After correcting for bearing offsets, all correlation values become statistically significant ( $p$ -values  $< 0.05$ ; column 5, Table 3 and panel b, Fig. 22), albeit weak ( $r < 0.27$ ).

Finally, when subtracting the possible contributions of the wave-induced Stokes drift from the HF radar measurements, correlations with the AWACs currents increase significantly for all possible contributions (Table 4 and Fig. 24). This result allows us to conclude that HF radars do measure a quantity related to the wave-induced Stokes drift, for when the latter is not subtracted from the radar measurements, these are weakly correlated to the Eulerian radial currents measured by the AWACs (which measure the currents at a fixed position in

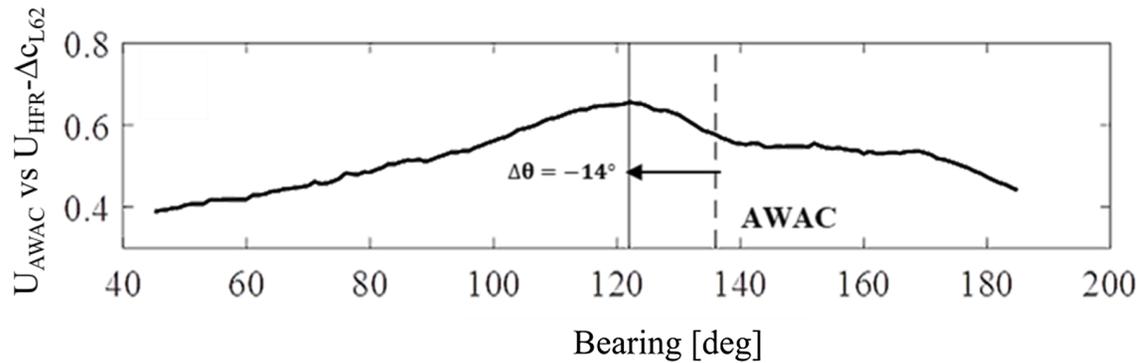


Figure 23: Correlation between the currents measured by the AWAC in the Bic Channel and the residual currents obtained from the HF radar currents at PAP minus the filtered surface Stokes drift ( $\Delta C_{L62}$ )

both the horizontal and vertical dimensions).

The strongest correlations ( $r = 0.77$  for the currents measured by the WERA at PAB and the AWAC in the Bic Channel, Fig. 24a, and  $r = 0.70$  for the currents measured by the CODAR at PAP and the AWAC at St-Ulrich, Fig. 25a) are obtained when subtracting the filtered surface Stokes drift from the radars currents, while the weakest correlations ( $r = 0.58$  for PAB, Fig. 24c, and  $r = 0.48$  for PAP, Fig. 25c) are obtained when subtracting the weighted depth-averaged Stokes drift from the radar currents. The correlations obtained when subtracting half of the surface Stokes drift from the radar currents ( $r = 0.60$  for PAB, Fig. 24b, and  $r = 0.58$  for PAP, Fig. 25b) are significantly different from the correlations obtained when subtracting the filtered surface Stokes drift, according to the 95 % confidence intervals on the correlation values. When subtracting the surface Stokes drift from the HF radar measurements, the correlations ( $r = 0.74$  for PAB, Fig. 24d, and  $r = 0.65$  for PAP, Fig. 25d) are weaker than, albeit not always significantly different from, within the 95% level, the correlations obtained when subtracting the filtered surface Stokes drift.

To further test whether the filtered surface Stokes drift is the true quantity that HF radars measure due to wave-wave interactions, we computed the correlations obtained between the

Bic AWAC and radar currents, from which a quantity proportional to the surface Stokes drift ( $\alpha U_s(0)$ ) was subtracted, for a) the WERA at PAB, and b) the CODAR at PAP (Fig. 26). For both, the maximum correlation is obtained for  $\alpha_{max} = 0.82$  (magenta line) which is very close to the mean value  $\alpha_{L62} = 0.80$  (green line), corresponding to the filtered surface Stokes drift. In contrast, the other contributions proposed in the literature,  $\alpha_{H76} = 0.50$  for half the surface Stokes drift (black line),  $\alpha_{L01} = 0.68$  for the weighted depth-averaged Stokes drift (blue line) and  $\alpha = 1$  for the surface Stokes drift (red line), have all weaker correlations. This result further confirms that the filtered surface Stokes drift is what HF radars measure.

## WERA

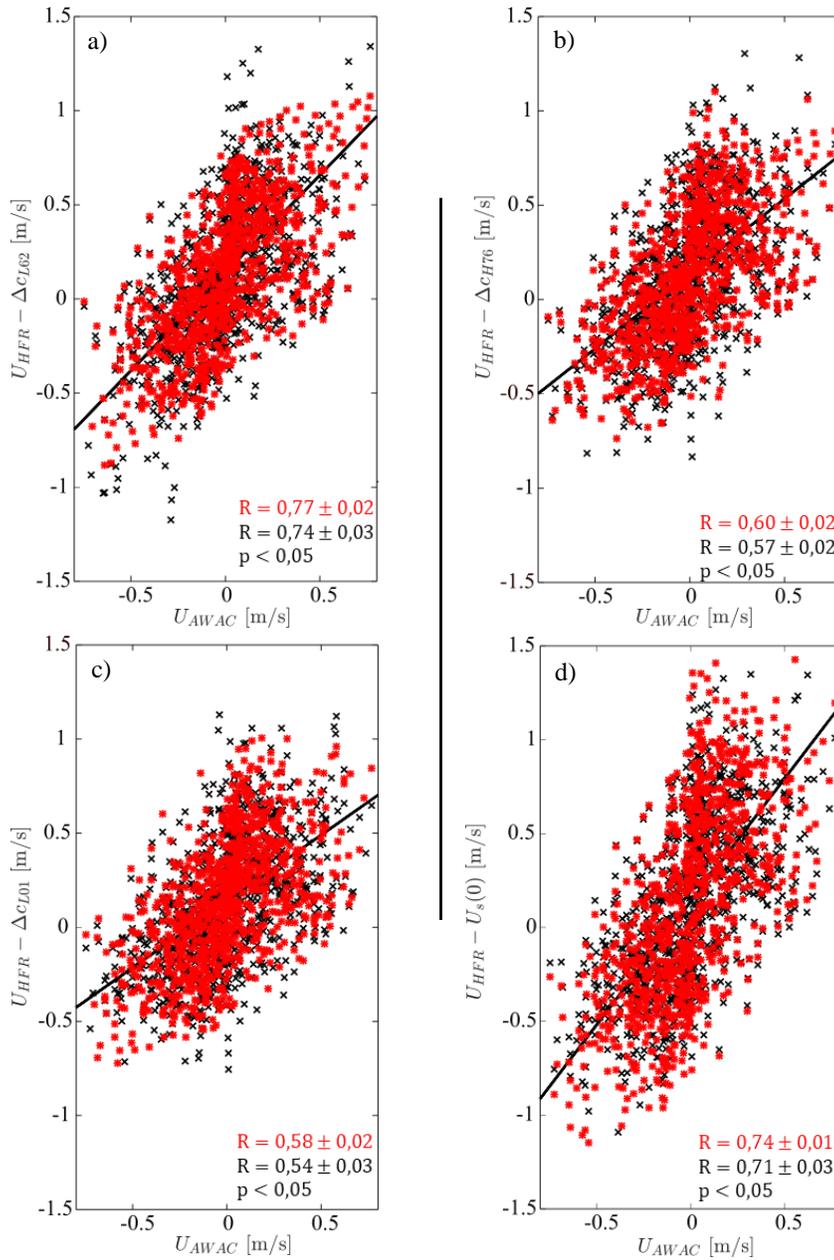


Figure 24: Scatter plots of the Bic AWAC versus HF radar radial currents for the WERA at PAB from which the different possible contributions of the Stokes drift were removed, namely the filtered surface Stokes drift ( $\Delta c_{L62}$ , panel a), half of the surface Stokes drift ( $\Delta c_{H76}$ , panel b), the weighted depth-average Stokes drift ( $\Delta c_{L01}$ , panel c) and the surface Stokes drift ( $U_s(0)$ , panel d). The correlation coefficients  $R$  are indicated in each panels. Black crosses are residual currents calculated with the approximations to the non-linear corrections.

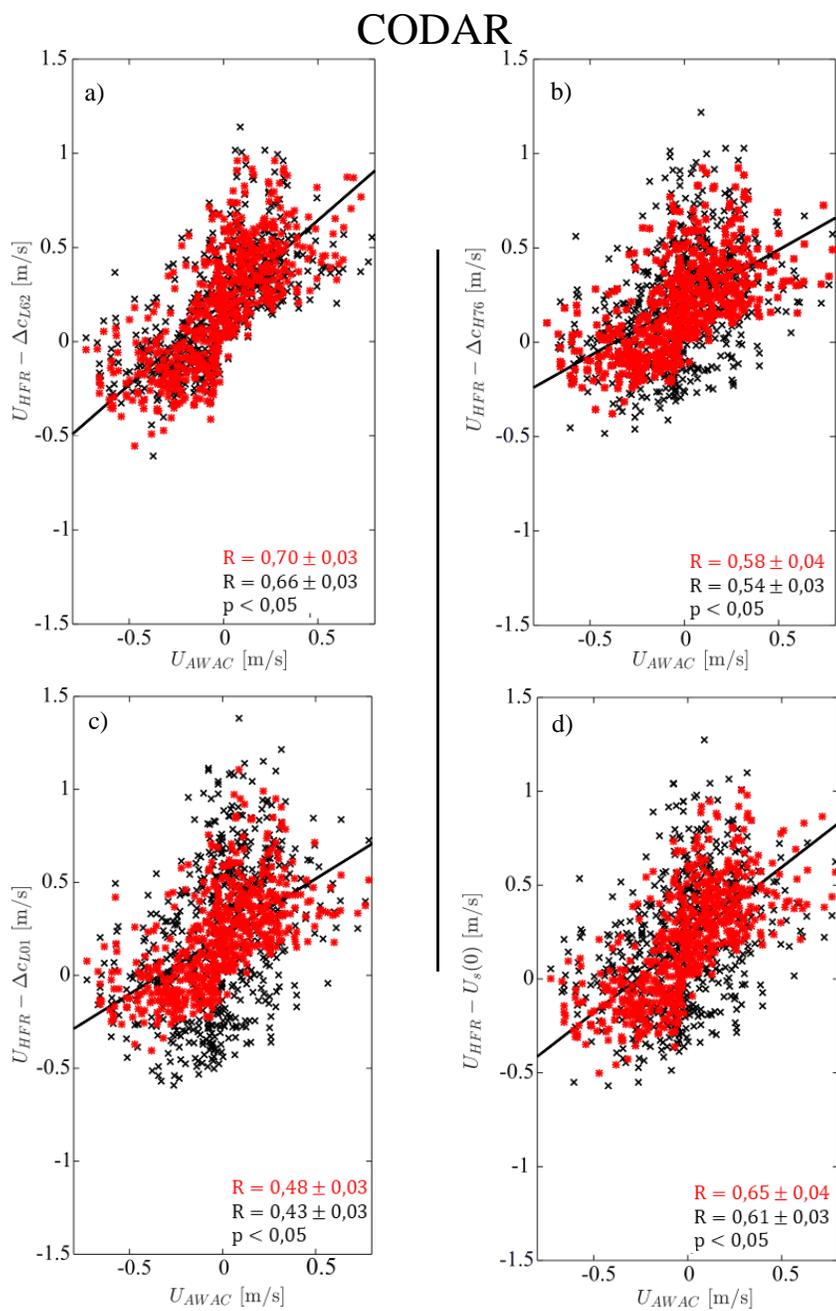


Figure 25: Similar to Fig. 24 with the Bic AWAC versus HF radar radial currents for the CODAR at PAP.

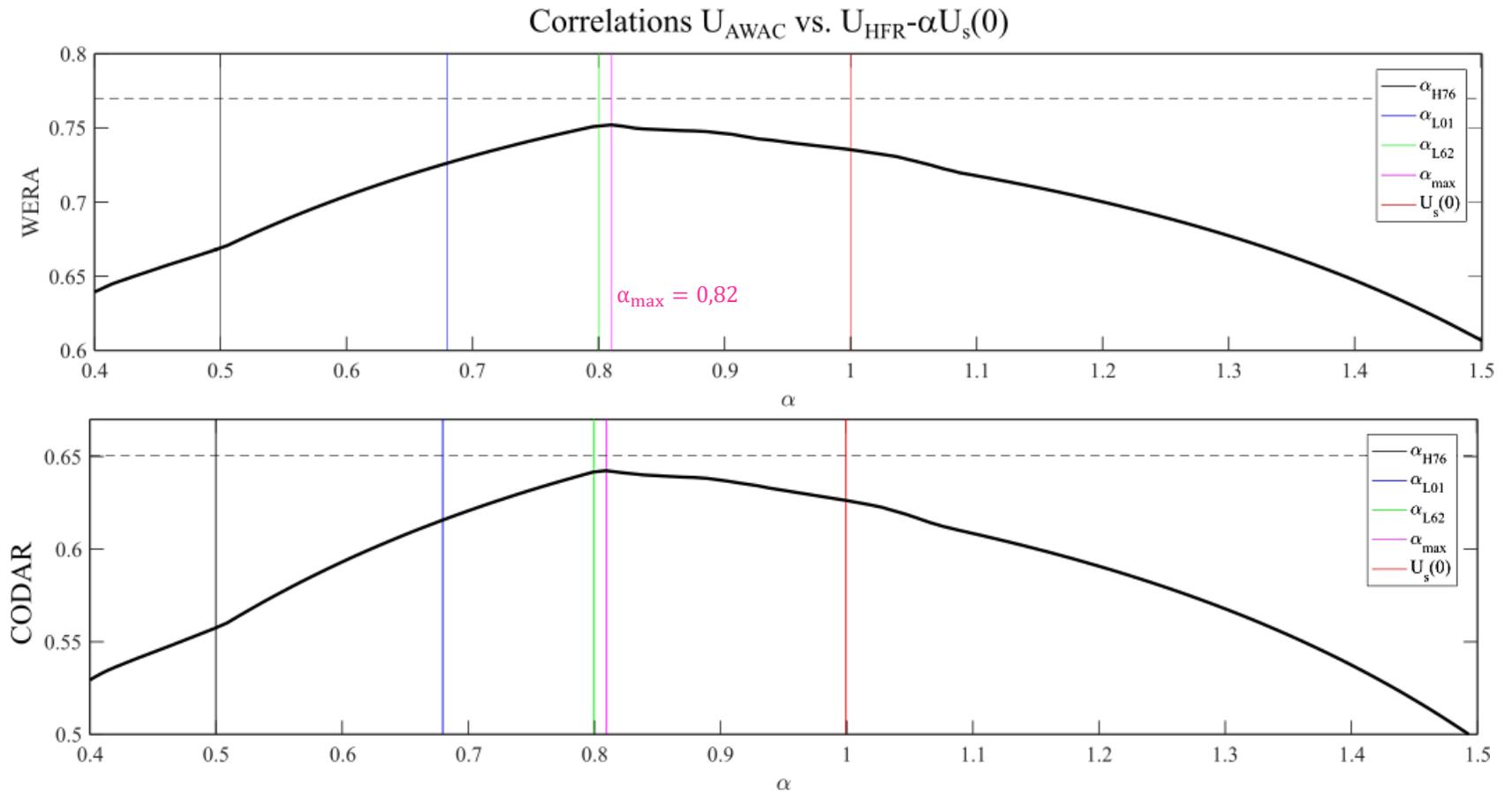


Figure 26: Correlations between the Bic AWAC and radar currents, from which a quantity proportional to the surface Stokes drift ( $\alpha U_s(0)$ ) was subtracted, for a) the WERA at PAB, and b) the CODAR at PAP. Vertical lines are the correlations obtained when subtracting  $\alpha_{L62} U_s(0)$  (green),  $\alpha_{H76} U_s(0)$  (black),  $\alpha_{L01} U_s(0)$  (blue), and  $U_s(0)$  (red). The magenta line is the maximum correlation obtained with  $\alpha_{max}$ . The horizontal dashed line is the correlation obtained when subtracting the filtered surface Stokes drift.

For the panels in Fig. 24 and Fig. 25, black crosses are residual currents calculated with the approximations to the non-linear corrections. Correlation coefficients are slightly reduced, but not significantly different, within the 95% level, from those obtained without the approximations. This result shows that the expressions of the non-linear corrections, given by Broche et al. (1983) and Ardhuin et al. (2009) (Eq. 2.3), Huang and Tung (1976) (Eq. 2.6) and Laws (2001) (Eq. 2.7), are reasonable approximations.

Similarly, for the two other HF radars and AWACs, the strongest correlations are always obtained when subtracting the filtered surface Stokes drift from the radar currents (Table 4). These results suggest that HF radars measure the filtered surface Stokes drift, rather than either half of the surface Stokes drift, the weighted depth-averaged Stokes drift or the surface Stokes drift. It is encouraging that the results obtained are similar for the three different AWACs in different places in the study area, and four HF radars, which look in different directions and have different properties (type of radars and operating frequency).

The currents measured at 2 m depth by the AWACs are the closest to the HFR effective measurement depth, but they may be biased by surface effects. To check whether correlations could improve at deeper depths, we computed the correlations between the radar residual currents and the AWAC currents as a function of depth. Correlations are highest at  $z = 2$  m depth. For example, residual currents, calculated with the HF radar at PAB, and the AWAC at Bic Channel are compared as a function of depth in Fig. 27. We also investigated whether delays possibly due to stratification between currents measured less than 1 m from the surface by the radars and those measured at 2 m depth by the AWACs could be present, but correlations are highest at 0 time delay (not shown).

Table 4: Correlation coefficients (with 95% confidence intervals) between HF radars radial currents from which the different Stokes drift contributions have been subtracted, and the AWAC at Forestville (first line), at Bic Channel (second line) and at St-Ulrich (third line). The best correlations for each radar station are highlighted in bold.

	CODAR		WERA	
	PAP	STF	PAO	PAB
	0.61±0.04	0.57±0.05	0.63±0.02	0.60±0.01
$U_S(0)$	0.62±0.04	0.57±0.05	0.75±0.03	0.74±0.01
	0.65±0.04	0.65±0.04	0.60±0.02	-
	<b>0.67±0.04</b>	<b>0.65±0.03</b>	<b>0.66±0.03</b>	<b>0.65±0.02</b>
$\Delta c_{L62}$	<b>0.65±0.04</b>	<b>0.66±0.05</b>	<b>0.75±0.03</b>	<b>0.77±0.02</b>
	<b>0.70±0.03</b>	<b>0.70±0.06</b>	<b>0.70±0.02</b>	-
	0.55±0.04	0.50±0.05	0.58±0.04	0.57±0.02
$\Delta c_{H76}$	0.56±0.04	0.50±0.06	0.56±0.04	0.60±0.02
	0.58±0.04	0.55±0.05	0.53±0.04	-
	0.52±0.04	0.46±0.06	0.52±0.04	0.53±0.02
$\Delta c_{L01}$	0.50±0.04	0.45±0.05	0.56±0.03	0.58±0.02
	0.48±0.04	0.50±0.06	0.44±0.02	-

## 2.5 Discussion

Our experimental results support the early theoretical results of Weber and Barrick (1977), Barrick and Weber (1977) and the experimental result of Chevallier et al. (2014) (see Fig.7 in Chevallier et al. (2014)) that HF radars measure a quantity related to the wave-induced Stokes drift, which has been called the filtered surface Stokes drift by Ardhuin et al. (2009). It is not the surface Stokes drift nor the weighted depth-averaged Stokes drift, as sometimes implied in the literature, that HF radars measure in addition to Eulerian currents

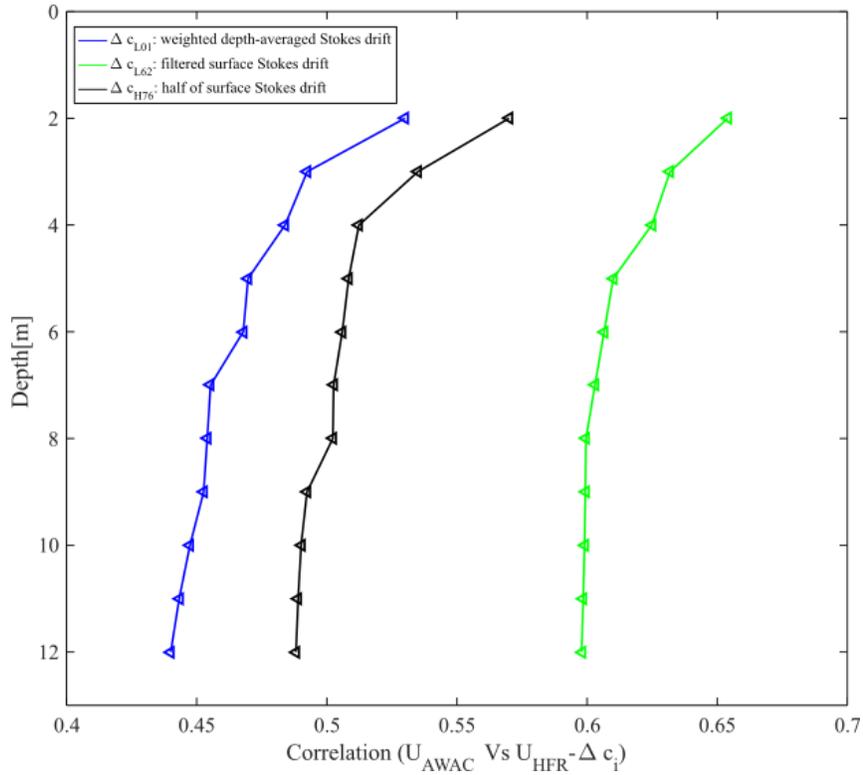


Figure 27: Correlation between residual currents ( $U_r = U_{HFR} - \Delta c_i$ , where  $i = \{L01, L62, H76\}$ ) – calculated with the HF radar currents at PAB and the weighted depth-averaged Stokes drift ( $\Delta c_{L01}$ , blue line), the filtered surface Stokes drift ( $\Delta c_{L62}$ , green line) and half of the surface Stokes drift ( $\Delta c_{H76}$ , black line) – and currents at different depths measured by the AWAC at Foresville.

(Eq. 2.2), since wave-wave interactions do not correspond to a simple advection of one wave by the other waves' Stokes drift (Longuet-Higgins and Phillips 1962).

Another theoretical result, different from that of Weber and Barrick (1977), was obtained by Huang and Tung (1976), implying that HF radars should measure half of the surface Stokes drift. Although physically appealing, since the latter is a quasi-Eulerian quantity that would be measured by a current meter at a fixed horizontal position but allowed to follow the free surface moving vertically up and down with the passage of the waves (Phillips 1960), our experimental results do not support the theoretical results of Huang and Tung (1976). This

supports the argument of Weber and Barrick (1977), that the derivation of Huang and Tung (1976) "*appears inconsistent because they did not treat the wave frequency as a function of space and time throughout the entire derivation*".

Our results contradict the recent experimental results published by Röhrs et al. (2015). Indeed, Röhrs et al. (2015) have suggested that HF radars only measure mean Eulerian currents, based on comparisons of measurements from HF radars, moored current meters, and near-surface drifters. They argued that Creamer et al. (1989) revisited the problem of higher order corrections to surface gravity wave dynamics and obtained a different result from that of Weber and Barrick (1977) and Barrick and Weber (1977), because the latter did not include contributions from the product of the first- and third-order surface elevation in their computation of the second-order wave spectrum. Indeed, Creamer et al. (1989) found that products of first- and third-order terms largely cancel the second-order corrections obtained by Barrick and Weber (1977). However, this oversight does not affect the second-order correction to the wave phase velocity, which only depends on the first-order surface elevation [Eq. 29 in Weber and Barrick 1977]. Barrick and Weber (1977) obtained a second-order correction to the wave phase velocity which yields results identical to those of Stokes (1847) and Longuet-Higgins and Phillips (1962) as particular cases, supporting the validity of their generalized result.

Röhrs et al. (2015) also argued that "*the view that HF radar currents should be Eulerian is motivated by the fact that the radar retrieves its signal from fixed regions in space, hence not following particle motions*". This argument can be used to partly explain differences between surface drifter trajectories and the trajectories computed from HF radar measurements, even in weak wave conditions where the Stokes drift is negligible (Rypina et al. 2014). However, the fact that HF radars measure currents by using the departure of the Bragg waves phase velocity from its linear expression, and the fact that the Bragg waves phase velocity is modified by all the other gravity waves present at the sea surface, imply that HF radars should measure, in addition to mean Eulerian currents, a quantity related to the Stokes drift, namely

the filtered surface Stokes drift.

The experimental results reported by Röhrs et al. (2015) should be interpreted with caution. Indeed, as the authors themselves acknowledge, the uncertainties in their HF radars current estimates are larger than the filtered surface Stokes drift computed from numerically modeled wave spectra adjusted to observed wave spectra (see Röhrs et al. 2015, Table 1).

The correlation coefficients we obtained between the HF radar and AWAC currents, albeit statistically different from zero at the 95% confidence level, remain moderate ( $r < 0.8$ ). This may be due in part to the different sampling footprints of the instruments, both in the vertical and horizontal dimensions. To mimic the HF radar measurements of Eulerian currents in the vertical dimension, we could extrapolate the currents measured by the AWACs to the sea surface using the method described by Tamtare et al. (2019). Then, the depth-dependent AWACs currents could be vertically integrated with exponentially decaying weights (Eq. 2.2), to better compare with the currents measured by the HF radars. To mimic the HF radar measurements of Eulerian currents in the horizontal, one would need to deploy many AWACs to entirely cover a radar grid cell, with a horizontal spacing that resolves the sub-grid variability (Ohlmann et al. 2017). Another method would be to deploy many drifting wave buoys covering an entire radar grid cell with drogues at the HFR effective measurement depth, and average the measurements over the entire grid cell.

Our result that HF radars measure the filtered surface Stokes drift has some practical implications. One is that a large part of the surface Stokes drift is already included in the HF radar measurements of surface currents (Fig. 21) and therefore need not be added in applications for which the surface drift is of interest, such as oil spill tracking (Abascal et al. 2009). Conversely, the filtered surface Stokes drift should be subtracted from the HF radar measurements of surface currents before assimilating such measurements into purely Eulerian ocean numerical models.

## CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans la littérature, il est possible de trouver des publications qui confirment théoriquement (Stewart et Joy 1974; Ha 1979) et expérimentalement (Stewart et Joy 1974; Ha 1979; Teague 1986; Teague et al. 2001; Sentchev et al. 2017), la manière dont les radars HF mesurent les courants Eulériens moyens. Pendant plusieurs décennies, l'idée selon laquelle les radars HF mesurent, en plus des courants Eulériens moyens, une quantité Lagrangienne liée à la dérive de Stokes induite par les vagues, n'avait pas été remise en cause. Initialement obtenue par Longuet-Higgins et Phillips (1962), pour des vagues colinéaires, puis par Weber et Barrick (1977), dans le cas général, cette correction du deuxième ordre de la vitesse de phase des vagues, appelée dérive de Stokes de surface filtrée par Ardhuin et al. (2009), montre que les interactions vague-vague ne constituent pas qu'une simple advection d'une vague par une autre vague (Longuet-Higgins et Phillips 1962).

Plus récemment, Chavanne (2018) a souligné que la manière dont les radars HF mesurent la dérive de Stokes, n'avait pas été établie de façon cohérente dans la littérature tant du point de vue théorique qu'expérimental. Outre la mise en évidence d'une problématique fondamentale pour l'utilisation des radars HF, Chavanne (2018) présente les trois expressions qui ont été proposées dans la littérature, à savoir : 1) la dérive de Stokes de surface filtrée, 2) la moitié de la dérive de Stokes en surface, et 3) la dérive de Stokes moyenne pondérée en profondeur.

Bien qu'il soit possible de se référer à des publications traitant de la vérification expérimentale de la mesure de certaines des trois contributions théoriques, comme les résultats expérimentaux récents proposés par Röhrs et al. (2015) qui réfutent l'idée selon laquelle les RHF mesureraient la dérive de Stokes de surface filtrée ou la dérive de Stokes de surface, aucune étude à ce jour n'a réellement testé les trois contributions théoriques simultanément, laissant ainsi ouvert le débat scientifique concernant la mesure de la dérive de Stokes, ou d'une quantité connexe, par les radars HF. Ainsi, le projet de maîtrise présenté dans ce mé-

moire se veut être exhaustif, puisque pour la première fois, les trois contributions théoriques ont été testées simultanément.

D'une part, cette étude a permis de démontrer que les RHF<sub>s</sub> mesurent bien une quantité Lagrangienne additionnelle aux courants Eulériens. D'autre part, elle a servi à montrer comment les RHF<sub>s</sub> mesurent cette quantité Lagrangienne liée à la dérive de Stokes. La démarche expérimentale employée dans cette étude consistait alors en une comparaison entre les courants Eulériens mesurés par différents AWAC<sub>s</sub>, mouillés dans l'EMSL, aux courants radiaux de quatre radars HF (CODAR : PAP et STF ; WERA : PAO et PAB), desquels sont soustraits les contributions théoriques évaluées pour des spectres de vagues, mesurés par les différents AWAC<sub>s</sub>.

Les coefficients de corrélations obtenus, lors de la comparaison entre les courants radiaux des radars HF et les courants Eulériens des AWAC<sub>s</sub>, bien que statistiquement différents de zéro à un niveau de confiance de 95%, restent typiquement inférieurs à 0.25. Ce premier résultat suggère que les radars HF mesurent une quantité Lagrangienne, en plus des courants Eulériens. En effet, en soustrayant les contributions possibles de la dérive de Stokes, induite par les vagues, des mesures radar HF, les corrélations avec les courants des AWAC<sub>s</sub> augmentent de manière significative (typiquement  $R > 0.45$ ). Pour l'ensemble des comparaisons réalisées, à savoir pour les quatre RHF<sub>s</sub> de l'EMSL et pour les trois AWAC<sub>s</sub> disponibles durant l'été 2013 et l'hiver 2016-2017, les plus forts coefficients de corrélations sont obtenus avec la dérive de Stokes de surface filtrée. Les résultats obtenus aboutissent à la même conclusion, à savoir que les RHF<sub>s</sub> mesurent la dérive de Stokes de surface filtrée, plutôt que la dérive de Stokes de surface, la moitié de la dérive de Stokes de surface ou bien la dérive de Stokes moyenne pondérée en profondeur, confirmant ainsi la validité des résultats théoriques de Longuet-Higgins et Phillips (1962) et Weber et Barrick (1977).

Outre la solidité théorique apportée par les études de Longuet-Higgins et Phillips (1962), pour le cas de vague colinéaire et de Weber et Barrick (1977), pour le cas général, les résultats obtenus sont similaires, pour les trois AWAC<sub>s</sub> mouillés à divers endroits dans l'EMSL et

pour les quatre radars HF, qui regardent dans différentes directions et qui ont des propriétés différentes (type de radar et fréquence de fonctionnement).

Cette conclusion permet aussi de rejeter les récents résultats expérimentaux de Röhrs et al. (2015). Bien que leurs résultats ne leur permettaient pas de conclure, puisque les incertitudes sur les courants des radars HF étaient plus grandes que la dérive de Stokes de surface filtrée calculée, Röhrs et al. (2015) ont soutenu l'idée, selon laquelle les radars HF ne mesureraient que les courants Eulériens moyens et non la dérive de Stokes de surface filtrée ou la dérive de Stokes de surface.

Même si les coefficients de corrélations obtenus dans cette étude sont significatifs, ces derniers restent modérés. Il faut prendre en considération que les courants mesurés par les AWACs, bien que projetés dans la direction radar, restent des mesures ponctuelles. Alors que les courants radiaux mesurés par les radars HF correspondent à une cellule de la grille polaire la plus proche des AWACs. Puisque la cellule est plus grande que la superficie couverte par les trois faisceaux des AWACs, cela pourrait affecter les comparaisons et réduire les corrélations.

De plus, les AWACs ne mesurent pas les courants Eulériens de la même manière que les radars HF. Typiquement, pour comparer les courants mesurés par les radars HF et les AWACs, il faudrait faire la même moyenne pondérée en profondeur sur le profil de courant des AWACs que les radars HF font lorsqu'ils mesurent les courants Eulériens moyens (voir équ.2.2). Dans cette moyenne pondérée, les poids les plus forts sont généralement à moins de 1 m de la surface. Or les profils de courant des AWACs commencent à 2 m de profondeur et sont donc incomplets. Ainsi, extrapoler le profil de courant des AWACs en surface, en utilisant la méthode décrite par Tamtare et al. (2019), pour ensuite intégrer de la surface à la profondeur à laquelle l'AWAC est mouillé avec des poids en décroissance exponentielle, pourrait permettre d'imiter la manière dont les radars HF mesurent les courants Eulériens. Cette approche pourrait sans doute améliorer les coefficients de corrélations.

Au-delà de mettre terme à un débat, la portée de cette étude est fondamentale pour

l'utilisation des données radars dans différentes applications, en particulier pour assimiler les courants des radars HF dans les modèles numériques océaniques et pour calculer les trajectoires Lagrangiennes d'objets ou de particules dérivant en surface.

## RÉFÉRENCES

- Abascal, A., Castanedo, S., Medina, R., Losada, I., Alvarez-Fanjul, E., 2009. Application of HF radar currents to oil spill modelling. *Mar. Pollut. Bull.* 58, 238–248.
- Andersen, O.B., Scharroo, R., 2011. Range and geophysical corrections in coastal regions: and implications for mean sea surface determination, in: *Coastal altimetry*. Springer, pp. 103–145.
- Ardhuin, F., Marie, L., Rascole, N., Forget, P., Roland, A., 2009. Observation and estimation of Lagrangian, Stokes and Eulerian currents induced by wind and waves at the sea surface. *J. Phys. Oceanogr.* 39, 2820–2838.
- Ballarotta, M., Ubelmann, C., Pujol, M.I., Taburet, G., Fournier, F., Legeais, J.F., Faugère, Y., Delepouille, A., Chelton, D., Dibarboure, G., et al., 2019. On the resolutions of ocean altimetry maps. *Ocean Science* 15, 1091–1109.
- Barrick, D., 1972. Remote sensing of the sea state by radar, in: *Remote sensing of the troposphere*. V. E. Derr, chap. 12, US Government Printing Office, Washington. , 186–192.
- Barrick, D.E., 1978. Hf radio oceanography—a review. *Boundary Layer Meteorol.* 13, 23–43.
- Barrick, D.E., Evans, M., Weber, B., 1977. Ocean surface currents mapped by radar. *Science* 198, 138–144.
- Barrick, D.E., Weber, B., 1977. On the nonlinear theory for gravity waves on the ocean's surface. part ii: Interpretation and applications. *J. Phys. Oceanogr.* 7, 11–21.
- Bjorkstedt, E., Roughgarden, J., 1997. Larval transport and coastal upwelling: an application of hf radar in ecological research. *Oceanography-Washington DC-Oceanography Society-10*, 64–67.
- Bojinski, S., Verstraete, M., Peterson, T.C., Richter, C., Simmons, A., Zemp, M., 2014. The concept of essential climate variables in support of climate research, applications, and policy. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 95, 1431–1443.
- Breivik, [U+FFFD], Allen, A., Maisondieu, C., Olagnon, M., 2013. Advances in search and rescue at sea. *Ocean Dyn.* 63, 83–68.
- Breivik, [U+FFFD], Sætra, [U+FFFD], 2001. Real time assimilation of HF radar currents into a coastal ocean model. *J. Mar. Syst.* 28, 161–182.
- Van den Bremer, T., Breivik, [U+FFFD], 2017. Stokes Drift. *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* 376, 20170104.

- Broche, P., De maitre, J., Forget, P., 1983. Mesure par radar décimétrique cohérent des courants superficiels engendrés par le vent. *Acta Oceanolog. Sin.* 6, 43–53.
- Chavanne, C., 2018. Do high-frequency radars measure the wave-induced Stokes drift? *J. Atmos. Oceanic Technol.* 35, 1023–1031.
- Chevallier, C., Herbette, S., Marié, L., Le Borgne, P., Marsouin, A., Péré, S., Levier, B., Reason, C., 2014. Observations of the ushant front displacements with msg/seviri derived sea surface temperature data. *Remote Sens Environ* 146, 3–10.
- Creamer, D.B., Henyey, F., Schult, R., Wright, J., 1989. Improved linear representation of ocean surface waves. *J. Fluid Mech.* 205, 135–161.
- Crombie, D., 1955. Doppler spectrum of sea echo at 13.56 Mc/s. *Nature* 175, 681–682.
- Deng, X., Featherstone, W., Hwang, C., Berry, P., 2002. Estimation of contamination of ers-2 and poseidon satellite radar altimetry close to the coasts of australia. *Mar. Geod.* 25, 249–271.
- 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 Sens.* 9, 826.
- Drapeau, G., 1992. Dynamique sédimentaire des littoraux de l'estuaire du saint-laurent. *Géographie physique et Quaternaire* 46, 233–242.
- El-Sabh, M.I., 1988. Physical oceanography of the St. Lawrence estuary, in: *Hydrodynamics of Estuaries*, vol. II, Estuarine Case Studies. CRC Press Boca Raton, Florida, pp. 61–78.
- El-Sabh, M.I., Silverberg, N., 2012. *Oceanography of a large-scale estuarine system: the St. Lawrence*. volume 39. Springer Science & Business Media.
- Emery, B.M., Washburn, L., Harlan, J.A., 2004. Evaluating radial current measurements from codar high-frequency radars with moored current meters. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 21, 1259–1271.
- Essen, H.H., 1993. Ekman portion of surface currents, as measured by radar in different areas. *Dtsch. Z. Hydro.* 45, 57–85.
- Essen, H.H., Gurgel, K., Schirmer, F., Sirkes, Z., 1996. Horizontal variability of surface currents in the dead sea. *Oceanographic Literature Review* 9, 853–854.
- Fabrizio, G.A., 2013. *High frequency over-the-horizon radar: fundamental principles, signal processing, and practical applications*. McGraw-Hill Education.
- Graber, H.C., Limouzy-Paris, C.B., 1997. Transport patterns of tropical reef fish larvae by spin-off eddies in the straits of florida. *Oceanography-Washington DC-Oceanography Society-* 10, 68–71.

- Gurgel, K.W., Antonischki, G., Essen, H.H., Schlick, T., 1999b. Wellen radar (wera): a new ground-wave hf radar for ocean remote sensing. *Coastal Eng. J.* 37, 219–234.
- Gurgel, K.W., Essen, H.H., Kingsley, S., 1999a. High-frequency radars: physical limitations and recent developments. *Coastal Eng.* 37, 201–218.
- Ha, E.C., 1979. Remote sensing of ocean surface current and current shear by HF backscatter radar. Technical Report. Stanford Univ CA Stanford Electronics Labs.
- Hasselmann, D., Dunckel, M., Ewing, J., 1980. Directional wave spectra observed during jonswap 1973. *J. Phys. Oceanogr.* 10, 1264–1280.
- Heron, M., Rose, R., 1986. On the application of hf ocean radar to the observation of temporal and spatial changes in wind direction. *IEEE J. Oceanic Eng.* 11, 210–218.
- Hodgins, D.O., 1994. Remote sensing of ocean surface currents with the seasonde hf radar. *Spill Sci. Technol. Bull.* 1, 109–129.
- Huang, N., Tung, C., 1976. The dispersion relation for a nonlinear random gravity wave field. *J. Fluid Mech.* 75, 337–345.
- Irvine, M., 2015. Monitoring coastal change in Newfoundland and Labrador: 2014 Update. Current Research Newfoundland and Labrador Departement of Natural Ressources Geological Survey, Report 15-1. , 263–276.
- Kenyon, K.E., 1969. Stokes drift for random gravity waves. *J. Geophys. Res.* 74, 6991–6994.
- Kitaigorodskii, S., 1983. On the theory of the equilibrium range in the spectrum of wind-generated gravity waves. *J. Phys. Oceanogr.* 13, 816–827.
- Koutitonsky, V.G., Bugden, G.L., 1991. The physical oceanography of the Gulf of St. Lawrence: a review with emphasis on the synoptic variability of the motion, in: Theriault, J.C. (Ed.), *The Gulf of St. Lawrence: small ocean or big estuary?*, Can. Spec. Publ. Fish. Aquat. Sci. 113. pp. 57–90.
- Laws, K., 2001. Measurements of near surface ocean currents using HF radar. University of California, Santa Cruz. Ph.D.thesis , 171 pp.
- Lewis, J., Shulman, I., Blumberg, A., 1998. Assimilation of Doppler radar current data into numerical ocean models. *Cont. Shelf Res.* 18, 541–559.
- Longuet-Higgins, M., Phillips, 1962. Phase velocity effects in tertiary wave interactions. *J. Fluid Mech.* 12, 333–336.
- Lygre, A., Krogstad, H.E., 1986. Maximum entropy estimation of the directional distribution in ocean wave spectra. *J. Phys. Oceanogr.* 16, 2052–2060.

- Morrow, R., Le Traon, P.Y., 2006. 15 years of satellite altimetry and mesoscale ocean dynamics, in: Proc. ESA Int. Workshop Paper, pp. 1585–1588.
- Ohlmann, J., Molemaker, M., Baschek, B., Holt, B., Marmorino, G., Smith, G., 2017. Drifter observations of submesoscale flow kinematics in the coastal ocean. *Geophys. Res. Lett.* 44, 330–337.
- Olascoaga, M.J., Rypina, I., Brown, M.G., Beron-Vera, F.J., Koçak, H., Brand, L.E., Halliwell, G., Shay, L.K., 2006. Persistent transport barrier on the west florida shelf. *Geophys. Res. Lett.* 33.
- Paduan, J., Washburn, L., 2013. High-Frequency Radar observations of ocean surface currents. *Annual Review of Marine Science* 5, 115–136.
- Phillips, O., 1960. The mean horizontal momentum and surface velocity of finite-amplitude random gravity waves. *J. Geophys. Res.* 65, 3473–3476.
- Phillips, O., 1985. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *J. Fluid Mech.* 156, 505–531.
- Phillips, O.M., 1958. The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves. *J. Fluid Mech.* 4, 426–434.
- Prandle, D., 1987. The fine-structure of nearshore tidal and residual circulations revealed by hf radar surface current measurements. *J. Phys. Oceanogr.* 17, 231–245.
- Prevosto, M., Krogstad, H., Barstow, S., Soares, C.G., 1996. Observations of the high-frequency range of the wave spectrum. *J. Offshore Mech. Arct. Eng.* 118, 89–95.
- Rypina, I.I., Kirincich, A.R., Limeburner, R., Udovydchenkov, I.A., 2014. Eulerian and lagrangian correspondence of high-frequency radar and surface drifter data: Effects of radar resolution and flow components. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 31, 945–966.
- Röhrs, J., Sperrevik, A.K., Christensen, K.H., Broström, G., Breivik, [U+FFFF], 2015. Comparison of HF radar measurements with Eulerian and Lagrangian surface currents. *Ocean Dyn.* 65, 679–690.
- Schmidt, R., 1986. Multiple emitter location and signal parameter estimation. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 34, 276–280.
- Sentchev, A., Forget, P., Fraunié, P., 2017. Surface current dynamics under sea breeze conditions observed by simultaneous hf radar, adcp and drifter measurements. *Ocean Dyn.* 67, 499–512.
- Stewart, R., Joy, J., 1974. HF radio measurements of surface currents. *Deep Sea Res.* 21, 39–49.

- Stokes, G., 1847. On the theory of oscillatory waves. *Trans. Cambridge Philos. Soc.* 8, 441–473.
- Tamtare, T., Dumont, D., Chavanne, C., 2019. Extrapolating Eulerian ocean currents for improving surface drift. *J. Atmos. Oper. Ocea.* (In Review) .
- Teague, C., 1986. Multifrequency hf radar observations of currents and current shears. *IEEE J. Oceanic Eng.* 11, 258–269.
- Teague, C., Vesecky, J.F., Hallock, Z.R., 2001. A comparison of multifrequency hf radar and adcp measurements of near-surface currents during cope-3. *IEEE J. Oceanic Eng.* 26, 399–405.
- Thomson, R.E., Emery, W.J., 2014. *Data analysis methods in physical oceanography.* Newnes.
- Ullman, D.S., O'Donnell, J., Kohut, J., Fake, T., Allen, A., 2006. Trajectory prediction using hf radar surface currents: Monte carlo simulations of prediction uncertainties. *J. Geophys. Res. Oceans* 111.
- Washburn, L., Reed, D., Ohlmann, C., Cudaback, C., Dever, E., 2005. A coastal observing system on the south-central coast for understanding regional circulation, pollutant transport, and dispersion, in: *California and the World Ocean'02: Revisiting and Revising California's Ocean Agenda*, pp. 582–590.
- Weber, B., Barrick, 1977. On the nonlinear theory for gravity waves on the ocean's surface. part i: Derivations. *J. Phys. Oceanogr.* 7, 3–10.
- WMO, 1998. *Guide to wave analysis and forecasting.* 2nd ed.. volume 702. World Meteorological Organization (WMO).