



**DYNAMIQUE DES TOURBILLONS BAROCLINES À SUB-MÉSOÉCHELLE EN  
ÉQUILIBRE CYCLOSTROPHIQUE DANS LE FJORD DU SAGUENAY**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ**

dans le cadre du programme de maîtrise en océanographie

en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences

**PAR**

**©ALEXANDRE LIVERNOCHE**

**novembre 2017**



**Composition du jury :**

**Louis-Philippe Nadeau, président du jury, Université du Québec à Rimouski**

**Daniel Bourgault, directeur de recherche, Université du Québec à Rimouski**

**Cédric Chavanne, codirecteur de recherche, Université du Québec à Rimouski**

**Peter Galbraith, codirecteur de recherche, Pêches et Océans Canada**

**Louis Gostiaux, examinateur externe, École Centrale de Lyon**

Dépôt initial le 28/04/2017

Dépôt final le 21/11/2017

# 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.



Science is a cooperative enterprise, spanning the generations. It's the passing of a torch from teacher, to student, to teacher. A community of minds reaching back to antiquity and forward to the stars.

- Neil deGrasse Tyson

## ***REMERCIEMENTS***

Tout d'abord, j'aimerais remercier mes directeurs, Daniel, Cédric et Peter, qui m'ont fait confiance lors de ce projet. Tous trois ont su m'épauler à l'ébauche du projet, puis tout au long de ma maîtrise; chacun contribuant à leur façon à la recherche et à ma formation. Daniel a été un directeur très pédagogue et il a su resté disponible malgré la distance. Il m'a orienté dans les succès et insuccès du projet, sans jamais hésiter à remettre en question ce qui avait déjà été fait. Il est également un très grand vulgarisateur, m'inculquant l'importance de transmettre nos recherches à un public plus large. Cédric a été ma référence en matière de tourbillons et a répondu présent pendant l'année sabbatique à Lyon de Daniel, répondant à mes nombreuses questions et me conseillant sur l'approche à prendre face à divers problèmes. Peter est un chercheur avec une grande expertise sur le terrain ce qui fut essentiel pendant la mission de 2015.

J'en profite d'ailleurs pour remercier les autres étudiants impliqués dans les missions de terrain; Fred et Melany pour leur travail en 2013 qui ont récoltés, sans le savoir, l'essentiel de mes données de maîtrise; puis Pascal pour nous avoir accompagné en 2015 et m'avoir aidé dans le traitement des données pendant son stage. Un remerciement particulier à Melany qui m'a beaucoup aidé à mon arrivée à l'ISMER en répondant à mes questions sur la maîtrise, les conférences, le terrain et autres, en plus d'être une référence clé sur le fjord.

Je tiens aussi à remercier Louis-Philippe Nadeau et Louis Gostiaux pour leur participation à l'évaluation de ce mémoire de maîtrise.

Je remercie également l'UQAR, LOJIQ, Québec-Océan ainsi que Daniel de m'avoir soutenue financièrement pour participer à deux congrès internationaux, soit l'Ocean Science Meeting en Nouvelle-Orléans et l'EGU à Vienne.

Enfin, j'aimerais remercier tous mes proches pour le support moral qu'ils m'ont apportés pendant ces quelques années de maîtrise. Que ce soit mes amis et collègues du NÉMO

(Claudie, Pascal, Fred, Julie-Anne, Jean-Christophe, Matthieu, Peter, Émilie, Joannie, Noémie, Phil, Tamara, Jean, Maude, Melany), mes amis de Magic (Gaël, Marco, Chénard, Antonin, Jeffrey, Martin, Potter, André, Thomas, Guillaume, Pat), mes amis de longues dates (Gui, Mary, P-O, Audrey, Steph, Seb, Alexis, Gui, Lary, Fabrice) ou bien ma famille, vous avez tous contribué à rendre le tout moins difficile. Merci à mes parents de continuer de croire en ce que je fais, malgré qu'ils n'approuvent pas toujours et le comprennent encore moins. Finalement, un remerciement spécial à Karine qui est venue me rejoindre jusqu'à Rimouski pour m'épauler et vivre avec moi, merci de m'avoir endurer pendant la rédaction.

## *RÉSUMÉ*

Les tourbillons et les phénomènes turbulents sont fondamentaux dans le transfert d'énergie entre les différentes échelles de l'océan, d'où l'importance d'en comprendre les mécanismes. Des tourbillons baroclines à sub-mésoéchelle en équilibre cyclostrophique ont été étudiés dans le fjord du Saguenay (Québec, Canada) à partir de données de mouillage, d'échantillonnage par bateau et d'images de la surface de l'eau prises de la rive, récoltées en 2013 et 2015. La balance cyclostrophique implique un équilibre entre la force centrifuge et la force de gradient de pression, considérant une force de Coriolis négligeable. La friction entre le fort courant de jusant et l'obstacle bathymétrique qu'est le cap de la Pointe-aux-Crêpes crée une couche limite de vorticité négative qui, en se détachant du cap, génère des tourbillons de quelques centaines de mètres de diamètre. Des transects à bord d'un bateau ont permis des mesures CTD, d'ADCP et d'échosondeur à travers la baie et plus spécifiquement près du cap afin de comprendre le phénomène de génération de tourbillons et l'influence d'un front sur celui-ci. Le premier tourbillon observé atteint un rayon maximal de  $\sim 115$  m avec une vitesse tangentielle moyenne de  $-0.11$  m s<sup>-1</sup> et est confiné dans la couche de surface au-dessus de la pycnocline. Les courants horizontaux de surface ont été déterminés par une méthode de vélocimétrie par image de particule (PIV) appliqu e à des images géoréférencées successives, technique peu utilis e dans le domaine. Il a été constaté que, sous certaines conditions, les patrons de surface de l'eau peuvent fournir de l'information suffisamment claire afin d'en extraire le champ de courants des tourbillons et de décrire leur évolution dans le temps. Bien que plusieurs tourbillons aient été observés, un seul a pu être analysé quantitativement, permettant néanmoins d'émettre des hypothèses sur la dynamique et l'évolution des autres tourbillons du fjord.

Mots clés : tourbillon, dynamique, fjord, PIV, cyclostrophie, sub-mésoéchelle

## *ABSTRACT*

Eddies and turbulence are fundamental in the energy transfer between the ocean's different scales, hence the importance of understanding their mechanisms. Submesoscale baroclinic eddies in cyclostrophic balance were studied in the Saguenay fjord (Québec, Canada) using mooring data, boat-based sampling and oblique images taken from shore, obtained in 2013 and 2015. Cyclostrophic balance implies equilibrium between the centrifugal force and the pressure gradient force, with negligible Coriolis effect. The shear between the strong ebb flow and the bathymetric obstacle of a cape in the fjord creates a boundary layer of negative vorticity which, by detaching itself from the cape, generates vortices that are hundreds of meters in diameter. Shipborne ADCP, echosounder and CTD transects across the front were measured in order to understand the eddy generation. The first observed vortex had a maximum radius of  $\sim 115$  m, an average tangential velocity of  $-0.11$  m s<sup>-1</sup>, and was trapped in the top layer of the water column above the pycnocline. The horizontal surface currents were determined using Particle Imagery Velocimetry (PIV) applied to successive georectified images. It was found that under certain conditions, sea surface patterns can provide sufficiently clear information to quantitatively capture the eddy current field and its evolution over time. Although many eddies were observed, only one was fully analysed quantitatively, which yielded some hypotheses on the dynamics and the evolution of such eddies in the fjord.

Keywords : eddy, dynamic, fjord, PIV, cyclostrophy, submesoscale

## *TABLE DES MATIÈRES*

REMERCIEMENTS . . . . .	vi
RÉSUMÉ . . . . .	viii
ABSTRACT . . . . .	ix
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	x
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xii
LISTE DES FIGURES . . . . .	xiii
INTRODUCTION GÉNÉRALE . . . . .	1
Les tourbillons . . . . .	1
Dynamique de génération . . . . .	3
Le fjord du Saguenay . . . . .	5
Le fjord du Saguenay . . . . .	8
Objectifs et hypothèses . . . . .	10
CHAPITRE 1	
MÉTHODOLOGIE . . . . .	11
1.1 Zone d'étude . . . . .	11
1.2 Mouillage . . . . .	12
1.3 Échantillonnage par embarcation . . . . .	13
1.4 Images géorectifiées . . . . .	15
1.4.1 Appareils photo . . . . .	15
1.4.2 Géorectification . . . . .	15
1.5 Vélocimétrie par images de particules . . . . .	17
1.5.1 Prétraitement . . . . .	18
1.5.2 Analyse . . . . .	19
1.5.3 Post-traitement . . . . .	19
CHAPITRE 2	
ANALYSE D'UN TOURBILLON . . . . .	21
2.1 Résultats . . . . .	21

2.1.1	Identification . . . . .	21
2.1.2	Mouillage et CTD . . . . .	21
2.1.3	PIV . . . . .	30
2.2	Discussion . . . . .	36
2.2.1	Génération . . . . .	36
2.2.2	Translation . . . . .	38
2.2.3	Transformation . . . . .	38
2.2.4	Front . . . . .	40
2.2.5	Autres tourbillons . . . . .	41
	CONCLUSION GÉNÉRALE . . . . .	47
	ANNEXE I	
	UTILISATION D'UN TÉLÉPHONE INTELLIGENT DANS LA GÉORECTIFICATION	
	D'IMAGE . . . . .	49
3.1	Introduction . . . . .	50
3.2	Méthode . . . . .	51
3.2.1	Géorectification . . . . .	51
3.2.2	Téléphone intelligent . . . . .	52
3.2.3	Montage expérimental . . . . .	53
3.3	Résultats . . . . .	53
3.3.1	Inclinaisons $\lambda$ et $\phi$ . . . . .	53
3.3.2	Géorectification . . . . .	54
3.4	Discussion . . . . .	55
3.5	Conclusion . . . . .	56
	ANNEXE II	
	SYSTÈME EN DEUX COUCHES . . . . .	68
	ANNEXE III	
	RELEVÉ DES OBSERVATIONS DE TOURBILLONS . . . . .	73
	RÉFÉRENCES . . . . .	75

## *LISTE DES TABLEAUX*

1	Détails des instruments du mouillage pour l'échantillonnage de juin 2013 et juillet 2015 ; le mouillage a effectué des déplacements horizontaux au gré des courants et un GPS était fixé à la bouée en surface pour suivre sa position. . .	13
2	Détails des instruments utilisés dans les transects en embarcation pour l'échantillonnage de juin 2013 et juillet 2015. . . . .	14
3	Caractéristiques du tourbillon <i>Alex</i> dérivées des champs de vitesse résultant de l'analyse PIV. . . . .	36
4	Inclinaison horizontale $\lambda$ (autour de l'axe $x$ ). Les angles provenant de la géo-rectification ont été obtenus en fixant la hauteur, le champ de vue et l'angle azimutal $\theta$ ; les angles provenant de l'accéléromètre et du capteur de rotation sont moyennés sur 10 s et l'erreur sur la mesure est l'écart-type sur la moyenne.	59
5	Inclinaison verticale $\phi$ (autour de l'axe $z$ ). Les angles provenant de la géo-rectification ont été obtenus en fixant la hauteur, le champ de vue et l'angle azimutal $\theta$ ; les angles provenant de l'accéléromètre et du capteur de rotation sont moyennés sur 10 s et l'erreur sur la mesure est l'écart-type sur la moyenne.	60
6	Relevé des observations par images et vidéos pour la mission de 2013. . . . .	73
7	Relevé des observations par images et vidéos pour la mission de 2013 (suite).	74
8	Relevé des observations par images et vidéos pour la mission de 2015. . . . .	74



## LISTE DES FIGURES

1	Processus de génération de tourbillon. La friction du courant de bord sur le cap crée une couche limite de vorticité relative négative ( $\zeta < 0$ ). En se détachant du cap, la couche limite, par sa différence de vorticité, engendre un tourbillon anticyclonique. Le fluide dans la couche limite, identifi�e par la zone gris�e, constitue le coeur du tourbillon. (Adapté de <a href="#">D'Asaro, 1988</a> ) . . .	4
2	Bathymétrie du fjord du Saguenay . . . . .	5
3	Schématisation des trois régimes de renouvellement dans le fjord du Saguenay ; renouvellements profonds (haut) automne-hiver, (milieu) hiver-printemps, et (bas) renouvellements intermédiaires d'été (tir�e de <a href="#">Belzile et al., 2016</a> ). . .	7
4	Bathymétrie de la baie en aval de Pointe-aux-Crêpes dans le fjord du Saguenay	9
5	Bathymétrie de la zone d'étude et position des équipements de mesure pour juin 2013 et juillet 2015. . . . .	12
6	Schématisation des paramètres de géorectification. . . . .	16
7	Illustration de l'algorithme de corrélation croisée appliqué dans la vélocimétrie par images de particules (PIV). . . . .	18
8	Niveau d'eau à Tadoussac le 6 juin 2013 ; la zone entre les deux lignes noires (19 :25 UTC et 22 :00 UTC) représente l'apparition du tourbillon <i>Alex</i> où la ligne pointill�e indique son passage au mouillage(20 :41 UTC). Données du niveau d'eau fournies par le Service hydrographique du Canada. . . . .	22
9	Translation du tourbillon <i>Alex</i> de cap de la Pointe-aux-Crêpes jusqu'à sa sortie de la baie. La ligne pointill�e blanche représente la position du coeur du tourbillon à travers la baie durant la période identifi�e à la figure 8, soit entre 19 :25 UTC et 22 :00 UTC. . . . .	23
10	Mise en évidence du tourbillon <i>Alex</i> (encadré pointillé blanc). (a) Image réelle prise à partir de la rive ouest de la baie à une hauteur de 57 m (48� 12.553' N ; 69� 54.488' W) ; (b) Image g�orectifi�e. . . . .	23
11	Vitesses horizontales et verticales mesur�es au mouillage moyenn�es sur 5 minutes ; le courant moyen à chaque profondeur est calculé sur les 40 minutes avant et après le passage de l'oeil du tourbillon, puis retranché des données afin d'obtenir les vitesses relatives au tourbillon. Le coeur du tourbillon passe au-dessus du mouillage entre 20 :34 UTC et 20 :49 UTC (lignes pointill�es) et son centre à 20 :41 UTC (ligne traitill�e). . . . .	24

- 12 (a) Modèle analytique de Rankine appliqué à la trajectoire du mouillage à travers le tourbillon (inspiré de [Lilly and Rhines \(2002\)](#)); (b) vitesses tangentielles en fonction du temps extraites du modèle selon la trajectoire du mouillage; (c) Vitesses transversales (gauche) et longitudinales (droite) en fonction du temps extraites du modèle selon la trajectoire du mouillage. . . . . 25
- 13 Profils CTD mesurés avant le tourbillon, soit en aval de la baie (lignes pointillées), au coeur du tourbillon (lignes pleines), puis après le passage du tourbillon, soit en amont de la baie (lignes traitillées). Le panneau de gauche présente la température (courbes noires) et la salinité (courbes bleues), alors que le panneau de droite présente la densité (courbes noires) et la fréquence de flotabilité (courbes bleues). Le panneau du centre montre le diagramme TS de certains profils . . . . . 26
- 14 Profil de température sur près de 40 m de la colonne d'eau mesuré par le mouillage. La zone non-grisée représente le passage du tourbillon sur le mouillage, où la ligne pointillée noire indique le coeur du tourbillon. La position des capteurs de température est illustrée par les lignes noires horizontales. 28
- 15 Élévation de surface (bleu) due au tourbillon et déplacement de la pycnocline associé (orange) (a) à l'échelle des déplacements, puis (b) à l'échelle de la colonne d'eau. Les courbes sont obtenues en assumant la balance cyclostrophique (éq. 2) à partir d'un profil moyen de vitesse obtenu par PIV (section 2.1.3, fig. 19). La faible déformation en surface entraîne un déplacement de la pycnocline près de 100 fois plus important. . . . . 29
- 16 (a) Vitesses transversales (gauche) et longitudinales (droite) en fonction du temps mesurées au mouillage. Les vitesses sont moyennées verticalement sur les premiers 10 m et temporellement à toutes les 2 minutes. Les extrémums délimitent le coeur du tourbillon entre 20 :34 UTC et 20 :49 UTC (lignes en pointillé). (b) Vitesses tangentielles en fonction du temps calculées à partir des vitesses transversales et longitudinales mesurées au mouillage. (c) Position du mouillage (cercle orange) lors du passage de *Alex* à la limite sud du coeur du tourbillon (haut) et à la limite nord (bas), soit les extrémums de vitesse tangentielle ; le coeur du tourbillon est également identifié (croix bleue). 31

17 Images géorectifiées centrées sur le coeur du tourbillon. Les courants de surface (flèches blanches) ont été déterminés par PIV appliquée sur une succession d’images géoréférencées et ont été moyennés sur 30 minutes. Le tourbillon passe sur le mouillage (point de couleur) entre 20 :27 UTC et 20 :58 UTC. La couleur sur le mouillage indique la température moyenne sur les premiers 10 m. Les vecteurs de couleur sont les vitesses moyennes mesurées par l’ADCP du mouillage à différentes profondeurs. La figure présente le début du cycle de vie du tourbillon : (a-b) génération ; (c-d-e-f) translation et passage au-dessus du mouillage. . . . . 33

18 Continuité de la figure 17. La figure présente la fin du cycle de vie du tourbillon : (a) passage au-dessus du mouillage ; (b-c) transformation. (d) Moyenne du champ de vecteurs sur 30 minutes centré à 20 :41 UTC. . . . . 34

19 (a) Vitesse tangentielle,  $v_\theta$ , et (b) vorticité,  $\zeta$ , en fonction de la distance au centre,  $r$ , d riv es du champ de courant obtenu par PIV. La gradation de couleur indique l’évolution dans le temps, soit la génération (vert), la vitesse maximale (noir) et la dissipation (bleu). Les modèles analytiques de tourbillon Rankine et Lamb-Oseen (courbes rouges) sont comparés aux données. 35

20 Processus de génération de tourbillon par détachement de couche limite appliqué dans le fjord du Saguenay. La friction du courant de bord sur un cap crée une couche limite de vorticité relative négative ( $\zeta < 0$ ). En se détachant du cap, la couche limite, par sa différence de vorticité, engendre un tourbillon anticyclonique. Le fluide dans la couche limite, identifi e par la zone gris e, constitue le coeur du tourbillon. . . . . 37

21 Vitesses horizontales et température mesur es au mouillage sur les premiers 30 m. Le coeur du tourbillon passe au-dessus du mouillage entre 20 :30 UTC et 20 :50 UTC (lignes en pointillé) et son centre à 20 :41 UTC (ligne en traitillé). 39

22 Courants moyens sur les premiers 10 m de la colonne d’eau relatif au courant de fond. Les mesures ont été r colt es par ADCP tracté par bateau sur des transects en zigzag à travers le front. Le champ de courant (flèches blanches) a été obtenu par interpolation 2D des courants relevés le long des transects (flèches noires). . . . . 41

23 Autres tourbillons identifiés lors de la mission 2013 ; (a) *Billy*, tourbillon anti-cyclonique d’envron 250 m de diamètre ; (b) *Charly*, tourbillon anti-cyclonique d’envron 125 m de diamètre. On note aussi la présence de signatures de surface d’ondes internes dans ces deux cas, soit g n r es naturellement (Bourgault et al., 2011, 2016) ou par le passage de navires marchands (Grue et al., 2016). . . . . 42

24	Allée de tourbillons observée le 10 juin 2013 (encadré blanc); les tourbillons sont encerclés (rouge). . . . .	43
25	(a) Intensité moyenne du courant sur les premiers 10 m de la colonne d'eau mesurée au mouillage dans les missions 2013 (haut) et 2015 (bas); les données ont été moyennées temporellement aux 15 minutes; les lignes pointillées représentent différentes observations de tourbillons. (b) Densité en fonction de la profondeur mesurée lors de profils CTD à travers la baie en 2013 (courbes pâles) et en 2015 (courbes foncées); les lignes plus épaisses représentent une moyenne de tous les profils à tous les 0.5 m pour 2013 et 2015.	46
26	Système d'axes et angles d'inclinaison. . . . .	57
27	Image avant géorectifications considéré comme l'origine (i.e. inclinaison [0,0]) (distance en pixels); les sept points de contrôle en rouge. . . . .	58
28	Support pour téléphone intelligent Flash Dock. . . . .	58
29	Exemple d'images avant géorectifications (distance en pixels). Les inclinaisons [0,0] (a), [10,0] (b), [15,10] (c) et [15,15] (d), avec les sept points de contrôle en rouge. . . . .	61
30	Inclinaison horizontale $\lambda$ (autour de l'axe $x$ ) pour les différentes méthodes d'acquisition; géorectification avec points de contrôle (rouge), accéléromètre (bleu) et capteur de rotation (vert). . . . .	62
31	Différence entre les résultats de la géorectification avec points de contrôle et les différents capteurs pour l'inclinaison horizontale $\lambda$ ; accéléromètre (vert) et capteur de rotation (bleu). . . . .	63
32	Inclinaison verticale $\phi$ (autour de l'axe $z$ ) pour les différentes méthodes d'acquisition; géorectification avec points de contrôle (rouge), accéléromètre (bleu) et capteur de rotation (vert). . . . .	64
33	Différence entre les résultats de la géorectification avec points de contrôle et les différents capteurs pour l'inclinaison verticale $\phi$ ; accéléromètre (vert) et capteur de rotation (bleu). . . . .	65
34	Images géorectifiées pour l'inclinaison [15,10] selon les différents modes d'acquisition (distances en mètre); géorectification avec points de contrôle (a), accéléromètre (b) et capteur de rotation (c). Les croix rouges indiquent les points de contrôle dans l'image (pixels), alors que les cercles bleus indiquent les points de contrôle dans le laboratoire (coordonnées en mètre). . .	66

35	Racine carrée de l'erreur quadratique moyenne (critère d'ajustement de la géorectification); géorectification avec points de contrôle (rouge), accéléromètre (bleu) et capteur de rotation (vert). . . . .	67
36	Systèmes en 2 couches. (Adaptée de <a href="#">Vallis (2006)</a> ) . . . . .	69

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

### Les tourbillons

Les tourbillons océaniques se présentent sous une très large gamme d'échelles temporelles et spatiales, allant de l'échelle dissipative de l'ordre du centimètre jusqu'aux plus grands gyres océaniques de milliers de kilomètres de diamètre. À plusieurs égards, les tourbillons sont des phénomènes turbulents qui favorisent le mélange dans l'océan. D'une part, ils participent aux échanges air-océan (Small et al., 2008) et, puisqu'ils enferment les masses d'eau de leur zone de formation, participent aussi aux transports de la température et de la salinité (Richardson et al., 1989). D'autre part, les tourbillons contribuent aux transports de nutriments sur de longues distances horizontales (Olson, 1991) et procurent ainsi l'équivalent d'oasis ambulantes pour l'écosystème marin (Denman and Gargett, 1983). Il a également été observé que les tourbillons peuvent créer des remontées de nutriments en surface, favorisant la production primaire (McGillicuddy and Robinson, 1997), et ce, même dans les zones désertiques de l'océan (Williams and Follows, 1998). L'implication des tourbillons dans l'écosystème marin montre l'importance d'en comprendre la dynamique.

Un tourbillon est défini comme une circulation fermée relativement persistante, c'est-à-dire que le temps de rotation d'une parcelle de fluide parcourant le tourbillon est plus court que le temps pendant lequel la structure de celui-ci reste identifiable (Cushman-Roisin and Beckers, 2011). En général, les tourbillons peuvent être décrits par l'équilibre entre la force centrifuge, la force de Coriolis et la force de gradient de pression. Cet équilibre s'exprime

$$\underbrace{\frac{v^2}{r}}_{\text{Force centrifuge}} + \underbrace{fv}_{\text{Force de Coriolis}} - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}}_{\text{Force de gradient de pression}} = 0, \quad (1)$$

où  $v$  est la vitesse orbitale,  $r$  est la coordonnée radiale,  $f$  le paramètre de Coriolis,  $\rho_0$  la masse volumique de l'eau et  $p$  la pression.

À très grande échelle ( $> 100$  km) et à mésoéchelle ( $\sim 100$  km), le rapport entre la force centrifuge et la force de Coriolis est très faible. Le rapport de ces forces est appelé le nombre de Rossby ; un nombre sans dimension défini tel que  $Ro = U/(fL)$  où  $U$  est l'échelle caractéristique de la vitesse orbitale du tourbillon et  $L$  la dimension caractéristique, soit le rayon. Ainsi, pour  $Ro \ll 1$ , le premier terme de l'équation 1 est négligé faisant place à un équilibre géostrophique, c'est-à-dire l'équilibre entre la force de Coriolis et la force de gradient de pression. Ce régime s'apparente aux gyres océaniques des larges échelles (Vallis, 2006). Présents dans les différents bassins océaniques, ils se distinguent en deux types, soit les gyres subtropicaux et les gyres subpolaires, et sont générés par les vents en fonction de la circulation atmosphérique. Les gyres forment une partie importante de la circulation océanique. À mésoéchelle, l'équilibre géostrophique se traduit par des tourbillons tels que les anneaux retrouvés dans la plupart des forts courants en bordure ouest des océans (*western boundary currents*) comme le Gulf Stream et le courant des Aiguilles (Robinson, 1983). Les anneaux sont d'intenses tourbillons de rayon variant entre 50 et 100 km avec une vitesse orbitale de l'ordre de  $1 \text{ m s}^{-1}$  (Carton, 2001). Leur formation est due à des instabilités dans la circulation de ces courants. Les instabilités engendrent des méandres qui s'élargissent, puis tendent à se refermer ; créant les anneaux. Les anneaux de courant enferment une portion des masses d'eau de leur lieu de formation, puis conservent leurs propriétés sur de longues distances, voyageant à une vitesse variant entre 0 et  $10 \text{ m s}^{-1}$  sur une période d'entre 1 et 3 ans (Carton, 2001).

Lorsque  $Ro \sim 1$ , la force centrifuge est comparable à la force de Coriolis. À sub-mésoéchelle ( $< 10$  km), ce régime se traduit par plusieurs processus produisant également un transport vertical dans la couche supérieure de l'océan (Thomas et al., 2008). Les tourbillons les plus étudiés sont les tourbillons cohérents à sub-mésoéchelles (TCS). Les TCS sont généralement plus petits que les tourbillons à mésoéchelle, mais conservent également les propriétés physico-chimiques de leur masse d'eau d'origine sur de longues échelles temporelle et spatiale, voyageant sur plus de 1000 km sur une période de plusieurs mois (McWilliams, 1985). McWilliams (1985) a documenté plusieurs TCS, dont les Meddies qui ont ensuite été

observés par [Richardson et al. \(1989\)](#), ou bien les tourbillons créés près des Grands Bancs de Terre-Neuve observés par [Bower et al. \(2013\)](#). Une propriété importante introduite par [McWilliams \(1985\)](#) est la cohérence de ces tourbillons. [Lesieur \(1993\)](#) définit la cohérence en considérant une masse de fluide à un temps donné, d'une forme identifiable et avec une certaine vorticité. Cette structure turbulente est dite cohérente si sa durée de vie est bien plus longue qu'un cycle de rotation du tourbillon.

À un nombre de Rossby élevé ( $Ro \gg 1$ ), la force centrifuge devient plus importante et la force de Coriolis est négligée dans l'équation 1, décrivant maintenant l'équilibre cyclostrophique ([Cushman-Roisin and Beckers, 2011](#); [McWilliams, 2006](#)) :

$$\frac{v^2}{r} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (2)$$

Ce régime est très présent à petite échelle et dans certains phénomènes à sub-mésoéchelle. Dans la littérature, il est surtout étudié en sciences atmosphériques dans l'étude des tornades par exemple ([Lewellen and Lewellen, 2007](#); [Wood and White, 2013](#); [Goncharov and Pavlov, 2001](#)). En milieu océanique, l'étude de ce régime est un peu plus restreinte vu la petite taille des tourbillons en balance cyclostrophique et leur durée de vie de quelques heures, soit plus courte que les TCS; par exemple, certaines études montrent l'influence des marées sur ces tourbillons ([Lee et al., 1999](#); [Nakamura et al., 2012](#)). Néanmoins, plusieurs études sur l'aspect théorique de ces tourbillons existent ([Lesieur, 1993](#); [Beckers et al., 2001](#); [Sugimoto et al., 2007](#)).

## **Dynamique de génération**

Les processus de génération de tourbillon sont variés et peuvent s'appliquer à différentes échelles de l'océan. Certains proviennent du forçage en surface par les vents, comme observés près de l'île de Vancouver ([Thomson and Gower, 1985](#)) et dans l'estuaire du Saint-Laurent ([Mertz et al., 1992](#)). D'autres se forment par le fort cisaillement présent dans les



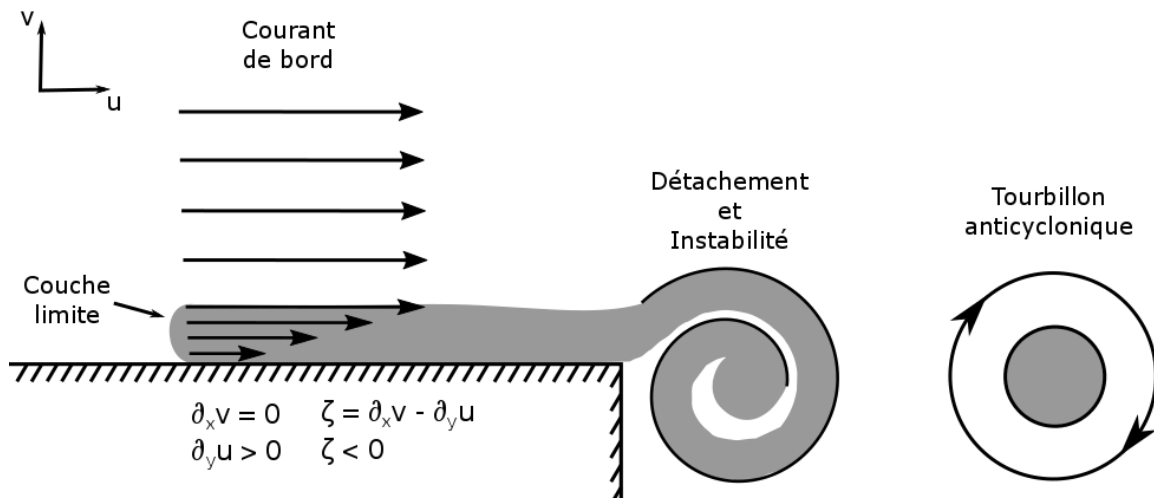


Figure 1: Processus de génération de tourbillon. La friction du courant de bord sur le cap crée une couche limite de vorticité relative négative ( $\zeta < 0$ ). En se détachant du cap, la couche limite, par sa différence de vorticité, engendre un tourbillon anticyclonique. Le fluide dans la couche limite, identifiée par la zone grisée, constitue le coeur du tourbillon. (Adapté de [D'Asaro, 1988](#))

fronts océaniques ([Manucharyan and Timmermans, 2013](#)). En général, la génération de tourbillon est en majeure partie attribuée à l'instabilité barocline et barotrope de courants marins de plus grandes échelles ([Klinger, 1994](#)), comme les anneaux du Gulf Stream tels qu'expliqués plus haut. À moins grande échelle, [Sheng \(2001\)](#) observe également cette génération par instabilité dans le courant de Gaspé dans le golfe du Saint-Laurent.

Bien que dans les milieux côtiers les tourbillons peuvent également être générés par l'instabilité d'un courant ou d'un front, l'interaction avec la bathymétrie et la côte doit également être prise en compte. Notamment, l'écoulement autour d'un cap peut mener à la formation de tourbillons. Pour un courant constant s'écoulant vers la droite près d'un cap orienté également à droite (fig. 1), la friction entraîne une diminution de l'intensité du courant jusqu'à l'annuler à la limite de la paroi, résultant en un gradient positif de vitesse en  $y$  ( $\partial_y u > 0$ ). Sachant que la vorticité est définie telle que

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3)$$

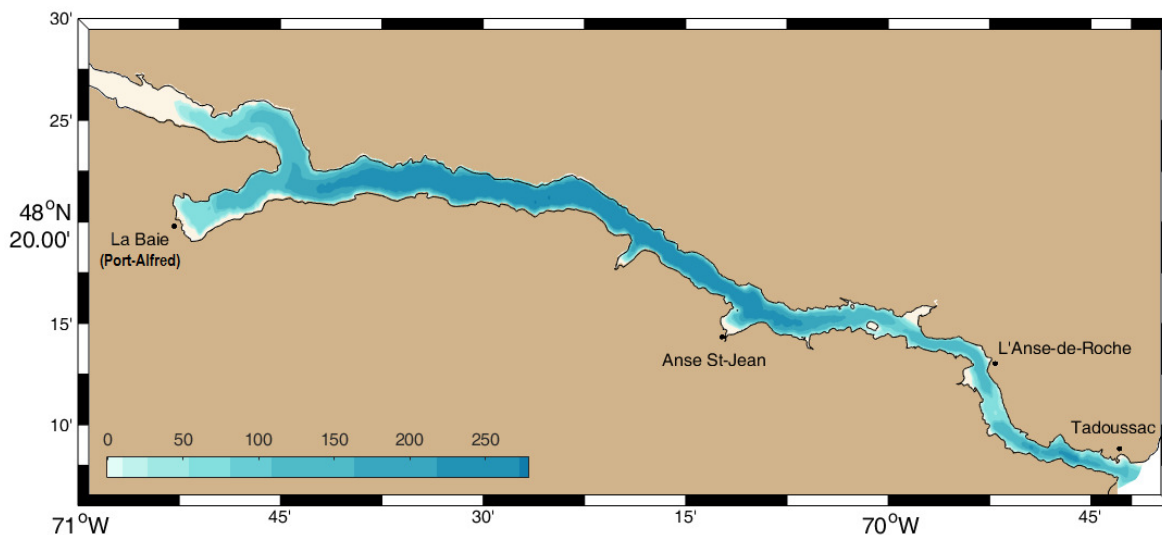


Figure 2: Bathymétrie du fjord du Saguenay

et que le gradient en  $x$  est nul ( $\partial_x v = 0$ ), la vorticité de la couche limite est donc négative. Ainsi, la paroi induit un moment de force négatif dans la couche limite qui, lorsque cette dernière se détache du cap, engendre un tourbillon anticyclonique. À noter que l'orientation du cap et la direction du courant peuvent varier et ainsi changer la vorticité de la couche limite; par exemple, pour un cap orienté à gauche et un courant s'écoulant également vers la gauche, une couche limite de vorticité positive est produite. D'Asaro (1988) présente des observations de ce processus de génération sur la côte de la mer de Beaufort. La formation de tourbillon par détachement de couche limite est bien connue en dynamique des fluides et fortement étudiée en laboratoire (Klinger, 1994; Cenedese and Whitehead, 2000). Ce type de processus se localise en milieu côtier et pourrait avoir lieu à des échelles semblables à celle du fjord du Saguenay par exemple.

### **Le fjord du Saguenay**

Le fjord du Saguenay situé sur la rive nord de l'estuaire du Saint-Laurent dans la province de Québec (fig. 2) fait l'objet de plusieurs études depuis les 50 dernières années

(Drainville, 1968; Seibert et al., 1979; Stacey and Gratton, 2001; Bélanger, 2003; Pelletier and Sévigny, 2009; Bourgault et al., 2012; Belzile et al., 2016), de par ses caractéristiques morphologiques particulières et son intérêt océanographique. Le fjord s'étend sur environ 120 km de long et entre 1 et 6 km de large. En plus d'un seuil d'une profondeur d'au plus 20 m à l'embouchure donnant sur l'estuaire, il contient deux autres seuils situés à 20 km et 30 km d'une profondeur d'environ 60 m et 120 m respectivement. Ces seuils séparent le fjord en trois bassins distincts d'une profondeur de 250 m pour le bassin externe, de 180 m pour le bassin intermédiaire et de 250 m pour le grand bassin interne.

Bien que le fjord ait été décrit comme un système en deux couches dans le passé (Drainville, 1968; Seibert et al., 1979), Bourgault et al. (2012) et Belzile et al. (2016) mettent plutôt en évidence un système en multicouches. Fortement influencé par l'estuaire du Saint-Laurent, le renouvellement des eaux du fjord et la stratification verticale ont une grande variabilité saisonnière pouvant être présentée sous trois régimes de circulation (fig. 3). D'abord, un régime automne-hiver permet le renouvellement des eaux profondes du fjord grâce au mélange des eaux intermédiaires, chaudes et salées, avec les eaux froides, salées et denses de l'estuaire qui sont advectées par dessus les seuils (Bourgault et al., 2012; Belzile et al., 2016). Ce renouvellement d'eaux profondes déplace les eaux intermédiaires vers la surface, vers la tête du fjord. Ensuite, un régime hiver-printemps permet un renouvellement en sous-surface causé par le changement brusque de salinité à l'embouchure du fjord, identifié comme eau supérieure dans la figure 3. Ces intrusions d'eau moins salées peuvent déplacer les eaux présentes dans le fjord vers le bas, remplaçant les premiers 100 m (Belzile et al., 2016). Enfin, un régime d'été permet le renouvellement des eaux intermédiaires par le mélange aux seuils d'eaux chaudes de surface et des eaux de la couche intermédiaire froide, emprisonnant les eaux de sous-surface (10-100 m) à la tête du fjord. Ainsi, ces trois régimes dépendent fortement de la dynamique estuarienne du Saint-Laurent et surtout de la variation saisonnière de sa circulation.

Les régimes de renouvellement du fjord sont également fortement influencés par l'am-

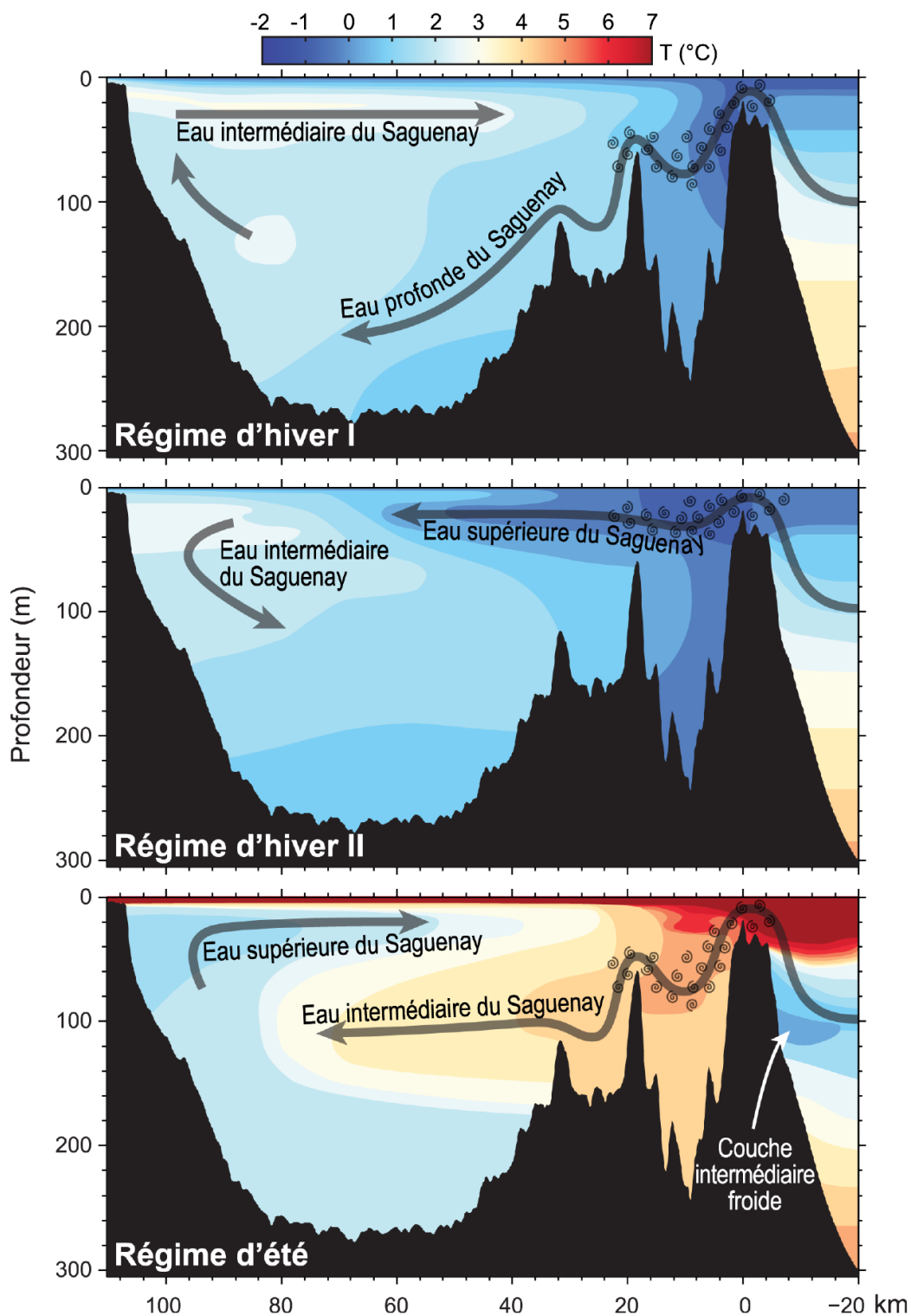


Figure 3: Schématisation des trois régimes de renouvellement dans le fjord du Saguenay ; renouvellements profonds (haut) automne-hiver, (milieu) hiver-printemps, et (bas) renouvellements intermédiaires d'été (tirée de [Belzile et al., 2016](#)).

plitude des marées dans l'estuaire du Saint-Laurent. La morphologie en entonnoir de l'estuaire fait en sorte que l'amplitude des marées augmente en remontant de l'aval vers l'amont (Bélanger, 2003). Ainsi, à l'embouchure du fjord du Saguenay, l'amplitude des marées est plus importante qu'à l'embouchure d'autres fjords connectés directement à l'océan. Cette amplitude varie entre 4 m à Tadoussac et 4.3 m à Port-Alfred en moyenne et peut atteindre plus de 6 m en vives eaux (Seibert et al., 1979). Or, les marées et le seuil peu profond à l'embouchure du fjord induisent de forts courants de marée qui diminuent graduellement en remontant le fjord. À l'embouchure, on mesure des courants de surface moyens de  $0.5 \text{ m s}^{-1}$  et pouvant atteindre jusqu'à  $3 \text{ m s}^{-1}$  (Seibert et al., 1979). Dans le bassin intérieur, l'influence des marées est moindre et les courants associés dépassent rarement le  $0.1 \text{ m s}^{-1}$  (Stacey and Gratton, 2001).

### **Tourbillons dans le fjord du Saguenay**

Belzile et al. (2016) mettent de l'avant le rôle du mélange turbulent comme un facteur important dans le renouvellement des eaux du fjord, que ce soit près des seuils ou au fond des bassins. Le mélange dans un fjord est essentiellement alimenté par l'énergie des marées (Gade and Edwards, 1980), pouvant être transformée par la friction contre les parois du fjord, les jets de marée et les ondes internes de hautes fréquences (Fer and Widell, 2007). Belzile et al. (2016) font aussi l'hypothèse que les ondes internes représentent une source importante de turbulence dans les couches profondes des bassins du fjord du Saguenay tout en soulignant que les frottements aux parois puissent aussi contribuer de façon significative au mélange des masses d'eau.

Dans le but initial d'étudier les ondes internes et leur contribution au mélange turbulent dans le fjord suite aux travaux de Bourgault et al. (2011), une mission d'échantillonnage en juin 2013 a été entreprise et a permis de recueillir des données de courants, ainsi que des profils de température et de salinité dans le fjord du Saguenay près du cap de Pointe-aux-

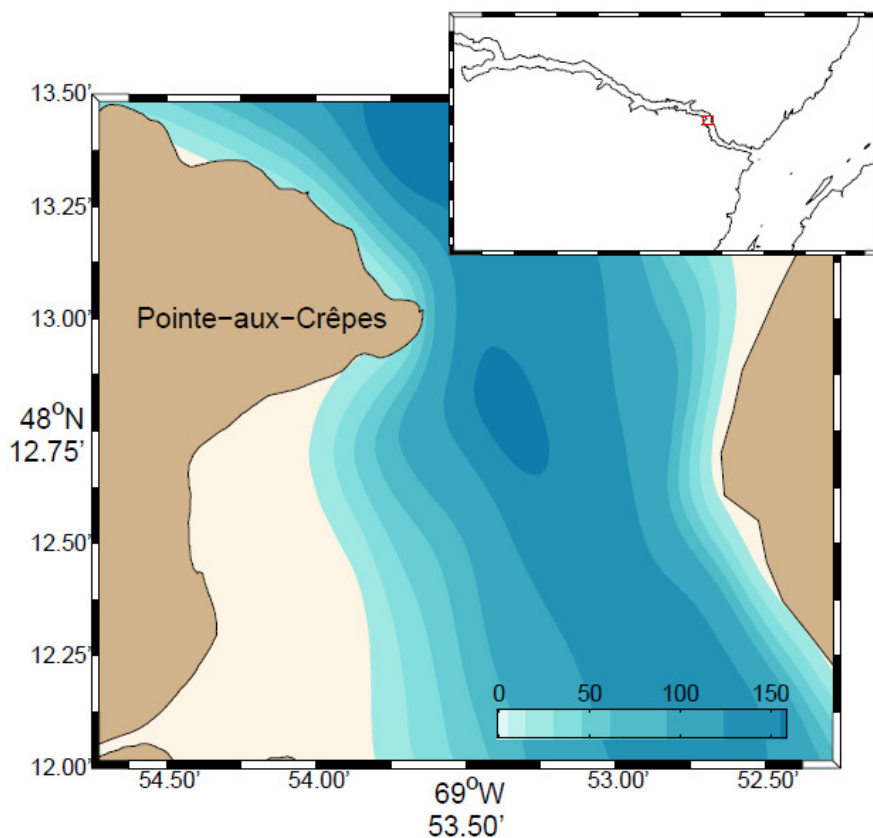


Figure 4: Bathymétrie de la baie en aval de Pointe-aux-Crêpes dans le fjord du Saguenay

Crêpes (fig. 4). Après quelques jours sur le terrain, l'analyse des photos de surface de l'eau, très utile dans l'étude des ondes internes, a permis l'observation de tourbillons de quelques centaines de mètres de diamètre transitant à travers la baie. Par hasard, la trajectoire d'un de ces tourbillons croisait celle du mouillage déployé au centre de la baie. Il s'agissait alors des premières observations documentées offrant des mesures complètes pour caractériser ce phénomène.

Les observations portent à croire que les tourbillons sont générés au cap de Pointe-aux-Crêpes, par la friction de l'écoulement sur la paroi rocheuse du cap, et sont souvent observés précédant ou suivant l'apparition d'un front en aval du cap. Ce type de turbulence peut être accompagné de cisaillements verticaux, favorisant le mélange. Les tourbillons peuvent

aussi contribuer au mélange horizontal modifiant les propriétés des masses d’eaux mises en contact momentanément avec ceux-ci et menant ultimement à modifier la distribution verticale moyenne des masses d’eaux. La présence de ces tourbillons en surface permet d’envisager un phénomène semblable en profondeur et leur analyse permettrait d’approfondir les connaissances sur les mélanges verticaux et horizontaux dans le fjord du Saguenay ([Belzile et al., 2016](#)).

## **Objectifs**

L’objectif principal du projet est de comprendre la dynamique régissant les tourbillons observés dans le fjord du Saguenay. Le projet tentera d’élucider les mécanismes de génération, de propagation, de transport et de dissipation de tels tourbillons. Ces différents processus sont fortement liés et nécessiteront une analyse approfondie des images et des données de courants, entre autres.

Les tourbillons sont la plupart du temps observés en présence d’un front en aval du cap. Un objectif secondaire du projet est d’analyser le front et comprendre les interactions possibles entre celui-ci et les tourbillons.

# CHAPITRE 1

## MÉTHODOLOGIE

### 1.1 Zone d'étude

La présente étude s'intéresse à une baie en aval du cap de Pointe-aux-Crêpes dans le fjord du Saguenay (fig. 4), faisant face au village d'Anse-de-Roche. La profondeur de la baie peut aller de quelques mètres près des berges jusqu'à une centaine de mètres au centre du fjord. La baie est également caractérisée par son cap dont la pente est autour de 33° d'inclinaison.

L'échantillonnage a été fait en deux parties, soit du 3 au 15 juin 2013 et du 5 au 11 juillet 2015. La première mission a permis d'observer pour une première fois les tourbillons. Des appareils photo étaient disposés en hauteur sur la rive ouest et un mouillage était ancré au centre de la baie (fig. 5 a). Quelques profils de température et salinité ont été relevés à travers la baie à partir d'une embarcation pneumatique<sup>1</sup>. La seconde mission a permis de recueillir davantage de données, plus spécifiquement autour du cap. Des appareils photo étaient placés sur la rive est et un mouillage était ancré à nouveau au centre de la baie (fig. 5 b). Un bateau équipé d'un courantomètre, d'un échosondeur et d'un capteur de température et de salinité sillonnait la baie pour avoir des profils sur l'ensemble de la baie<sup>2</sup>.

---

1. Voir aussi [Grue et al. \(2016\)](#) où une partie de ces mesures a été publiée pour documenter la génération d'ondes internes par le passage de navires commerciaux.

2. Une partie de ces mesures a aussi été publiée dans [Bourgault et al. \(2016\)](#) pour documenter la génération d'ondes internes solitaires.



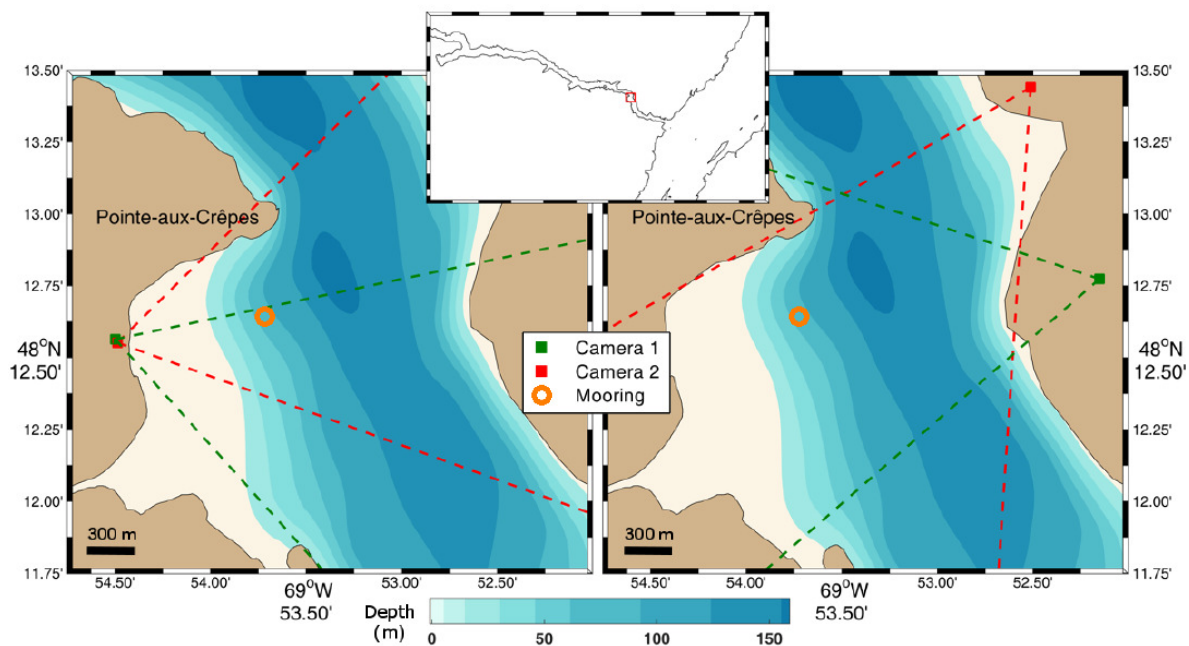


Figure 5: Bathymétrie de la zone d'étude et position des équipements de mesure pour juin 2013 et juillet 2015.

## 1.2 Mouillage

Un mouillage fut déployé lors des missions de 2013 et de 2015 au centre de la baie à  $48^{\circ}12.625'N$   $69^{\circ}53.725'W$ . Dans les deux cas, il était équipé en surface d'un courantomètre à effet Doppler (ADCP) et de capteurs de température et de pression sur les 40 et 30 premiers mètres de la colonne d'eau, pour 2013 et 2015 respectivement. Le mouillage permet un suivi des courants sur les 75 premiers mètres de la colonne d'eau et de la température sur les 30 à 40 premiers mètres de la colonne d'eau pendant le temps d'étude, permettant de mesurer directement les tourbillons. Le détail des instruments du mouillage est présenté dans le tableau 1.

Tableau 1: Détails des instruments du mouillage pour l'échantillonnage de juin 2013 et juillet 2015 ; le mouillage a effectué des déplacements horizontaux au gré des courants et un GPS était fixé à la bouée en surface pour suivre sa position.

période d'échantillonnage	instrument	fournisseur	modèle	profondeur (m)	intervalle (s)
3-8 juin 2013	ADCP (8336)	Teledyne RD Instrument	WH-S 300 kHz	0.0	10
9-15 juin 2013	ADCP (19732)	Teledyne RD Instrument	WH-S 300 kHz	0.0	10
3-15 juin 2013	Thermistor	RBR	TR-2050	3.5	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	7.0	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	10.5	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	14.0	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	17.5	1
	Thermistor	RBR	TR-2050	21.0	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	24.5	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	28.0	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	31.5	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	35.0	1
	Thermistor	RBR	TR-2050	38.5	1
5-11 juillet 2015	ADCP (20963)	Teledyne RD Instrument	Sentinel V 300 kHz	0.0	5
	Thermistor	RBR	TR-2050	3.5	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	7.0	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	10.5	1
	Thermistor	RBR	TR-2050	14.0	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	17.5	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	21.0	1
	Thermistor	RBR	TR-1060	24.5	1
	Thermistor	RBR	TR-2050	28.0	1

### 1.3 Échantillonnage par embarcation

En 2013, une embarcation pneumatique a été utilisée afin d'effectuer des relevés de température et de salinité à différents endroits dans la baie. Les relevés permettent d'avoir

des profils de température et de salinité à travers la baie pour caractériser des structures particulières ou des endroits spécifiques comme près des fronts, du cap ou de la falaise. Le détail des instruments est présenté dans le tableau 2.

Tableau 2: Détails des instruments utilisés dans les transects en embarcation pour l'échantillonnage de juin 2013 et juillet 2015.

période d'échantillonnage	instrument	fournisseur	modèle	intervalle (s)
3-15 juin 2013	CTD	Sea-Bird Electronics	SBE 19plus	0.25
	CTD	YSI	Castaway-CTD	0.20
5-11 juillet 2015	ADCP (23237)	Teledyne RD Instrument	Sentinel V 500 kHz	5
	Échosondeur	Biosonics	DTX 120 kHz	1.39
	CTD	Sea-Bird Electronics	SBE 19plus	0.25
	CTD	YSI	Castaway-CTD	0.20

En 2015, le Krill, un bateau de Pêches et Océans Canada, a été utilisé pour effectuer des transects à travers la baie. Le bateau tirait une plateforme équipé d'un ADCP, d'un échosondeur et d'une sonde CTD permettant de faire différents profils et caractériser l'ensemble de la baie, plus particulièrement le cap et le front qu'il génère. Le détail des instruments montés sur la plateforme est présenté dans le tableau 2 ; voir aussi [Bourgault et al. \(2016\)](#).

## 1.4 Images géorectifiées

### 1.4.1 Appareils photo

Durant la mission de 2013, deux appareils photo ont été placés sur trépied sur la rive ouest du fjord. Les appareils sont des Canon EOS 40D avec une image maximale de  $3888 \times 2592$  pixels (i.e. 10.1 Megapixels) ajusté à une distance focale de 17 mm. Le premier appareil était placé à  $48^{\circ}12.553'N$   $69^{\circ}54.488'W$  à une altitude de 57 m ( $\pm 8$  m) orienté vers l'amont de la baie et le cap (direction nord-est). Le second appareil était placé à  $48^{\circ}12.563'N$   $69^{\circ}54.498'W$  à une altitude de 49 m ( $\pm 6$  m) orienté vers l'aval de la baie et le seuil (direction est). Les appareils photo étaient en marche du lever au coucher du soleil et photographiaient à un intervalle d'une minute.

Durant la mission de 2015, deux appareils photo ont été placés sur la rive est du fjord. Le premier est un Canon EOS 6D avec une image maximale de  $5472 \times 3648$  pixels (i.e. 20.0 Megapixels) ajusté à une distance focale de 32 mm. Il était placé à  $48^{\circ}13.439'N$   $69^{\circ}52.513'W$  à une altitude de 82 m ( $\pm 8$  m) orienté vers la baie et l'ensemble du fjord (direction sud-ouest). L'appareil était connecté à un système automatisé et opéré par ordinateur accessible à distance par connexion internet. Le second appareil est un Canon EOS 40D avec une image maximale de  $3888 \times 2592$  pixels (i.e. 10.1 Megapixels) ajusté à une distance focale de 28 mm. Il était placé à  $48^{\circ}12.773'N$   $69^{\circ}52.150'W$  à une altitude de 155 m ( $\pm 8$  m) orienté vers la baie (direction ouest). Les appareils photo étaient en marche du levé au coucher du soleil et photographiaient à un intervalle d'une minute.

### 1.4.2 Géorectification

La méthode de géorectification de [Bourgault \(2008\)](#), adaptée de [Pawlowicz \(2003\)](#), consiste à attribuer à chaque pixel d'une image une latitude et une longitude sur le terrain. Pour se faire, il est nécessaire de connaître les paramètres extrinsèques de l'appareil photo

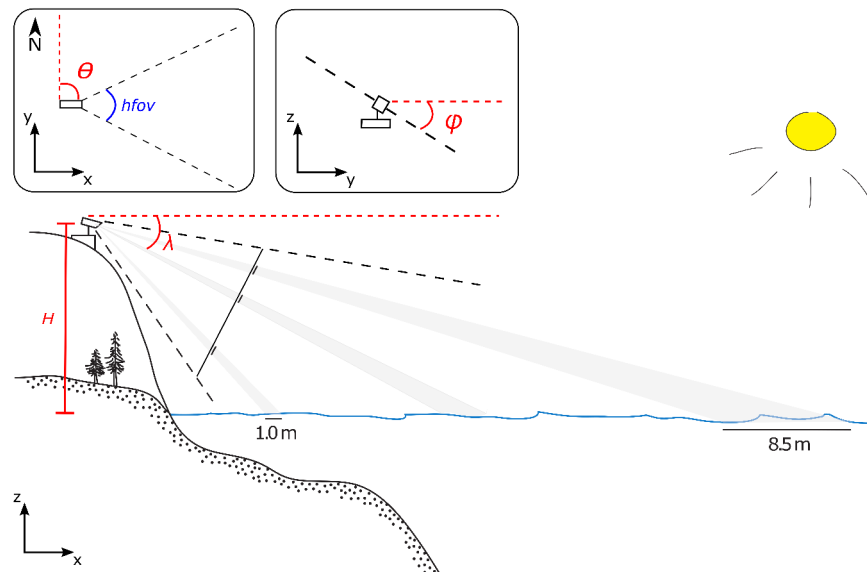


Figure 6: Schématisation des paramètres de géorectification.

soit sa position horizontale, son altitude  $H$ , ses inclinaisons horizontale,  $\lambda$ , verticale,  $\phi$ , et azimutale,  $\theta$  (fig. 6), de même que le paramètre intrinsèque, soit le champ de vue ( $hfov$ ).

En théorie, la connaissance exacte de ces paramètres avec un appareil photo sans aucune distorsion de lentilles et des conditions atmosphériques n'altérant pas l'image, la méthode de Pawlowicz (2003) pourrait faire une géorectification parfaite de l'image. En pratique, il est difficile de connaître avec haute précision tous ces paramètres. C'est pourquoi la méthode nécessite l'usage de points de contrôle. À partir de points dont les coordonnées images et terrestres sont connues, la méthode de Bourgault et al. (2015) utilise un algorithme de minimisation afin de trouver les paramètres minimisant l'écart entre les points de contrôle dans l'image et sur le terrain. Le nombre de points de contrôle doit être au moins égal au nombre de paramètres inconnus. Une méthode alternative a été expérimentée dans le but de s'affranchir des points de contrôle. Cette méthode consistant à utiliser les capteurs internes d'un téléphone intelligent afin d'obtenir les paramètres nécessaires à la géorectification a malheureusement été écartée suite à des difficultés lors de l'échantillonnage (voir Annexe 1).

## 1.5 Vélocimétrie par images de particules

L'analyse des images géorectifiées a été faite grâce à la vélocimétrie par image de particule, de l'anglais *particle image velocimetry* (PIV). La PIV est une méthode de visualisation de l'écoulement en mécanique des fluides (Thielicke and Stamhuis, 2014b). Principalement utilisée en laboratoire, elle consiste d'abord à placer des traceurs, comme des particules de verre ou de métal, dans le fluide étudié. Par la suite, il suffit d'illuminer le fluide avec un laser et de prendre des images de l'écoulement à l'aide d'un appareil photo. Lors de l'analyse, chaque image est divisée en un grand nombre de fenêtres d'interrogation. Un vecteur de déplacement est ensuite calculé pour chacune des fenêtres à l'aide d'algorithmes de corrélation et un champ de vecteur peut en être déduit pour chaque intervalle de temps.

Dans le cas de ce projet, bien que l'utilisation de bouées dérivantes en lieu de traceurs aurait été possible, aucun traceur n'a été placé dans la baie. Ce sont les patrons de surface qui font office de traceurs (fig. 7). Bien que leur visibilité est variable, ils sont présents dans l'ensemble de la baie et ne nécessitent aucune logistique de mise à l'eau ou de récupération contrairement à des bouées dérivantes. Ainsi, sous de bonnes conditions, les patrons de surface remplissent le rôle de traceurs pour l'analyse de la PIV et permettent d'obtenir un champ de courants variant dans le temps à travers la baie.

L'usage des patrons de surface amène néanmoins quelques limitations, puisqu'il n'y a pas que les tourbillons qui produisent des patrons à la surface de l'eau ; ceux produits par le vent et les vagues en sont de bons exemples. L'analyse de la baie entière par PIV parvient difficilement à discerner le mouvement du tourbillon des autres phénomènes ambiants. Afin d'éviter cette limitation, les images géorectifiées sont recadrées sur le centre apparent du tourbillon. Celui-ci est déterminé par une inspection visuelle rigoureuse de chaque image afin d'assurer une continuité et une stabilité dans la rotation du tourbillon. En centrant les images sur le tourbillon, son mouvement de translation est ainsi éliminé et seuls les patrons de surface associés à sa rotation sont analysés par la méthode PIV.

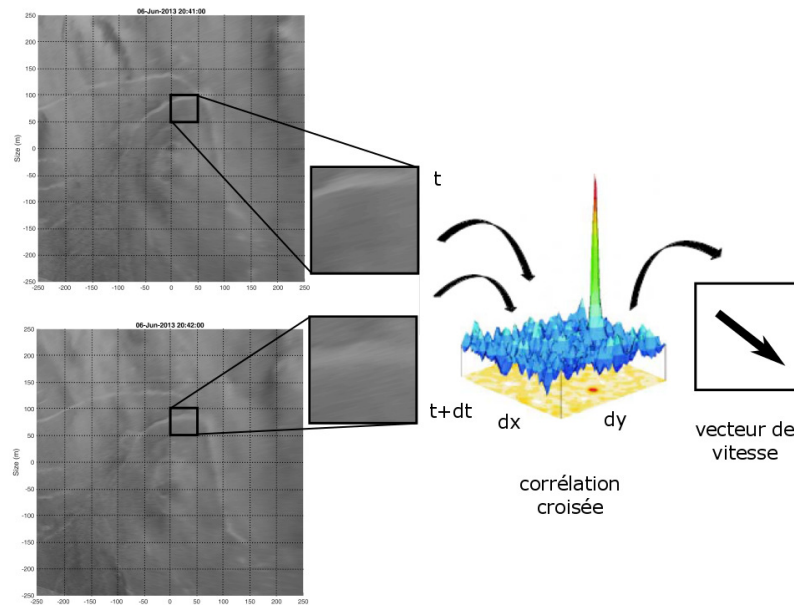


Figure 7: Illustration de l'algorithme de corrélation croisée appliqué dans la vélocimétrie par images de particules (PIV).

L'analyse PIV a été faite grâce à l'application Matlab PIVlab (Thielicke and Stamhuis, 2014a), créée dans le cadre de la thèse d'un des auteurs (Thielicke, 2014). Elle est facile d'utilisation et le blog présente des exemples utiles à la prise en main (<http://pivlab.blogspot.ca/>).

### 1.5.1 Prétraitement

Dans le but d'augmenter la qualité de l'analyse, quelques outils sont implémentés dans PIVlab pour améliorer les images. D'abord, l'égalisation adaptative d'histogramme limité en contraste (*contrast limited adaptive histogram equalization* (CLAHE)) permet d'améliorer le contraste des images en égalisant l'intensité sur de petites zones ; les régions avec une exposition différente sont alors optimisées séparément. Ensuite, un filtre d'intensité passe-haut permet de retirer les informations à basses fréquences spatiales pouvant avoir été introduites par un éclairage non homogène, ce qui élimine également les déplacements de basses fréquences.

Enfin, l'algorithme de PIVlab assume que le mouvement dans une fenêtre d'interrogation est uniforme, ce qui est rarement le cas dans la réalité. Les particules plus brillantes dans une fenêtre peuvent alors contribuer davantage statistiquement au calcul de corrélation, ce qui inclut un biais dans le résultat de la PIV. Une limite d'intensité est définie dans un dernier filtre (*intensity capping*), permettant de réduire ce biais. Les fenêtres utilisées pour la CLAHE et le filtre passe-haut sont de 256 pixels et 128 pixels respectivement.

### 1.5.2 Analyse

L'analyse de PIV s'effectue toujours sur une paire d'images séparée à intervalle d'une minute. L'algorithme de corrélation croisée utilisé emploie la transformée de Fourier discrète afin de localiser le pic d'intensité indiquant le déplacement le plus probable dans la fenêtre d'interrogation. Plusieurs passages sont nécessaires afin de réduire la perte d'information induite par la méthode de Fourier de base ([Thielicke and Stamhuis, 2014b](#)) et la grille d'interrogation est raffinée à chacun d'eux. Les dimensions des fenêtres utilisées sont de 2048, 1024, 512 et 256 pixels. Afin de pallier au cisaillement et à la rotation des patrons de surface qui peuvent élargir le pic d'intensité, la zone d'interrogation de la seconde image est déformée par interpolation spline suite à chaque passage à partir de l'information de déplacement calculée. L'information de déplacement est accumulée après chaque passage, permettant de déterminer le déplacement total avec grande précision. À noter que la précision de l'identification du pic d'intensité, d'abord limité aux pixels, est amenée aux sous-pixels grâce à une gaussienne ajustée sur la distribution d'intensité (2x3-point Gauss fit).

### 1.5.3 Post-traitement

Les champs de vecteur résultant de la PIV sont ensuite évalués afin d'en vérifier la fiabilité. D'abord, une limite de vitesse entre  $-0.5 \text{ m s}^{-1}$  à  $0.5 \text{ m s}^{-1}$  est imposée permettant de représenter de façon plus réaliste l'écoulement. De plus, des limites sont également fixées



selon l'équation

$$u_{limite} = \bar{u} \pm n \cdot \sigma_u \quad (1.1)$$

où  $\bar{u}$  est la vitesse moyenne,  $\sigma_u$  est la déviation standard, puis  $n$  a été fixé à 7. Les données au-delà de ces limites sont ensuite éliminées, puis remplacées par des valeurs interpolées spatialement en fonction des données restantes par résolution des conditions frontières. Enfin, les champs de vecteur sont lissés par des algorithmes impliquant la méthode des moindres carrés. La force du lissage peut être contrôlée et elle est ajustée au minimum dans cette analyse.

Les vitesses  $u$  et  $v$  des champs de vecteur peuvent ensuite être dérivées afin d'obtenir d'autres quantités physiques intéressantes pour l'analyse de tourbillon, comme la vorticité, la divergence, la vitesse de déformation et le taux de cisaillement ([Stamhuis and Videler, 1995](#)).

## CHAPITRE 2

### ANALYSE D'UN TOURBILLON

#### 2.1 Résultats

##### 2.1.1 Identification

Le tourbillon le plus clair parmi les deux périodes d'échantillonnage, celui qui a motivé cette recherche, a été identifié le 6 juin 2013 entre 19:30 UTC et 21:30 UTC, soit 1:10 après la marée haute à Tadoussac (fig. 8). Le tourbillon, surnommé *Alex*<sup>1</sup>, a été généré près de la Pointe-aux-Crêpes et a transité à travers la baie en aval du cap pendant un peu plus de 2 heures (fig. 9), effectuant 8 rotations complètes avant que la signature de surface se perde dans les autres patrons ambiants et complexes d'origine incertaine. La grandeur du tourbillon varie au cours de cette translation et les images permettent d'estimer un rayon maximal près de 140 m (fig. 10). Sur le terrain, le tourbillon n'a pas été repéré et ce n'est qu'une fois les photos analysées, géoréférencées et visionnées que sa présence est devenue apparente. En effet, la géorectification des images et l'amélioration des contrastes permettent de mieux percevoir la signature de surface du tourbillon, tel qu'il est possible de voir dans la figure 10.

##### 2.1.2 Mouillage et CTD

Tel que décrit dans le chapitre précédent, un mouillage était ancré au centre de la baie recueillant des données de courants et de température (section 1.2). Par un heureux hasard, l'oeil d'*Alex* a transité presque directement sur le mouillage, permettant d'obtenir un transect

---

1. Comme il est commun de faire en météorologie pour les ouragans, les tourbillons observés dans le fjord du Saguenay ont été surnommés en ordre alphabétique : Alex, Billy, Charly, etc.

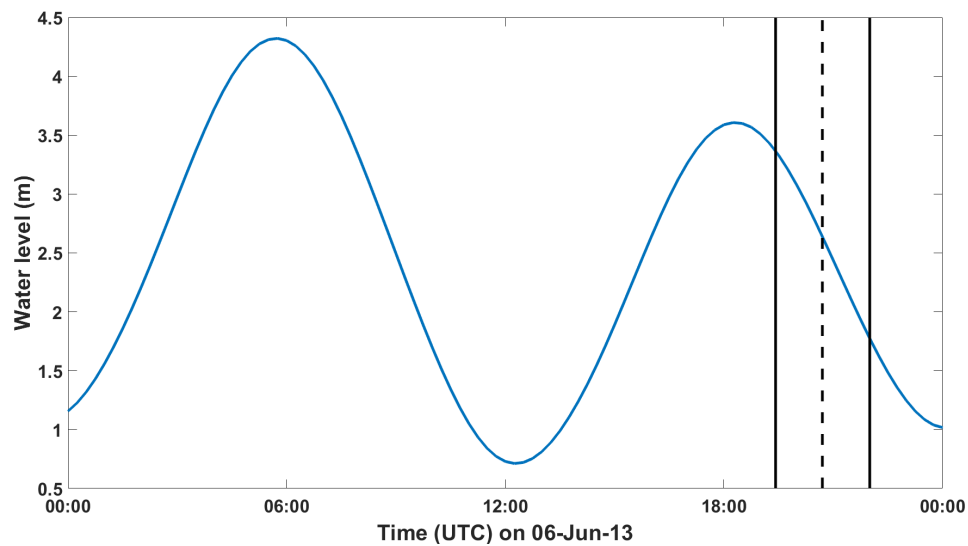


Figure 8: Niveau d'eau à Tadoussac le 6 juin 2013 ; la zone entre les deux lignes noires (19:25 UTC et 22:00 UTC) représente l'apparition du tourbillon *Alex* où la ligne pointillée indique son passage au mouillage (20:41 UTC). Données du niveau d'eau fournies par le Service hydrographique du Canada.

quasi linéaire sur tout le diamètre du tourbillon. La figure 11 présente les vitesses horizontales et verticales de ce transect auxquelles ont été retranchées les vitesses moyennes à chaque profondeur calculées sur les 40 minutes précédant et suivant le passage de l'oeil du tourbillon au mouillage dans le but d'éliminer le courant dominant, associé à l'écoulement du fjord, et de mettre en évidence les vitesses associées au tourbillon. Le centre d'*Alex* passe près du mouillage à 20:41 UTC, se manifestant par une inversion des courants transversaux ( $u$ ). Il apparaît également un courant nul au centre du tourbillon, tel que prédit par la théorie (Wu et al., 2006). Les vitesses longitudinales ( $v$ ) passent d'une vitesse négative sur les bords du tourbillon à une vitesse positive au centre, ce qui ne concorde pas, à première vue, avec le modèle analytique illustré par Lilly and Rhines (2002). Néanmoins, le transect relevé par le mouillage n'est pas linéaire, alors cette transition entre des vitesses positives et négative est plausible si on considère la trajectoire réelle (fig. 12). Il est à noter que la correction sur les données du mouillage pour éliminer le courant dominant n'est pas parfaite et un courant résiduel peut subsister expliquant l'écart entre les données de la figure 11 et le modèle de la

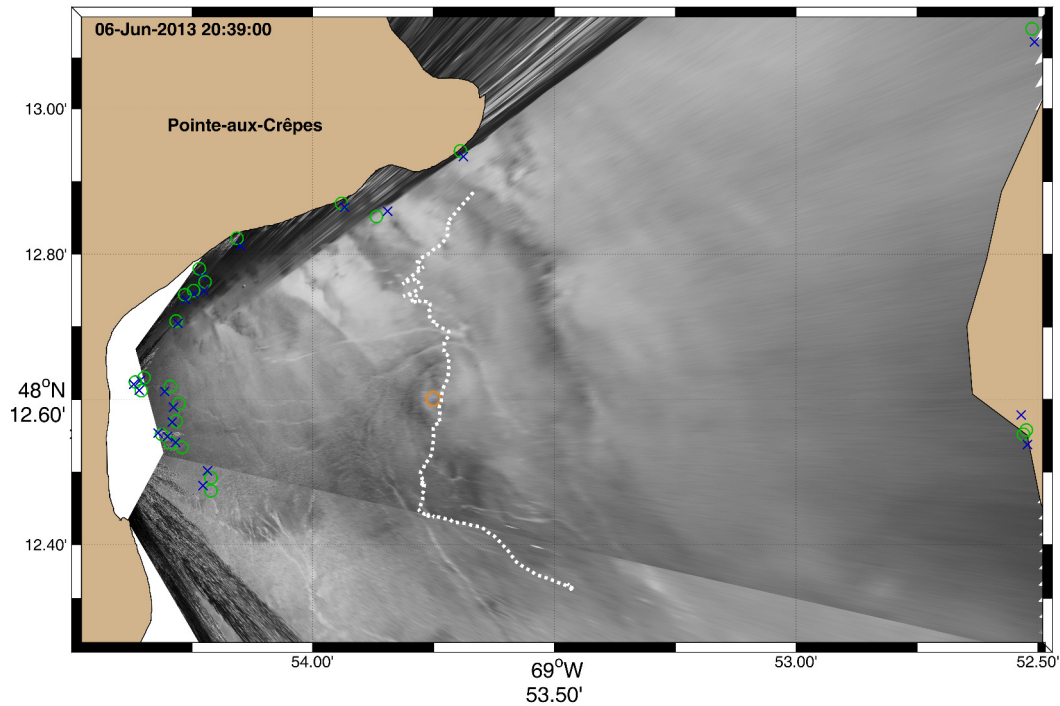


Figure 9: Translation du tourbillon *Alex* de cap de la Pointe-aux-Crêpes jusqu'à sa sortie de la baie. La ligne pointillée blanche représente la position du coeur du tourbillon à travers la baie durant la période identifiée à la figure 8, soit entre 19:25 UTC et 22:00 UTC.

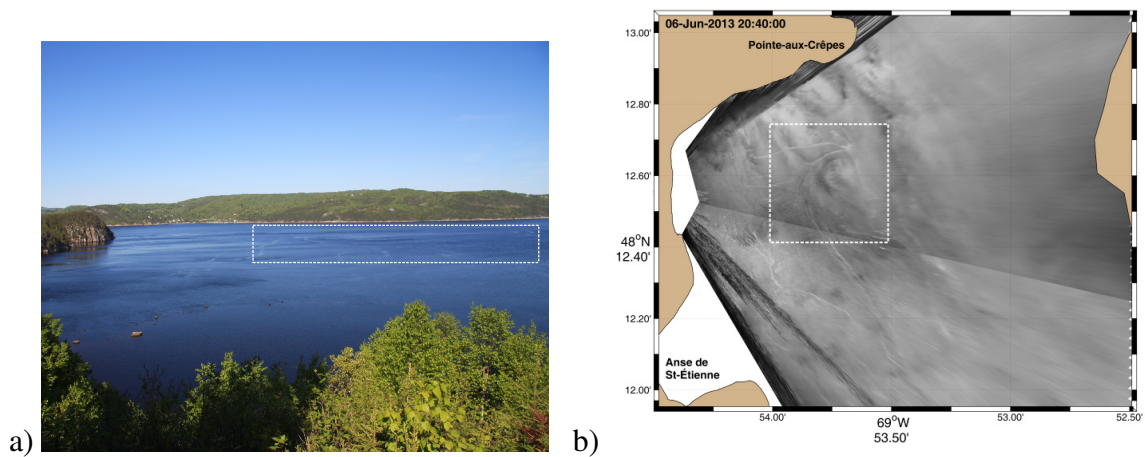


Figure 10: Mise en évidence du tourbillon *Alex* (encadré pointillé blanc). (a) Image réelle prise à partir de la rive ouest de la baie à une hauteur de 57 m ( $48^{\circ}12.553' N$ ;  $69^{\circ}54.488' W$ ); (b) Image géorectifiée.

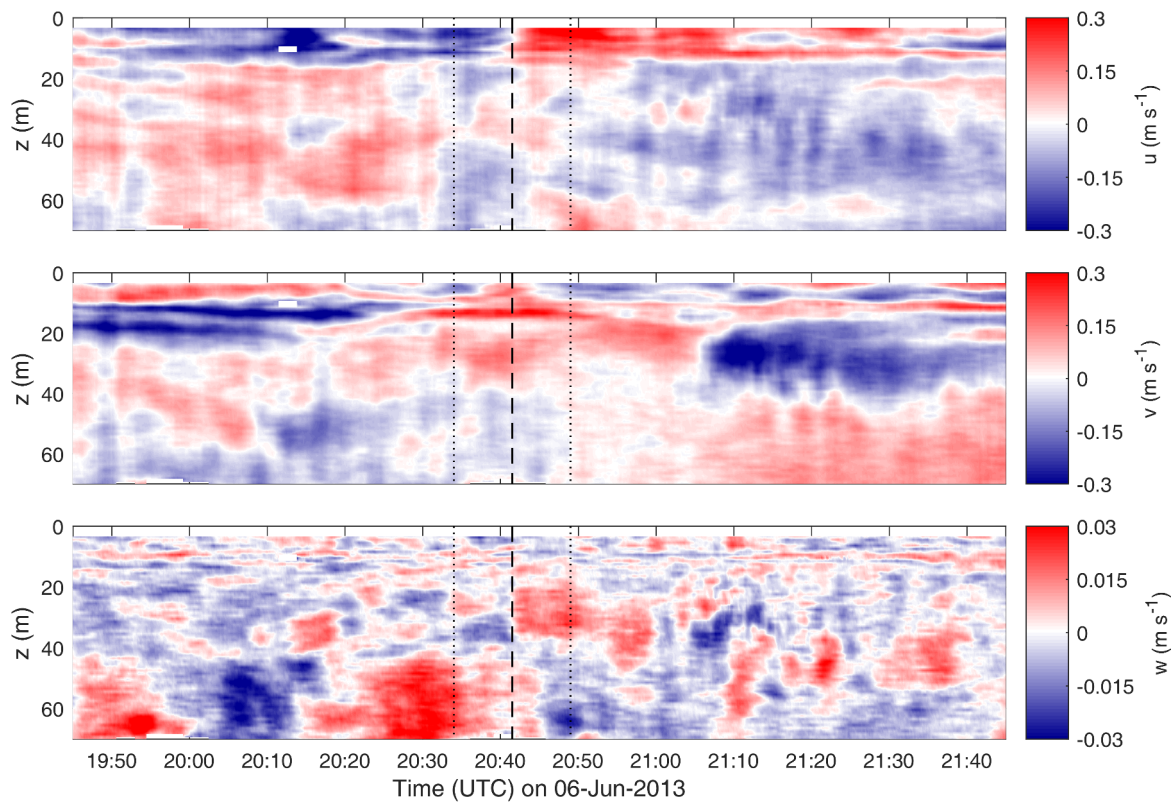


Figure 11: Vitesses horizontales et verticales mesurées au mouillage moyennées sur 5 minutes; le courant moyen à chaque profondeur est calculé sur les 40 minutes avant et après le passage de l’œil du tourbillon, puis retranché des données afin d’obtenir les vitesses relatives au tourbillon. Le cœur du tourbillon passe au-dessus du mouillage entre 20:34 UTC et 20:49 UTC (lignes pointillées) et son centre à 20:41 UTC (ligne traitillée).

figure 12. En ce qui concerne les vitesses verticales, elles sont d’un ordre de grandeur plus faible que les vitesses horizontales et le tourbillon ne semble pas avoir de signature verticale particulière. Enfin, il est important de noter que la signature du tourbillon est confinée dans les premiers 10 m de la colonne d’eau, ce qui est mis en évidence par le profil des vitesses transversales. Néanmoins, un courant amont sous les premiers 10 m semble coïncider avec le passage du tourbillon, bien qu’il n’y ait rien dans la littérature pour l’expliquer.

Des profils de salinité, de température et de densité ont été relevés aux alentours du mouillage, permettant d’illustrer la stratification verticale (fig. 13). Ces profils CTD ont été

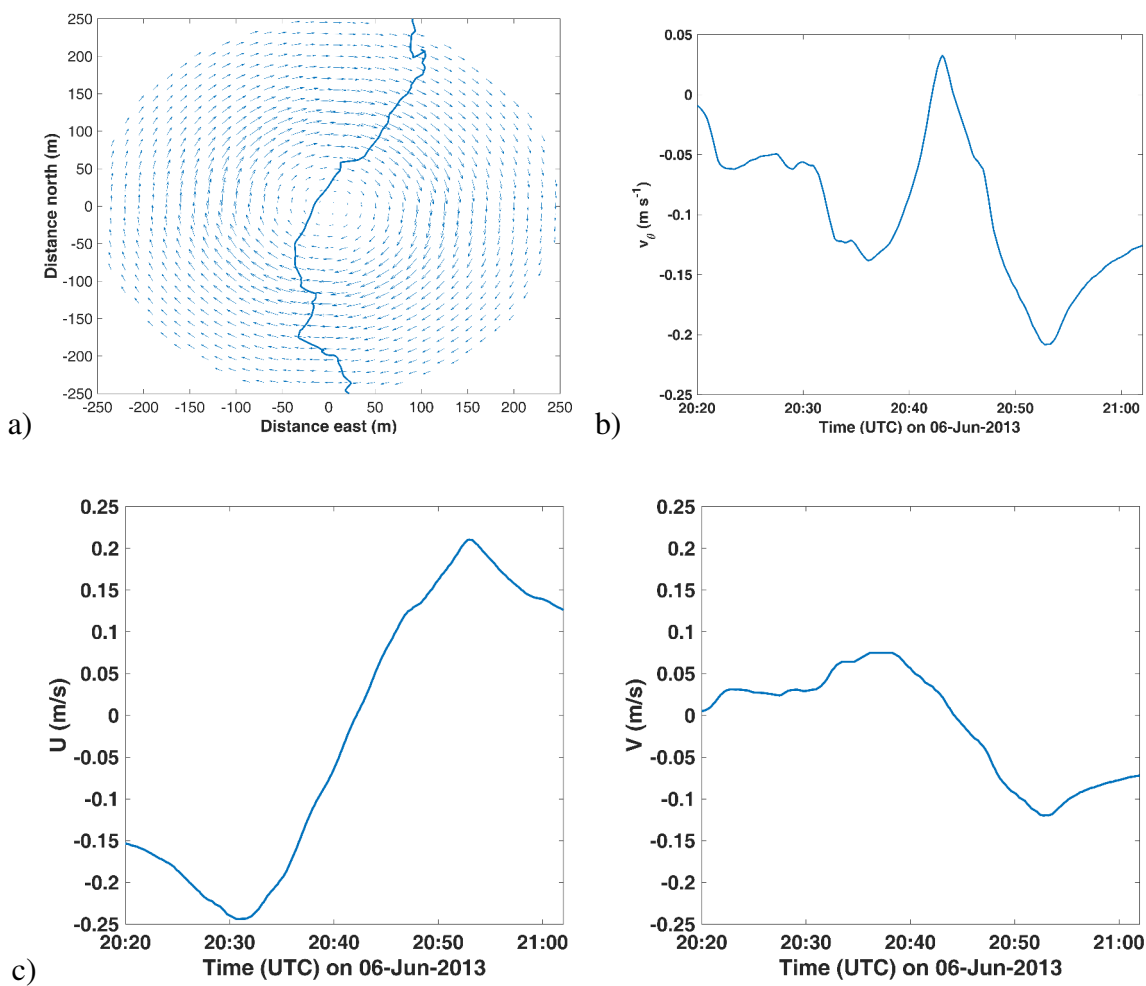


Figure 12: (a) Modèle analytique de Rankine appliqué à la trajectoire du mouillage à travers le tourbillon (inspiré de [Lilly and Rhines \(2002\)](#)); (b) vitesses tangentielles en fonction du temps extraites du modèle selon la trajectoire du mouillage; (c) Vitesses transversales (gauche) et longitudinales (droite) en fonction du temps extraites du modèle selon la trajectoire du mouillage.

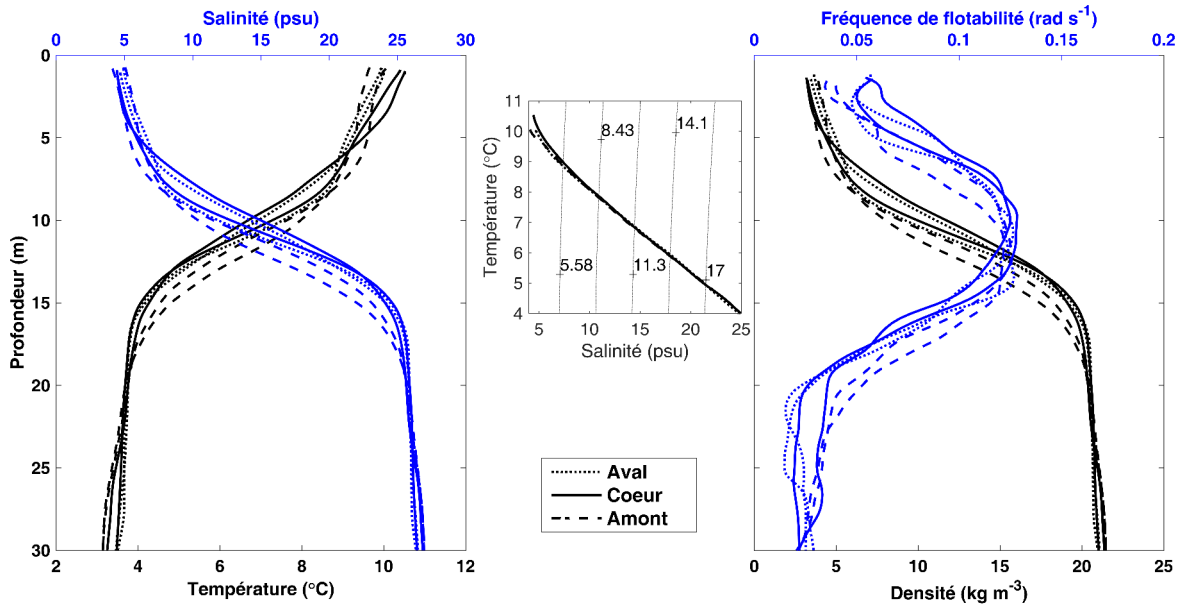


Figure 13: Profils CTD mesurés avant le tourbillon, soit en aval de la baie (lignes pointillées), au coeur du tourbillon (lignes pleines), puis après le passage du tourbillon, soit en amont de la baie (lignes traitillées). Le panneau de gauche présente la température (courbes noires) et la salinité (courbes bleues), alors que le panneau de droite présente la densité (courbes noires) et la fréquence de flottabilité (courbes bleues). Le panneau du centre montre le diagramme TS de certains profils

relevés au devant, au centre, puis après le tourbillon et ne diffèrent que très peu les uns des autres. Les profils montrent également une relation serrée entre la température et la salinité, puisqu'une thermocline et une halocline coïncident à 10 m ; relation également visible dans le diagramme TS de la figure 13. Cette relation se traduit naturellement dans le profil de densité et permet de calculer une fréquence de flottabilité confirmant la présence d'une pycnocline à 10 m avec un maximum à 0.14 rad/s, sachant que la fréquence de flottabilité s'exprime telle que

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \left( \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial z} \right), \quad (2.1)$$

où  $g$  est l'accélération gravitationnelle et  $\sigma_\theta$  est la densité potentielle.

Les profils de température relevés par le mouillage (fig. 14) démontrent également la présence d'une thermocline autour de 10 m de profondeur, qu'il est possible d'associer à une pycnocline. *Alex* serait donc confiné dans la couche de surface au-dessus de cette pycnocline, séparant une couche de surface entre 8-10 °C et une couche de fond entre 3-4 °C. Il semble également y avoir un déplacement de la thermocline, donc de la pycnocline, associée au passage du tourbillon. En supposant une vitesse tangentielle de  $-0.12 \text{ m s}^{-1}$  et un rayon de 100 m (valeurs tirées de l'analyse PIV), le nombre de Rossby peut être estimé à 11, ce qui correspond au régime cyclostrophique. Ainsi, il est possible d'obtenir une estimation de l'élévation du niveau d'eau, puis du déplacement de la pycnocline associé au tourbillon. En effet, à partir de l'équation 2, la pression à la surface peut être calculée à partir des vitesses horizontales, telle que

$$p = \rho_0 \int \frac{v^2}{r} dr \quad (2.2)$$

où  $v$  est la vitesse orbitale,  $r$  est la coordonnée radiale,  $\rho_0$  la masse volumique de l'eau et  $p$  la pression. Or, l'équilibre hydrostatique permet d'estimer l'élévation du niveau d'eau à partir de la pression, telle que

$$\eta_0 = \frac{p}{g\rho_0} \quad (2.3)$$

où  $\eta_0$  est l'élévation et  $g$  l'accélération gravitationnelle. Considérant un système à deux couches (voir annexe 2), la relation entre l'élévation de surface et le déplacement de la pycnocline s'exprime comme

$$\eta_1 = -\frac{g}{g'} \frac{H}{H_2} \eta_0 \quad (2.4)$$

où  $\eta_1$  est le déplacement de la pycnocline,  $g'$  l'accélération gravitationnelle relative,  $H$  le niveau moyen à la surface et  $H_2$  le niveau moyen de la pycnocline. Ainsi, la figure 15 montre une représentation de cette relation. Il résulte une dépression à la surface de  $\sim 1.5 \text{ mm}$  et une élévation de la pycnocline de  $\sim 10.3 \text{ cm}$ . Toutefois, la résolution spatiale en température de notre mouillage se limite aux 3.5 m qui séparent chacun des capteurs (tab. 1). Il est donc peu probable que le mouillage puisse résoudre l'influence du tourbillon sur la pycnocline. Les déplacements de la thermocline visibles dans le profil de température sont possiblement dus



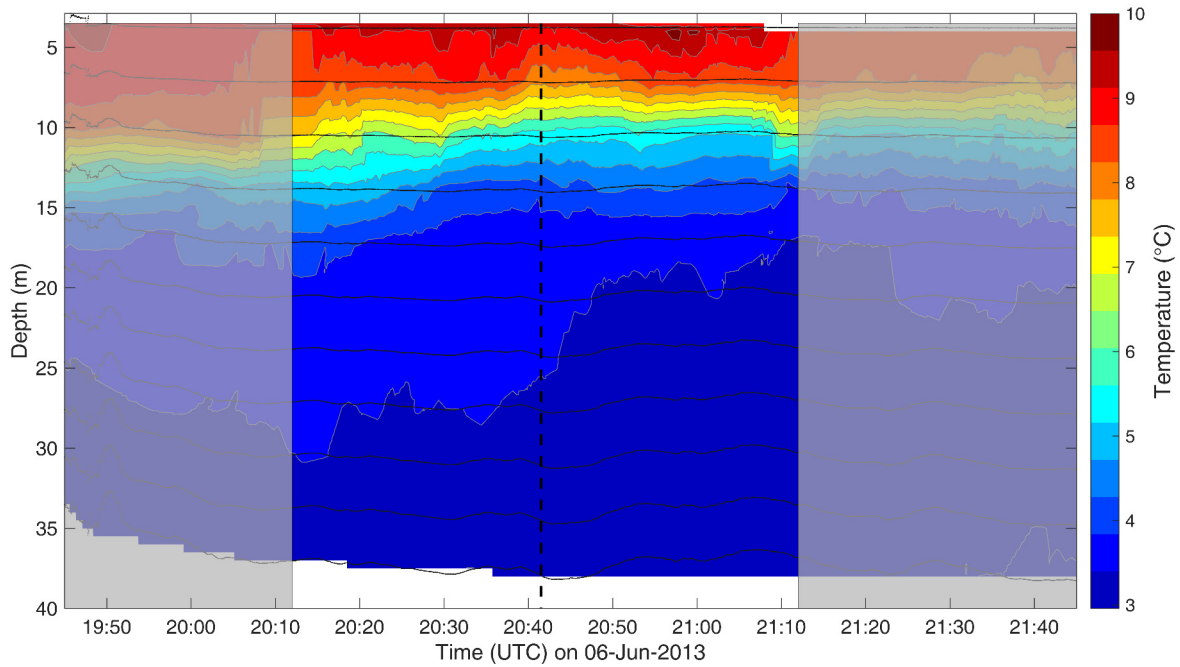


Figure 14: Profil de température sur près de 40 m de la colonne d'eau mesuré par le mouillage. La zone non-grisée représente le passage du tourbillon sur le mouillage, où la ligne pointillée noire indique le coeur du tourbillon. La position des capteurs de température est illustrée par les lignes noires horizontales.

à d'autres variations temporelles et spatiales communes dans le fjord.

Divers modèles analytiques existent dans la littérature pour décrire la dynamique des tourbillons; potentiel, Taylor, Rankine et Lamb-Oseen en sont des exemples (Kundu et al., 2012; Agrawal and Prasad, 2003). Le modèle de Rankine étant plus facile à simuler, il est souvent mis de l'avant à titre comparatif. Un vortex de Rankine est défini par une distribution de vitesses azimutales (ou tangentielles), les composantes radiales étant nulles, telle que

$$v_{\theta}(r) = \begin{cases} \Gamma r / 2\pi R^2 & r \leq R \\ \Gamma / 2\pi r & r > R \end{cases} \quad (2.5)$$

où  $\Gamma$  est la circulation,  $R$  le rayon du tourbillon et  $r$  la coordonnée radiale. Ainsi, le coeur du tourbillon ( $r \leq R$ ) s'exprime comme une rotation d'un corps solide, alors qu'à l'extérieur

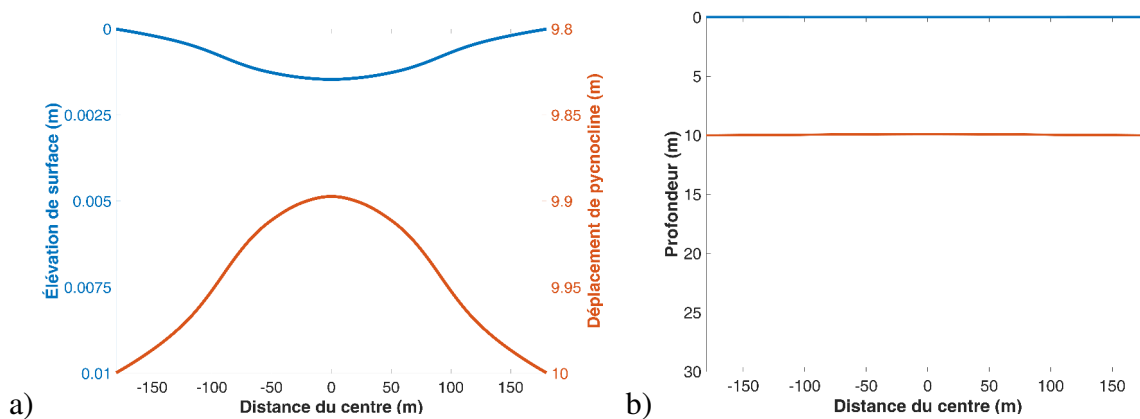


Figure 15: Élévation de surface (bleu) due au tourbillon et déplacement de la pycnocline associé (orange) (a) à l'échelle des déplacements, puis (b) à l'échelle de la colonne d'eau. Les courbes sont obtenues en assumant la balance cyclostrophique (éq. 2) à partir d'un profil moyen de vitesse obtenu par PIV (section 2.1.3, fig. 19). La faible déformation en surface entraîne un déplacement de la pycnocline près de 100 fois plus important.

il s'agit d'un écoulement irrotationnel. La transition entre ces deux régimes d'écoulement définit le rayon du tourbillon et correspond également au maximum de vitesse. Tel que mentionné plus haut, [Lilly and Rhines \(2002\)](#) illustre bien le transect d'un mouillage à travers un tourbillon, basé sur le modèle de Rankine. D'ailleurs, en appliquant ce modèle analytique à la trajectoire d'*Alex* (fig. 12), il est possible d'expliquer les mesures expérimentales présentées à la figure 16. Les extrémums de vitesses, plus facilement identifiables dans la direction transversale (fig. 16a) ( $-0.2 \text{ m s}^{-1}$  et  $0.25 \text{ m s}^{-1}$ ), permettent d'identifier la limite entre les régimes de rotation solide et irrotationnel. Cette limite est toutefois moins bien définie pour les données du mouillage que pour le cas théorique (fig. 12). Les plateaux aux extrémums visibles dans la figure 16a montrent une transition moins brusque entre les deux régimes, ajoutant une incertitude à la définition des bords du tourbillon. Les limites illustrées dans la figure 16 ont été fixées en assumant que cette transition se situe au milieu des plateaux. Or, connaissant le temps entre le passage de ces deux limites au mouillage et la vitesse de translation du tourbillon, le rayon est calculé à  $95 \pm 10 \text{ m}$ . La signature de surface des bords du tourbillon est claire à la limite nord, mais est plus difficile à distinguer au sud (fig. 16c); suggérant une asymétrie du tourbillon. La différence entre les vitesses tangentielles aux limites nord et sud

du tourbillon,  $-0.17 \text{ m s}^{-1}$  et  $-0.25 \text{ m s}^{-1}$  respectivement (fig. 16b), pourrait valider cette asymétrie, bien que le modèle analytique suggère que cette différence puisse être simplement due à la trajectoire du mouillage à travers le tourbillon (fig. 12). Néanmoins, les résultats de la PIV mettront davantage la lumière sur cet aspect.

### 2.1.3 PIV

Tel que décrit dans la méthodologie (section 1.5), les images géorectifiées ont été recadrées sur le centre du tourbillon afin d'éliminer son mouvement de translation et de concentrer l'analyse sur sa rotation. La PIV a ensuite été appliquée sur ces images. Dans le but d'atténuer le bruit causé par les vagues et autres patrons de surface dissociés du tourbillon, les résultats de la PIV ont été moyennés sur une fenêtre de 30 minutes toutes les 15 minutes, résultant en 9 champs moyens de vitesse (fig. 17 et 18).

Les panneaux 17a et 17b montrent la formation de *Alex* avec son centre plus petit que ce qui a été mesuré au mouillage, puisque sa signature de surface commence à se définir. À noter également le faible courant près de la paroi du cap et le fort courant à l'est pouvant être associé au courant de jusant au centre du fjord. Les 4 autres panneaux de la figure 17 montrent la translation du tourbillon et son passage au-dessus du mouillage. *Alex* s'intensifie et grossit jusqu'au moment où il passe sur le mouillage, après quoi il diminue en intensité (fig. 17c-f et 18a). Également, 10 à 15 minutes après son passage au mouillage, la signature de surface du tourbillon perd sa cohérence et se confond avec le courant ambiant, ce qui se reflète dans les champs de vitesse des panneaux 18b-c. Le panneau 18d présente une moyenne sur 30 minutes des champs de vitesse centrée autour de l'heure à laquelle *Alex* semble être à son maximum d'intensité, correspondant également au moment où le mouillage est au centre du tourbillon. Le champ de vitesse résultant est asymétrique autour de l'axe est-ouest, ce qui est également apparent dans les panneaux 17c-f; la circulation du tourbillon semble incomplète au sud du tourbillon. Cette irrégularité dans la circulation est également apparente dans la signature de surface servant à l'analyse de PIV, ce qui explique l'absence d'une circulation

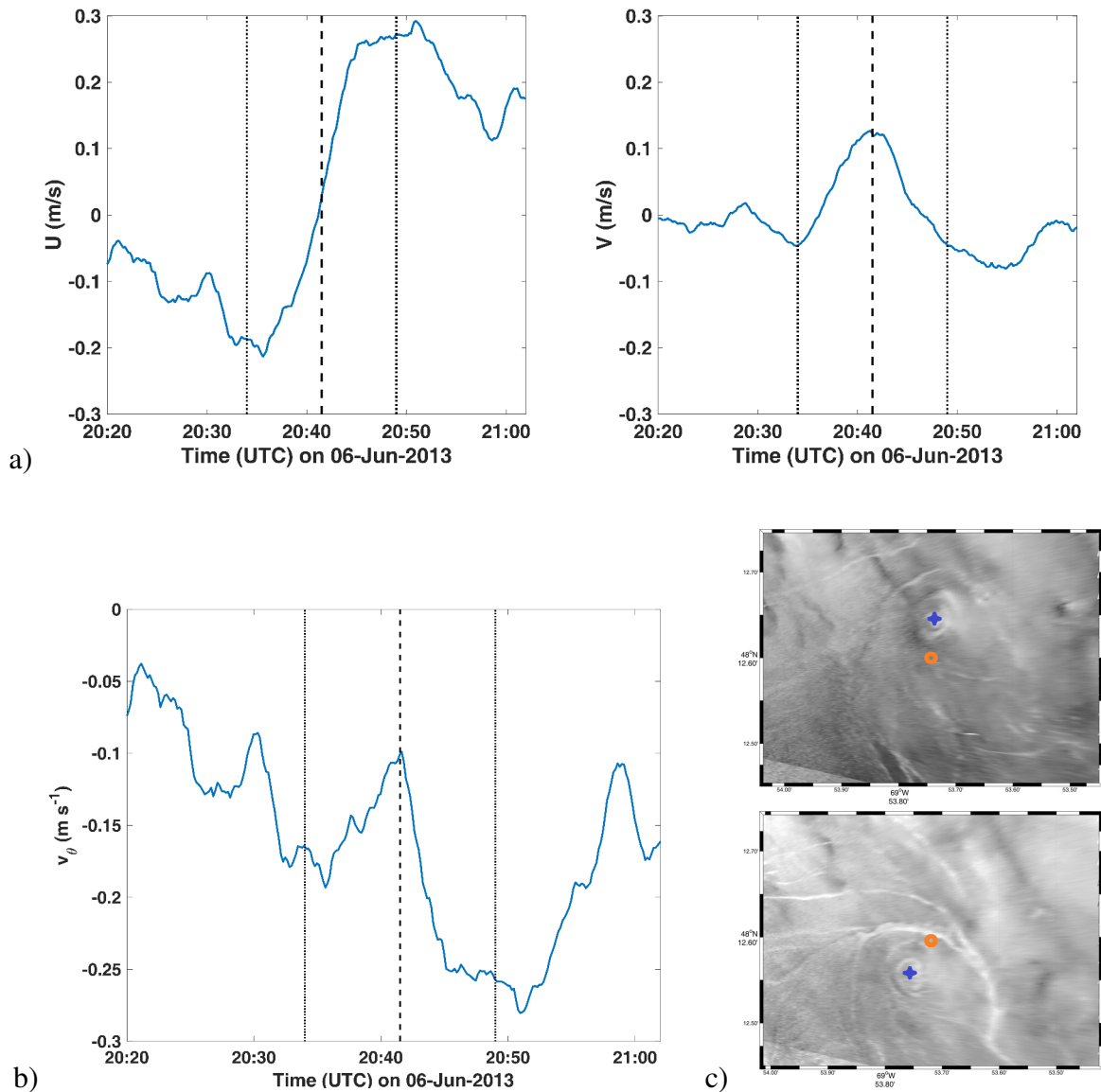


Figure 16: (a) Vitesses transversales (gauche) et longitudinales (droite) en fonction du temps mesurées au mouillage. Les vitesses sont moyennées verticalement sur les premiers 10 m et temporellement à toutes les 2 minutes. Les extrêmes délimitent le coeur du tourbillon entre 20:34 UTC et 20:49 UTC (lignes en pointillé). (b) Vitesses tangentielles en fonction du temps calculées à partir des vitesses transversales et longitudinales mesurées au mouillage. (c) Position du mouillage (cercle orange) lors du passage de *Alex* à la limite sud du coeur du tourbillon (haut) et à la limite nord (bas), soit les extrêmes de vitesse tangentielle ; le coeur du tourbillon est également identifié (croix bleue).

fermée claire dans le champ de courants. Bien que l'asymétrie ait aussi été relevée dans les données du mouillage, précédemment expliquée par la trajectoire du tourbillon sur celui-ci, il est possible qu'elle ne soit due qu'à un effet visuel à la surface de l'eau. Néanmoins, il n'est pas exclu que le tourbillon subisse une déformation par les courants ambiants et par sa translation à travers la baie (Arai and Yamagata, 1994; Carton, 2001).

Dans le but d'extraire les caractéristiques du tourbillon, l'irrégularité de la circulation est négligée et il est supposé que le tourbillon est symétrique. La figure 19a présente une moyenne azimutale de la vitesse tangentielle ( $v_\theta$ ) en fonction de la distance par rapport au centre du tourbillon ( $r$ ). L'évolution du tourbillon est illustrée par la gradation de couleur et montre l'intensification du tourbillon passant d'une vitesse tangentielle maximale de  $-0.6 \text{ m s}^{-1}$  jusqu'à  $-0.12 \text{ m s}^{-1}$  autour de 20:40 UTC, puis une diminution jusqu'à la disparition du tourbillon. En ce qui concerne la vorticité (fig. 19b), elle est relativement stable au centre du tourbillon, oscillant entre  $-2.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  et  $-2.7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , puis tend vers zéro à mesure qu'on s'éloigne du centre. À noter que les données de vitesse et de vorticité à 21:25 UTC diffèrent fortement des observations aux autres moments de la vie du tourbillon, mettant en évidence la disparition du tourbillon dans les images.

Deux modèles analytiques sont comparés aux données de vitesse et de vorticité, soit les modèles de Rankine et de Lamb-Oseen. Bien que le modèle de Rankine soit fortement utilisé dans la littérature de par sa simplicité (Lilly and Rhines, 2002; Agrawal and Prasad, 2003; de Jong et al., 2014), la figure 19 illustre bien qu'il ne représente pas très bien un réel tourbillon comme *Alex*. Or, le modèle Lamb-Oseen semble plus approprié. Il s'exprime sous une relation exponentielle qui est limitée par la viscosité telle que

$$v_\theta(r, t) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left( 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right) \right) \quad (2.6)$$

où  $\Gamma$  est la circulation totale au sein du tourbillon et  $\nu$  la viscosité. Une définition alternative utilisant la vitesse tangentielle maximale au lieu de la circulation est utilisée dans la figure 19

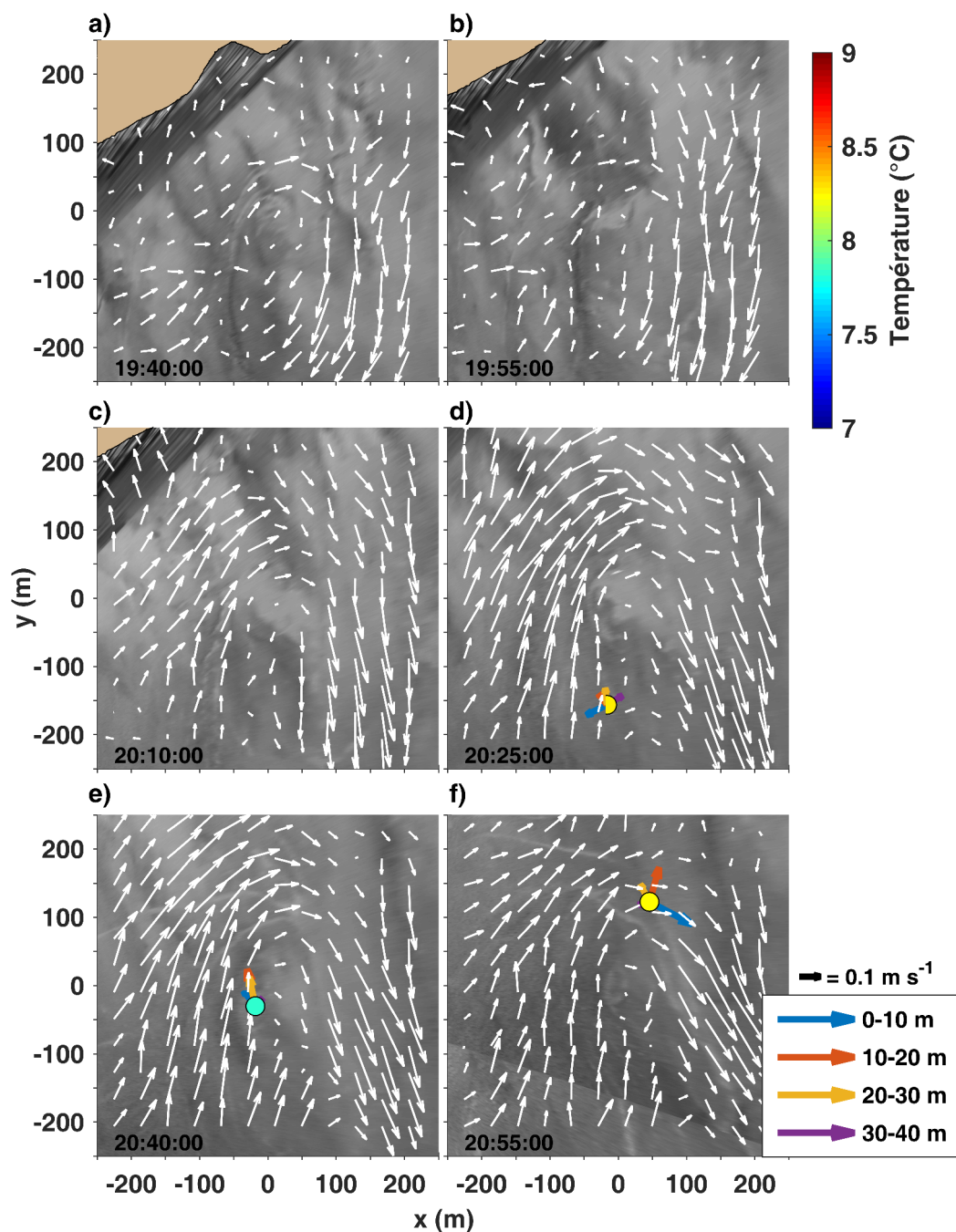


Figure 17: Images géorectifiées centrées sur le coeur du tourbillon. Les courants de surface (flèches blanches) ont été déterminés par PIV appliquée sur une succession d'images géoréférencées et ont été moyennés sur 30 minutes. Le tourbillon passe sur le mouillage (point de couleur) entre 20:27 UTC et 20:58 UTC. La couleur sur le mouillage indique la température moyenne sur les premiers 10 m. Les vecteurs de couleur sont les vitesses moyennes mesurées par l'ADCP du mouillage à différentes profondeurs. La figure présente le début du cycle de vie du tourbillon : (a-b) génération ; (c-d-e-f) translation et passage au-dessus du mouillage.

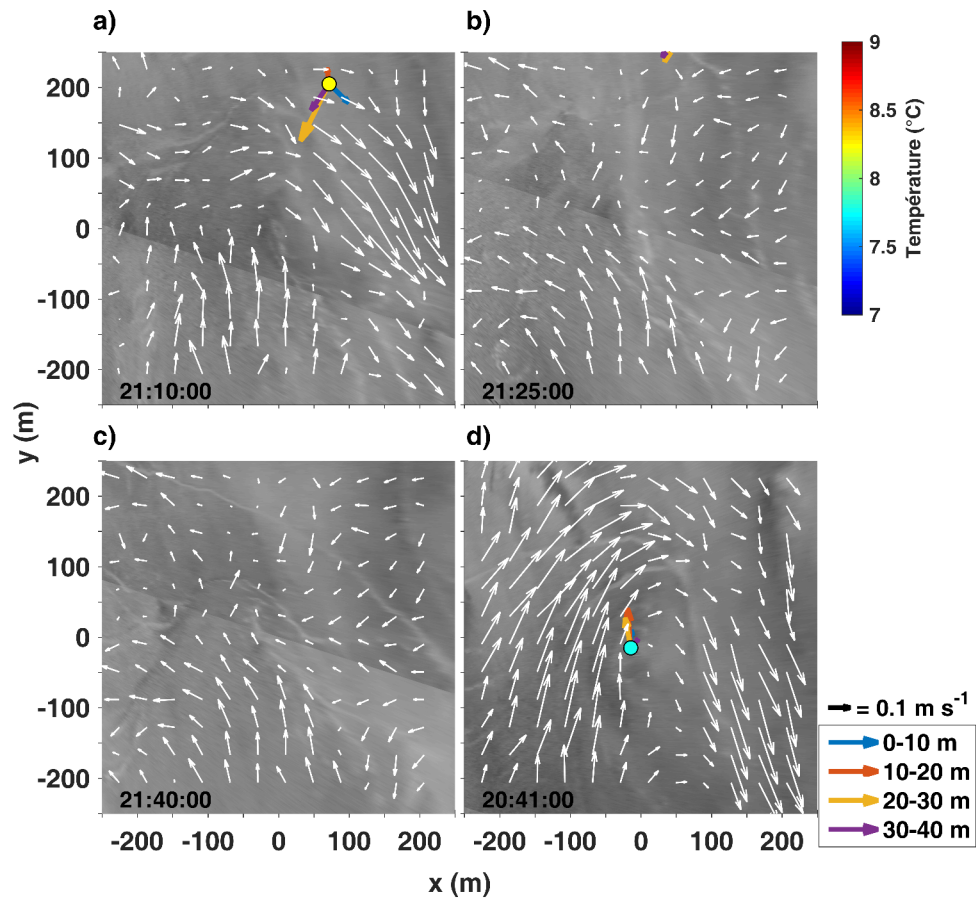


Figure 18: Continuité de la figure 17. La figure présente la fin du cycle de vie du tourbillon : (a) passage au-dessus du mouillage; (b-c) transformation. (d) Moyenne du champ de vecteurs sur 30 minutes centré à 20:41 UTC.



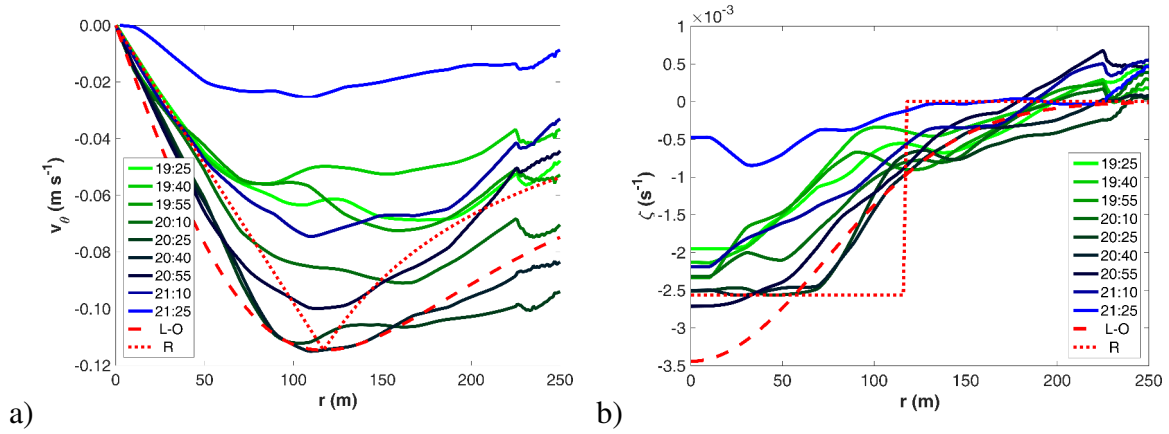


Figure 19: (a) Vitesse tangentielle,  $v_\theta$ , et (b) vorticité,  $\zeta$ , en fonction de la distance au centre,  $r$ , dérivées du champ de courant obtenu par PIV. La gradation de couleur indique l'évolution dans le temps, soit la génération (vert), la vitesse maximale (noir) et la dissipation (bleu). Les modèles analytiques de tourbillon Rankine et Lamb-Oseen (courbes rouges) sont comparés aux données.

telle que

$$v_\theta(r) = V \left( 1 + \frac{1}{2\alpha} \right) \frac{R}{r} \left( 1 - \exp \left( -\alpha \frac{r^2}{R^2} \right) \right) \quad (2.7)$$

et

$$\zeta(r) = \frac{V}{R} (2\alpha + 1) \exp \left( -\alpha \frac{r^2}{R^2} \right), \quad (2.8)$$

où  $V$  est la vitesse tangentielle maximale,  $R$  le rayon du tourbillon et  $\alpha$  un paramètre déterminé expérimentalement ( $\alpha = 1.25643$ ; Batchelor, 1964; Devenport et al., 1996). Les modèles sont appliqués en comparaison avec le maximum d'intensité du tourbillon, soit à 20:40 UTC, avec  $R = 117$  m et  $V = -0.11$  m s<sup>-1</sup>. Le modèle Lamb-Oseen semble corrélé avec les données de vitesse, alors qu'il semble surévaluer légèrement la vorticité au centre du tourbillon.

Enfin, l'analyse PIV permet de calculer différentes autres caractéristiques du tourbillon, telles la vitesse de translation, le nombre de Rossby et l'énergie cinétique du tourbillon. Cette



dernière peut être estimée en intégrant  $\frac{1}{2}\rho v_\theta^2$  sur le volume du tourbillon. En prenant  $v_\theta$  selon le modèle de Rankine (éq. 2.5) sachant que  $\Gamma = 2\pi RV$ , l'énergie cinétique devient alors

$$E_c = \frac{\rho\pi R^2 h}{4} V^2 \quad (2.9)$$

où  $\rho$  est la densité moyenne sur l'épaisseur du tourbillon,  $h$  l'épaisseur du tourbillon,  $R$  son rayon et  $V$  sa vitesse tangentielle maximale. Les différentes caractéristiques du tourbillon sont compilées en fonction des différents stades de son évolution et de sa translation à travers la baie dans le tableau 3.

Tableau 3: Caractéristiques du tourbillon *Alex* dérivées des champs de vitesse résultant de l'analyse PIV.

Cycle (Heure UTC)	Rayon (m)	Vitesse tangentielle (m s <sup>-1</sup> )	Vitesse translation (m s <sup>-1</sup> )	Vorticité (10 <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> )	Énergie cinétique (10 <sup>5</sup> J)	$R_o$
Génération (19:15-19:50)	110	-0.06	0.26	-2.0	4	5
Translation (19:50-20:35)	128	-0.08	0.16	-2.3	9	6
Translation (20:35-21:00)	115	-0.11	0.19	-2.6	14	9
Translation (21:00-21:30)	115	-0.09	0.12	-2.5	8	7
Transformation (21:30-22:00)	86	-0.03	0.27	-0.8	0.4	3

## 2.2 Discussion

### 2.2.1 Génération

La génération du tourbillon peut être observée dans les images géoréférencées et est présentée dans les analyses de PIV (fig. 17a-b). La génération est estimée avoir lieu autour

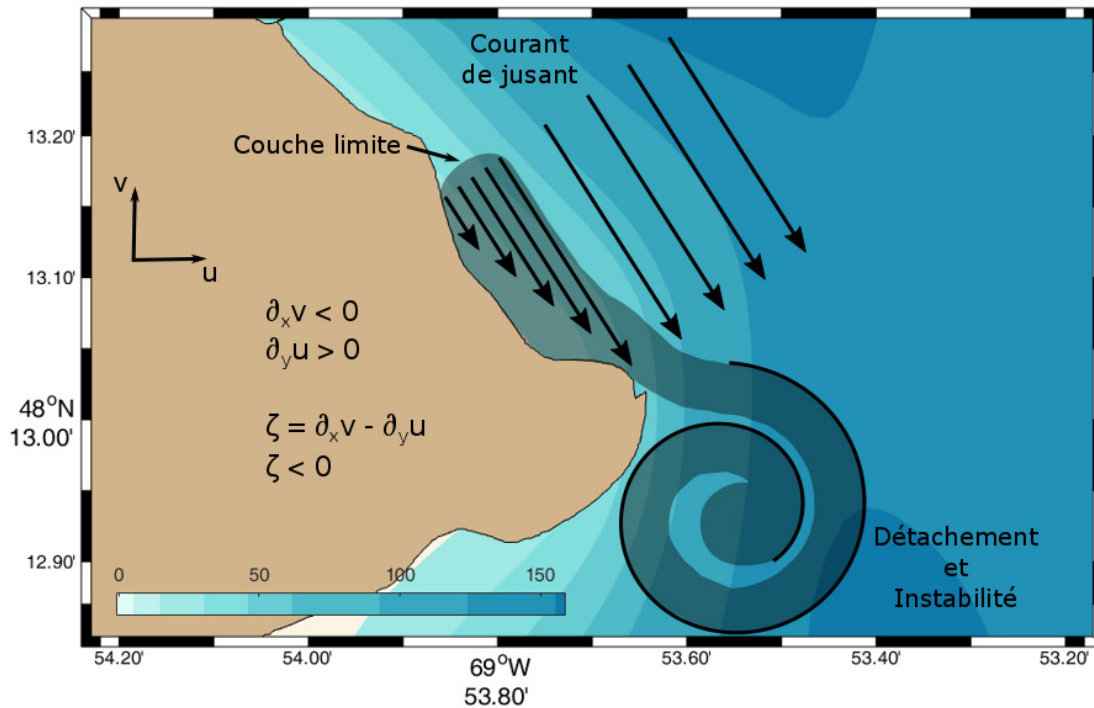


Figure 20: Processus de génération de tourbillon par détachement de couche limite appliqué dans le fjord du Saguenay. La friction du courant de bord sur un cap crée une couche limite de vorticité relative négative ( $\zeta < 0$ ). En se détachant du cap, la couche limite, par sa différence de vorticité, engendre un tourbillon anticyclonique. Le fluide dans la couche limite, identifiée par la zone grisée, constitue le coeur du tourbillon.

de 19:15 UTC, bien que la PIV ne permet pas d'identifier le tourbillon avant 19:30 UTC, puisque la signature de surface est encore faible et diffuse dans les premiers stades de vie du tourbillon. Il est donc difficile d'en obtenir des données quantitatives à moins de mesurer les courants directement à l'origine de sa génération; ce qui ne correspondait pas avec les objectifs de la mission en 2013. Néanmoins, il apparaît évident que *Alex* est généré en aval du cap de Pointe-aux-Crêpes. La bathymétrie abrupte de la paroi rocheuse du cap offre un milieu similaire au cas théorique énoncé précédemment (fig. 1). Ainsi, la friction d'un courant aval suffisamment fort induirait une vorticité négative dans la couche limite sur la paroi. De plus, la présence du cap et de la baie permettent le détachement de cette couche limite, rendant possible la génération de tourbillons (fig. 20). Selon les observations, c'est le courant de

jusant qui provoque la génération au cap de Pointe-aux-Crêpes, puisque la grande amplitude des marées dans le fjord entraînent de forts courants de marée (Bélanger, 2003). En théorie, d'autres régions du fjord seraient certainement propices à la génération de tourbillon, que ce soit par le courant de jusant ou de flot, bien que les missions ne se sont attardées qu'à la région du cap.

### 2.2.2 Translation

Suite à sa génération, *Alex* transite à travers la baie selon 3 régimes de circulation, identifiables à sa vitesse de translation (tab. 3). Il progresse d'abord direction sud-ouest dans les premières 35 minutes de sa vie. Puis, il ralentit sa course à travers la baie pour les 45 minutes suivantes, pendant lesquelles il croit en diamètre et en intensité. Il reprend ensuite sa trajectoire vers le sud et croise le mouillage à 20:41 UTC, moment auquel il atteint son maximum d'intensité, soit une vitesse tangentielle de  $-0.11 \text{ m s}^{-1}$  avec un rayon de 115 m. Il commence finalement à perdre de l'ampleur passé 21:00 UTC, quittant rapidement sa trajectoire vers le sud pour se diriger davantage vers le centre du fjord. Les mesures au mouillage permettent de constater que l'influence du tourbillon ne dépasse pas la pycnocline, soit les 10 à 15 premiers mètres de la colonne d'eau (fig. 21). Cet isolement par la pycnocline peut probablement s'expliquer par la forte stratification du fjord, tel qu'illustré par les relevés CTD (fig. 13) et les données au mouillage (fig. 21). Le confinement par la pycnocline et la variation verticale des courants (fig. 11) confirme alors la baroclinicité du tourbillon (Klinger, 1994).

### 2.2.3 Transformation

Après son passage sur le mouillage, la signature de surface d'*Alex* s'estompe jusqu'à disparaître passé 21:10 UTC. Vu l'absence de données *in-situ* au-delà du mouillage, il est difficile d'évaluer ce qui advient du tourbillon. D'une part, il pourrait être déformé par le courant de jusant plus fort au centre du fjord où il se dirige vers la fin de sa translation à

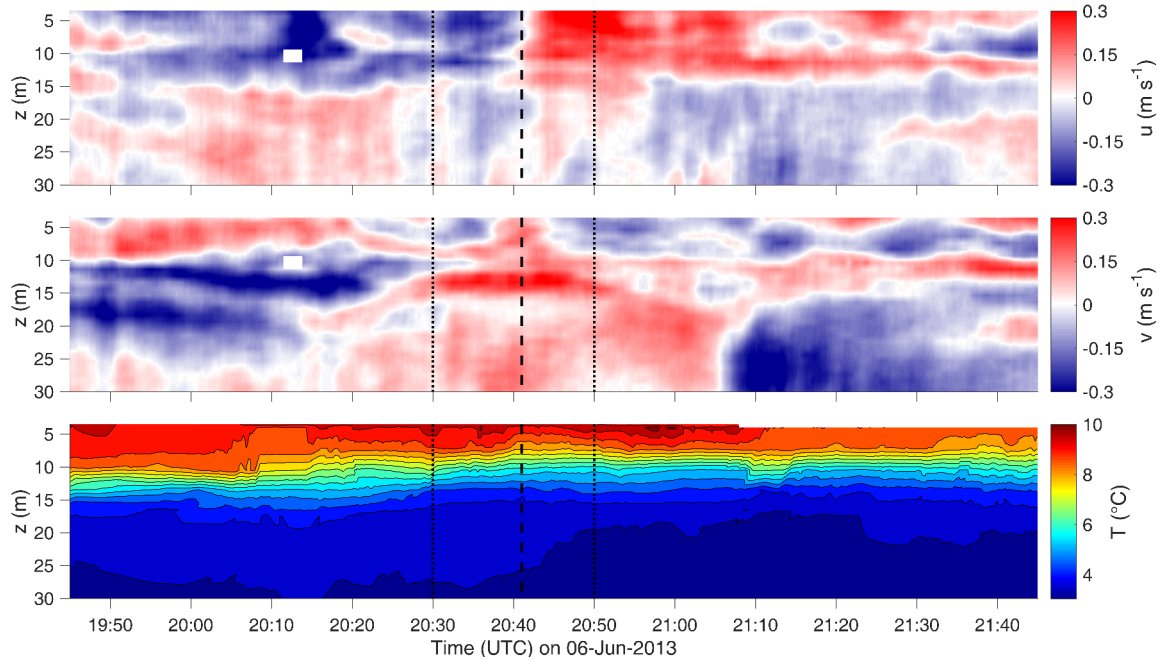


Figure 21: Vitesses horizontales et température mesurées au mouillage sur les premiers 30 m. Le coeur du tourbillon passe au-dessus du mouillage entre 20:30 UTC et 20:50 UTC (lignes en pointillé) et son centre à 20:41 UTC (ligne en traitillé).

travers la baie. D'autre part, le tourbillon pourrait se dissiper, transférant toute son énergie dans le milieu. Or, afin de dissiper toute l'énergie cinétique du tourbillon dans les 90 minutes (5400 s) séparant son maximum d'intensité ( $-0.11 \text{ m s}^{-1}$ ) et sa disparition des images (tab. 3), le taux de dissipation turbulent d'*Alex* devrait être de

$$\epsilon = \frac{1}{2} \frac{v_{\theta}^2}{t} = \frac{1}{2} \frac{(-0.11)^2}{(5400)} \sim 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}, \quad (2.10)$$

alors que [Cyr et al. \(2011\)](#) ont mesuré un taux de l'ordre de  $10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  dans la couche intérieure froide de l'estuaire du Saint-Laurent. Le taux de dissipation d'*Alex* serait alors 100 fois plus grand que celui retrouvé dans l'estuaire permettant, à première vue, d'exclure que le tourbillon se dissipe localement. Néanmoins, le taux de dissipation estimé est comparable aux taux retrouvés dans la couche de surface de l'océan ([Noh and Jin Kim, 1999](#)), rendant la discrimination entre les deux mécanismes de disparition plus difficile. Il apparait clair que

le tourbillon perd de son intensité après son passage au mouillage et transite à l'extérieur de la baie. Néanmoins, outre les images et la PIV, aucune donnée n'a été prise au-delà du mouillage ; il est donc impossible d'affirmer avec certitude la cause de la disparition du tourbillon *Alex* et de discerner s'il fut déformé par le fort courant de jusant ou bien s'il se dissipe localement.

#### 2.2.4 Front

Le cap de la Pointe-aux-Crêpes est le point de génération des tourbillons comme *Alex*, mais il est également l'origine de fronts qui peuvent être observés en aval. En effet, peu de temps après la marée haute, le courant de jusant devient dominant au centre du fjord, alors que le courant dans la baie est encore faible. Cette cisaille de courant engendre un front observable en surface qui est présent sur au moins les premiers 30 m de la colonne d'eau (fig. 22) et qui n'est donc pas confiné par la pycnocline comme le tourbillon ; l'ADCP embarqué n'ayant pas pris de mesure au-delà, il est impossible de confirmer sa présence plus en profondeur. Tel qu'énoncé précédemment (voir ), un tel front pourrait laisser place à une génération de tourbillons par instabilité de cisaille (Carton, 2001; Manucharyan and Timmermans, 2013; Gula et al., 2016). Or, le confinement d'*Alex* au-dessus de la pycnocline et l'absence apparente d'un front lors de son apparition n'encourage pas l'hypothèse d'une génération par instabilité dans le cas d'*Alex*. Bien que la génération par détachement de couche limite y est préférée dans ce projet, il n'est pas possible de discriminer entre les deux mécanismes de génération, puisqu'il n'est pas exclus que d'autres tourbillons aient pu être générés ou influencés par ces fronts. D'ailleurs, l'influence de fronts sur la dynamique d'un tourbillon est très probable, bien que difficile à évaluer. Aucun tourbillon n'a été mesuré au même moment que la cisaille illustrée à la figure 22, ce qui aurait permis d'observer directement l'interaction entre les deux phénomènes. Une analyse plus approfondie du front à travers les données disponibles pourrait permettre un rapprochement entre les caractéristiques du front et des tourbillons, au niveau de la vorticit   par exemple ; ce projet n'a toutefois pas abord   cette analyse.

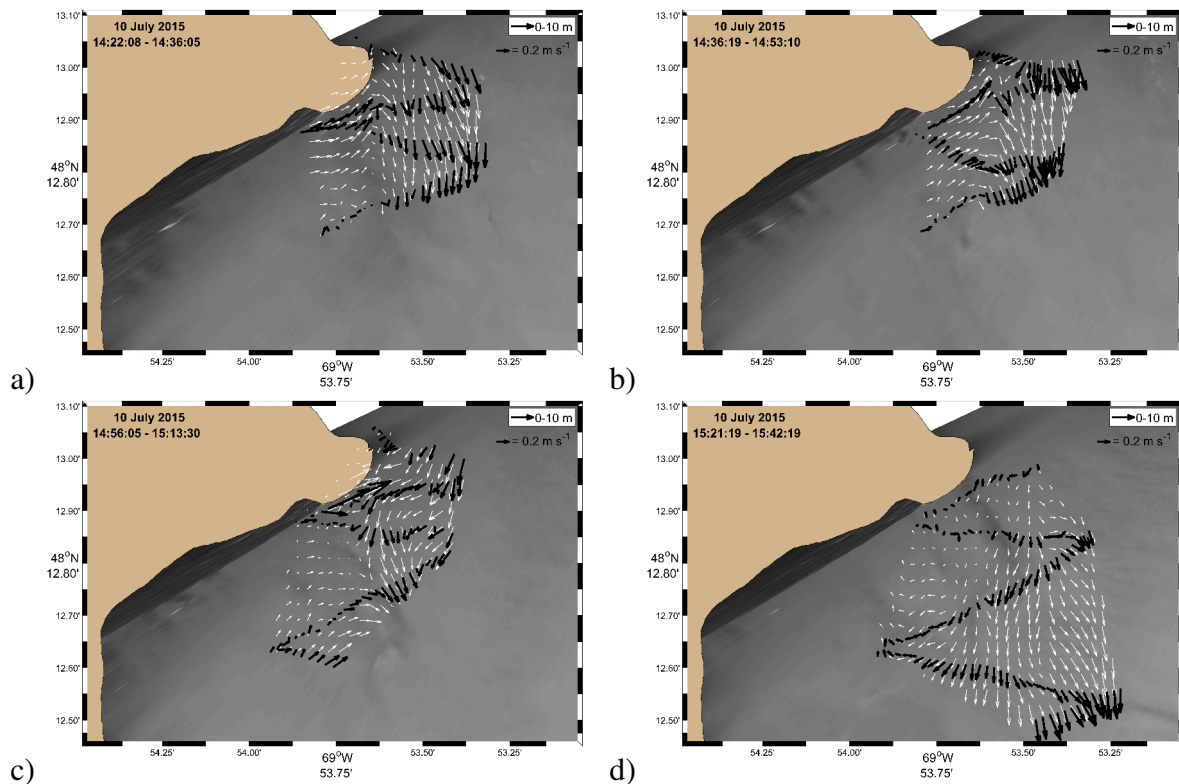


Figure 22: Courants moyens sur les premiers 10 m de la colonne d'eau relatif au courant de fond. Les mesures ont été récoltées par ADCP tracté par bateau sur des transects en zigzag à travers le front. Le champ de courant (flèches blanches) a été obtenu par interpolation 2D des courants relevés le long des transects (flèches noires).

### 2.2.5 Autres tourbillons

D'autres tourbillons ont également été observés dans le fjord, tant lors de la mission de 2013 (fig. 23) que celle de 2015. En théorie, si le courant de jusant est responsable de la génération des tourbillons et qu'il est suffisamment fort à chaque marée, il est possible de s'attendre à un minimum de 2 générations par jour. Ainsi, sur une période de 13 jours comme la mission de 2013, un total de 26 tourbillons pourrait être observés. Néanmoins, bien que d'autres tourbillons aient été observés pendant les missions, leurs trajectoires croisaient peu souvent le mouillage, limitant ainsi l'étude de ceux-ci aux images et à l'analyse PIV. Or, leurs signatures de surface ne sont pas toujours bien définies et la méthode d'analyse PIV uti-

lisée n'est pas adaptée pour suivre un tourbillon diffus dans les images, plus particulièrement lorsque le centre de celui-ci n'est pas identifiable. Ainsi, en plus d'avoir passé directement sur le mouillage, le tourbillon *Alex* a une signature de surface particulièrement bien définie ce qui a permis son analyse complète. Un questionnement peut être amené sur l'efficacité de la méthode utilisée pour l'analyse PIV ou bien sur l'intensité des tourbillons retrouvés dans la baie. Il s'agit peut-être d'un concours de circonstance où l'observation d'*Alex* réunissait toutes les conditions favorables afin d'avoir une signature de surface claire, profitant d'un faible vent, d'une journée ensoleillée et de bonnes conditions de vagues.

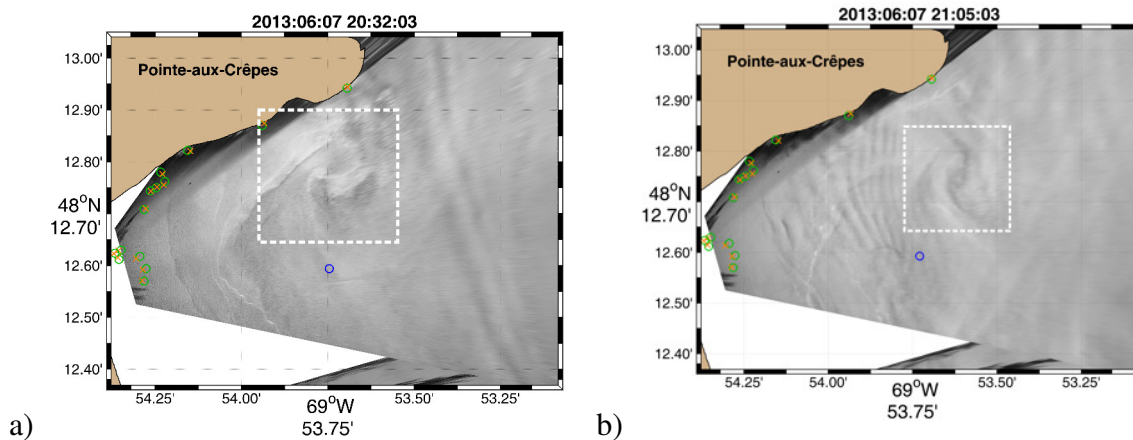


Figure 23: Autres tourbillons identifiés lors de la mission 2013 ; (a) *Billy*, tourbillon anti-cyclonique d'environ 250 m de diamètre ; (b) *Charly*, tourbillon anti-cyclonique d'environ 125 m de diamètre. On note aussi la présence de signatures de surface d'ondes internes dans ces deux cas, soit générées naturellement (Bourgault et al., 2011, 2016) ou par le passage de navires marchands (Grue et al., 2016).

Cependant, les tourbillons observés originent tous du cap de Pointe-aux-Crêpes et coïncident majoritairement avec le courant de jusant (voir annexe 3). De plus, ils sont pour la plupart anti-cycloniques. Ces constats mettent de l'avant l'hypothèse de la génération par détachement de couche limite et tendent à la confirmer. Leur taille est toutefois variable, *Alex* étant dans les plus larges observés. À titre d'exemple, *Billy* et *Charly* sont des tourbillons observés le 7 juin 2013 de 20:15 UTC à 21:15 UTC et de 20:45 UTC à 21:25 UTC respectivement (fig. 23). *Billy* est comparable à *Alex* en terme de taille, mais son œil est plus diffus,



alors que *Charly* est plus petit et persiste moins longtemps que son confrère, disparaissant peu après le mouillage suite à une translation plus rapide à travers la baie. Il est intéressant de noter la signature de surface d'ondes internes telle qu'observée déjà dans cette région (Bourgault et al., 2011, 2016; Grue et al., 2016) d'abord au centre du fjord dans la figure 23a, puis à l'intérieur de la baie dans la figure 23b, brouillant la signature de surface des deux tourbillons à certains moments de leur progression dans la baie. Ces ondes internes peuvent être produites par des processus naturels (Bourgault et al., 2011, 2016) ou par le passage de navires commerciaux (Grue et al., 2016); ce dernier expliquant les ondes présentes dans la figure 23. Ce sont entre autres ces ondes qui compliquent l'analyse PIV.

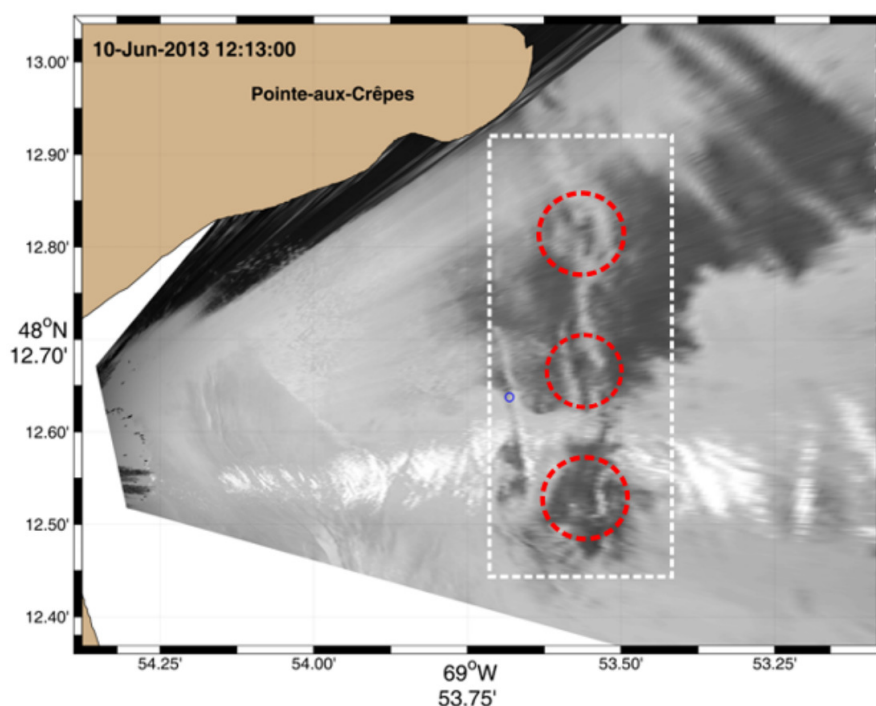


Figure 24: Allée de tourbillons observée le 10 juin 2013 (encadré blanc); les tourbillons sont encerclés (rouge).

D'autres tourbillons beaucoup plus petits et diffus semblent aussi apparaître dans la cisaille émanant du cap peu de temps après la génération de *Billy* et *Charly*. Une telle suite de tourbillons consécutifs peut également être observée à divers moment dans la mission avec des tourbillons de plus petits diamètres (fig. 24). Ils émergent normalement de la cisaille



qui se crée en aval du cap à marée descendante. Il est tentant de faire un rapprochement entre ces occurrences et des allées de Von Karman. Toutefois, une allée de Von Karman est la génération de tourbillons périodiques par une séparation instable d'un écoulement autour d'un obstacle (Kundu et al., 2012; Dong et al., 2007), alors que l'écoulement ne se fait que d'un côté du cap dans la région à l'étude, résultant en une série de tourbillons non-périodique, principalement anti-cyclonique.

La majorité des observations ont été faites dans la mission de 2013. Bien que plus longue, il est difficile de dire ce qui a favorisé la mission de 2013 par rapport à celle de 2015 au niveau des occurrences de tourbillons. Les conditions météo étaient sensiblement les mêmes, bien qu'il y ait eu une journée sur cinq où le vent empêchait toute identification de tourbillon par les images dans la mission de 2015 et qu'une seule journée sur les dix journées d'échantillonnage de 2013. Le courant de marée était peut-être moins fort en 2015 par rapport à 2013 de par une variabilité mensuelle et annuelle de l'intensité des marées, puisque les missions ont eu lieu en début juin 2013 et en début juillet 2015. Or, en comparant les données des deux mouillages (fig 25a), il est difficile d'en arriver à cette conclusion puisque l'intensité du courant est très semblable d'une mission à l'autre, avec des normes moyennes de  $0.2 \pm 0.2 \text{ m s}^{-1}$  pour 2013 et de  $0.2 \pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$  pour 2015. Les différents transects CTD relevés à travers la baie au cours des missions révèlent une différence de densité entre les deux années (fig 25b), ce qui pourrait peut-être expliquer la faible occurrence de tourbillons dans la mission de 2015. Néanmoins, l'explication la plus vraisemblable reste les limitations de la méthode d'observation. L'identification dans les images de tourbillons dépend fortement des conditions de vagues et de la luminosité à la surface de l'eau et il suffit de peu pour brouiller le signal. Dans le cas des données de mouillage, il a déjà été établi que la signature en température est en deçà de la résolution de la chaîne de capteurs (fig. 15). De plus, l'identification du signal d'un tourbillon est difficile dans les données de courant vu la grande variabilité temporelle du courant dans le fjord et le passage rapide des tourbillons, sans oublier la complexité du signal d'un tourbillon ne passant pas directement au dessus du mouillage.

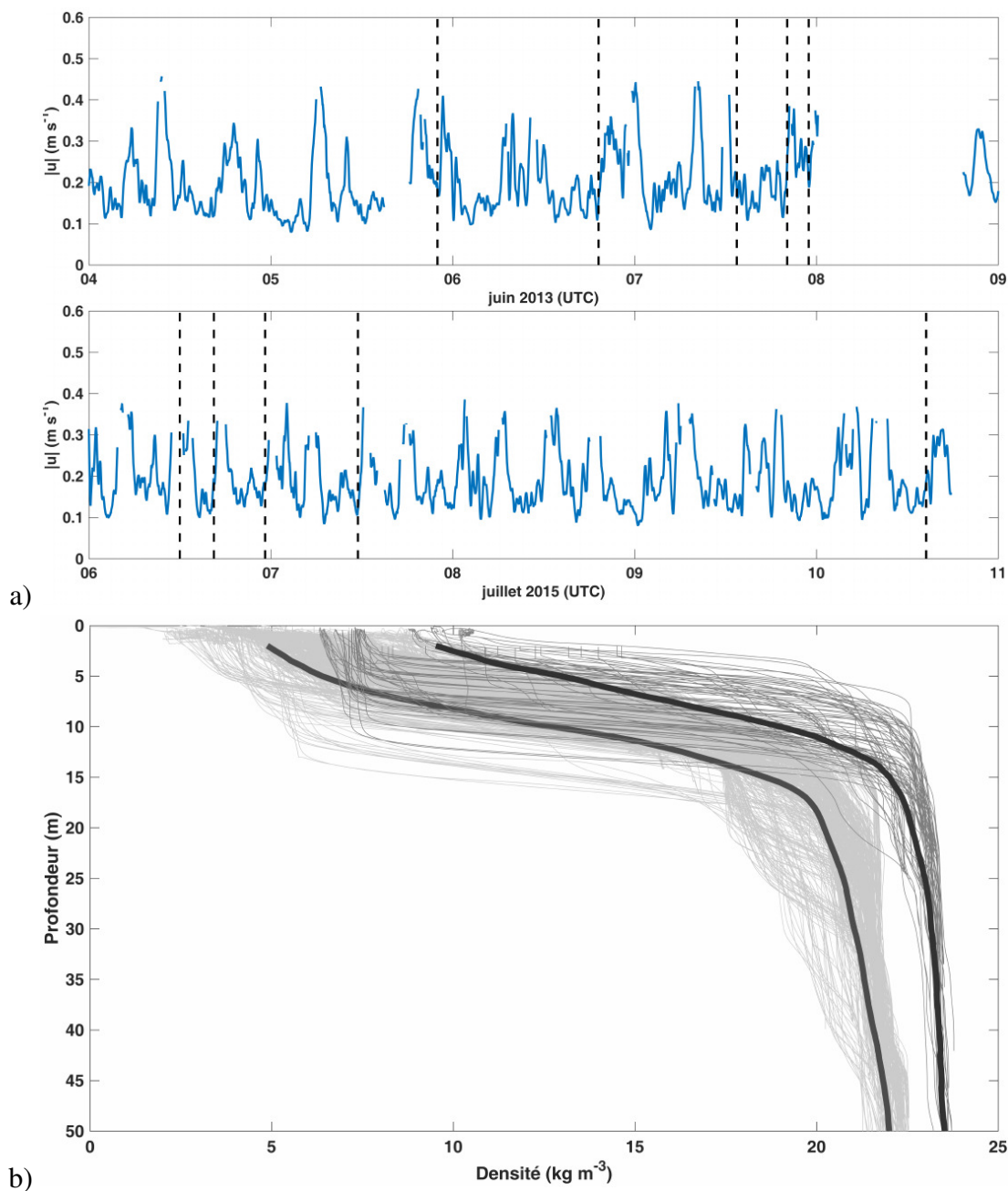


Figure 25: (a) Intensité moyenne du courant sur les premiers 10 m de la colonne d'eau mesurée au mouillage dans les missions 2013 (haut) et 2015 (bas) ; les données ont été moyennées temporellement aux 15 minutes ; les lignes pointillées représentent différentes observations de tourbillons. (b) Densité en fonction de la profondeur mesurée lors de profils CTD à travers la baie en 2013 (courbes pâles) et en 2015 (courbes foncées) ; les lignes plus épaisses représentent une moyenne de tous les profils à tous les 0.5 m pour 2013 et 2015.

## CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce mémoire présente non seulement l'observation de tourbillons baroclines en équilibre cyclostrophique dans le fjord du Saguenay près du cap de Pointe-aux-Crêpes, mais également l'utilisation de la vélocimétrie par image de particule (PIV) pour l'analyse de ces mêmes tourbillons, méthode peu utilisée pour ce type de phénomène.

Tel que présenté dans les sections précédentes, le tourbillon *Alex* a été identifié le 6 juin 2013 entre 19:15 UTC et 22:00 UTC, croisant le mouillage à 20:41 UTC. Il constitue le meilleur candidat pour une analyse approfondie des tourbillons ; son oeil passant pratiquement au-dessus du mouillage et sa signature de surface étant claire et définie. Les figures 17 et 18 présentent le cycle de vie du tourbillon, de sa génération au cap par détachement de couche limite à sa déformation par le courant dominant au centre de la baie. Sa circulation à travers la baie peut être séparée en trois stades, soit l'intensification, le maximum d'intensité, puis la diminution (tab. 3). L'intensité maximale est atteinte près du mouillage avec un rayon de 115 m et une vitesse de rotation de  $-0.11 \text{ m s}^{-1}$ . Avec un nombre de Rossby supérieur à 1, *Alex* corrobore l'hypothèse de l'équilibre cyclostrophique pour les tourbillons observés dans le fjord. De plus, le confinement du tourbillon au-dessus de la pycnocline met en évidence la baroclinicité de ce type de tourbillon, possiblement due à la forte stratification du fjord.

Une analyse sommaire des données recueillies à travers le front a été faite permettant, entre autre, d'établir qu'il est présent sur au moins les premiers 30 m de la colonne d'eau. Le confinement du tourbillon dans la couche de surface ne semble donc pas lié à l'interaction avec le front.

## Limites du projet

Bien que plusieurs autres tourbillons ont été observés, une analyse complète telle que pour le tourbillon *Alex* n'a pas été possible pour d'autres tourbillons. La méthode d'analyse PIV utilisée dépend fortement de la qualité de la signature de surface des tourbillons. Malgré qu'ils aient été identifiés dans les images, leur signature de surface n'est pas assez nette pour que l'algorithme de PIV distingue leurs mouvements du bruit ambiant causé par les vagues, le vent et autres phénomènes. De plus, contrairement à la trajectoire idéale de *Alex*, les autres tourbillons ne croisent pas toujours le mouillage en leur centre limitant ainsi les données récoltées sur ceux-ci. Ce mémoire se limite donc à l'analyse d'un seul tourbillon et extrapole ses résultats sur des hypothèses pouvant se généraliser aux autres tourbillons.

De plus, aucune mesure directe n'a été faite à la génération et à la disparition d'*Alex*. Il est donc difficile de conclure avec certitude les mécanismes régissant ces stades de vie du tourbillon et seule une analyse quantitative est possible.

## Perspectives de recherche

Il reste encore beaucoup de réponses à obtenir sur les tourbillons dans le fjord du Saguenay. Le développement d'une méthode plus adaptée pour la détection et l'analyse des tourbillons permettrait de vérifier les hypothèses énoncées en fonction d'*Alex* et d'établir des statistiques d'occurrence de ce type de tourbillon. Recueillir davantage de données directes au début et à la fin du cycle de vie des tourbillons permettrait également d'approfondir les connaissances à ce niveau et de pallier aux limites de ce mémoire.

Une analyse plus poussée des données recueillies à travers le front permettrait de le caractériser et possiblement d'en tirer des conclusions plus précises sur son influence dans la génération des tourbillons ou son interaction avec ceux-ci.

## ANNEXE I

### UTILISATION D'UN TÉLÉPHONE INTELLIGENT DANS LA GÉORECTIFICATION D'IMAGE

#### **Mise en contexte**

La méthode de géorectification Bourgault-Pawlowics a été largement utilisée dans ce projet de maîtrise. Le projet étant en milieu côtier, les points de contrôle peuvent être facilement identifiés. Néanmoins, l'usage de la méthode de géorectification en mer ou dans un milieu sans points de contrôle accessible peut sembler plus problématique. Dans le but de s'affranchir de l'usage des points de contrôle, l'utilisation des capteurs internes d'un téléphone intelligent a été expérimentée. En équipant l'appareil photo d'un téléphone intelligent, il serait possible d'enregistrer les données des capteurs afin de connaître les différents angles nécessaire à la géorectification.

L'expérience a d'abord été faite en laboratoire dans le cadre du cours de Méthodes d'analyse en océanographie physique. Un rapport analysant les résultats a été produit toujours dans le cadre du cours ; il est retranscrit dans cet annexe. Ensuite, l'expérience a été tenté sur le terrain pendant la mission 2015. Néanmoins, l'échantillonnage a eu quelques problèmes et les données sont inutilisables. Cet aspect du projet de maîtrise a donc été remis à plus tard, puis écarté complètement par manque de temps pour retenter l'expérience sur le terrain.

## Rapport réalisé dans le cadre du cours Méthodes d'analyse en océanographie physique

### 3.1 Introduction

L'observation des phénomènes océaniques peut être faite à l'aide d'une panoplie de techniques et d'équipement, allant des images satellites hautes définitions aux bouées déployées aux quatre coins des océans. Chaque technique possède son champ d'application propre et procure des avantages que d'autres n'ont pas. Par exemple, le coût et la complexité de ces différentes techniques varient énormément d'une à l'autre, ce qui en favorise l'usage pour certaines applications. C'est d'ailleurs ce qui a motivé la méthode de géorectification en imagerie numérique à faibles angles de [Pawlowicz \(2003\)](#).

Dans le but de créer une méthode d'observation en milieu côtier peu coûteuse et facile d'utilisation, [Pawlowicz \(2003\)](#) préconise l'utilisation d'une caméra numérique semi-professionnelle afin de prendre des photos de la surface de l'eau et d'en quantifier les variations dans le temps. Avec une résolution spatiale entre 1 m et 10 m, de même qu'une résolution temporelle de l'ordre de la minute, ce type d'appareil apporte un net avantage à l'observation des phénomènes océaniques. L'article fait une description exhaustive de la photographie à faibles angles et de différentes applications possibles telles que l'observation des ondes internes. Or, [Bourgault \(2008\)](#) utilise cette méthode de géorectification afin de surveiller la glace de rivière, adaptant la méthode et créant un "Toolbox" Matlab afin d'en faciliter l'utilisation ([Bourgault et al., 2015](#)). Son utilisation pour différentes applications dans les dernières années ([Bourgault et al., 2011](#); [Wang and Pawlowicz, 2011, 2012](#); [Richards et al., 2013](#)) montre son utilité et l'intérêt de la développer à son plein potentiel.

De façon générale, la géorectification est une forme de traitement d'image permettant d'attribuer à chaque point dans l'image des coordonnées latitude-longitude et de les positionner sur une carte. La connaissance de la position exacte de la caméra dans le référentiel terrestre est nécessaire afin d'effectuer une bonne géorectification. La méthode Bourgault-

Pawlowics requiert l'usage de points de contrôle ; soit des positions géographiques facilement identifiables sur le terrain et dans l'image dont la latitude et la longitude ont été mesurées par GPS. L'emploi de points de contrôle limite l'utilisation de cette méthode d'observation au milieu côtier, alors qu'elle pourrait contribuer grandement à la compréhension des processus physiques en hautes mers. Pour ce faire, il faudrait s'affranchir des points de contrôle et être en mesure de déterminer la position exacte de la caméra autrement.

L'avancement de la technologie a doté les téléphones cellulaires d'aujourd'hui de capteurs très sensibles, comptant l'accéléromètre, le gyroscope et le magnétomètre. Si ces capteurs ont une assez bonne précision, ils permettraient de connaître les inclinaisons de la caméra et de remplacer les points de contrôle pour la géorectification. Ce rapport présente une expérience préliminaire ayant pour but d'éprouver les capteurs d'un téléphone intelligent. Les fondements de la méthode de géorectification seront d'abord résumés afin de bien comprendre l'importance de connaître la position de la caméra. Une description des capteurs, de l'application permettant leur utilisation et de l'expérience elle-même seront ensuite énoncées. Enfin, les résultats seront présentés sous forme de comparaison entre la géorectification traditionnelle et celle utilisant les données des capteurs.

## 3.2 Méthode

### 3.2.1 Géorectification

La méthode de géorectification de (Bourgault, 2008), adaptée de (Pawlowicz, 2003), consiste à attribuer à chaque pixel d'une image une latitude et une longitude sur le terrain, ou une position en mètres en laboratoire. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître les paramètres extrinsèques de la caméra soit sa position horizontale, son altitude  $H$ , ses inclinaisons horizontale,  $\lambda$ , verticale,  $\phi$ , et azimutale,  $\theta$  (Fig. 26), de même que le paramètre intrinsèque, soit le champ de vue ( $hfov$ ).

En théorie, la connaissance exacte de ces paramètres avec une caméra sans aucune distorsion de lentilles et de conditions atmosphériques n'altérant pas l'image, la méthode de (Pawlowicz, 2003) pourrait faire une géorectification parfaite de l'image. En pratique, il est difficile de connaître avec haute précision tous ces paramètres. C'est pourquoi la méthode nécessite l'usage de points de contrôle. À partir de points dont les coordonnées images et terrestres sont connus, la méthode de (Bourgault et al., 2015) utilise un algorithme de minimisation afin de trouver les paramètres minimisant l'écart entre les points de contrôle dans l'image et sur le terrain. Le nombre de points de contrôle doit être au moins égal au nombre de paramètres inconnus.

### 3.2.2 Téléphone intelligent

Depuis quelques années, les nouvelles technologies se sont implantées dans nos téléphones cellulaires pour en faire des téléphones intelligents. Ces nouveaux appareils sont munis de capteurs, tels des accéléromètres, des magnétomètres ou des gyroscopes, qui leur permettent d'analyser leur environnement et d'y réagir. Ces capteurs sont utilisés dans différentes applications nécessitant les mouvements et positions de l'appareil pour fonctionner.

Certaines applications permettent de compiler les données de ces capteurs et de les exporter. L'application Sensor Kinetics Pro pour Android<sup>2</sup> a été utilisée pour cette expérience. L'application permet d'afficher les données de différents capteurs, dont l'accéléromètre, le magnétomètre, le gyroscope et une combinaison des trois, soit le capteur de rotation. De ces capteurs, il est possible d'obtenir les inclinaisons nécessaires à la géorectification. À partir des données des accéléromètres, il est possible de déduire les angles d'inclinaison tel que

$$\tan \lambda = -\frac{v}{w} \quad \text{et} \quad \tan \phi = \frac{u}{w}, \quad (3.1)$$

---

2. ([http://www.rotoview.com/sensor\\_kinetics\\_pro.htm](http://www.rotoview.com/sensor_kinetics_pro.htm))



où  $(u, v, w)$  sont les vitesses selon  $(x, y, z)$ . Le capteur de rotation, quant à lui, permet d'obtenir directement les angles d'inclinaison, même celui azimutal ( $\theta$ ) qui ne peut être obtenu avec l'accéléromètre seul.

### 3.2.3 Montage expérimental

Le montage consiste en une caméra, un trépied, un support pour téléphone et un téléphone intelligent. La caméra utilisée est une Canon Power-Shot S40 avec une image maximale de  $3888 \times 2592$  pixels (i.e. 10.1 Megapixels). La caméra était montée à une hauteur de 1.52 m sur un trépied dans le corridor près du local O-240 en direction du local O-260 (Fig. 27). Le téléphone utilisé est un Samsung Galaxy S4, sous système d'exploitation Android. Le téléphone est fixé à la caméra par un support de marque Flash Dock (Fig. 28), avec un pivot ajustable à sa base.

L'expérience se concentre sur la validation des inclinaisons horizontale et verticale ( $\lambda$  et  $\phi$ ). Ces angles sont variés entre  $0^\circ$ ,  $5^\circ$ ,  $10^\circ$  et  $15^\circ$ , obtenant ainsi 16 combinaisons. Tous les autres paramètres de la caméra sont fixés. Pour chacune de ces combinaisons, 2 photos sont prises et enregistrées en format Joint Photographic Experts Group (JPEG) à la taille maximal (i.e.  $3888 \times 2592$  pixels) pour un total de 36 photos. L'application Sensor Kinetics Pro est mise en marche et recueille les données des capteurs à chaque combinaison pour une durée d'au moins 10 secondes.

## 3.3 Résultats

### 3.3.1 Inclinaisons $\lambda$ et $\phi$

Les inclinaisons recueillies par les différentes méthodes d'acquisition sont rapportées dans les tableaux 4 et 5. La figure 29 présente des exemples d'images avant géorectification

prises sous ces différentes inclinaisons. Les données provenant des capteurs du téléphone intelligent sont moyennées sur 10 s et leur incertitude consiste à l'écart-type sur la moyenne. L'erreur sur les mesures est d'au plus 1/10 de degré, montrant la constance de l'appareil dans le temps d'acquisition. Il est à noter qu'une erreur de mesure s'est glissée au niveau du capteur de rotation pour l'inclinaison de [15,15], ce point sera négligé dans l'analyse.

La figure 30 présente sous forme graphique l'inclinaison horizontale  $\lambda$ . Les paliers montrent bien les 4 angles utilisés, soit  $0^\circ$ ,  $5^\circ$ ,  $10^\circ$  et  $15^\circ$ . L'écart entre les angles de l'accéléromètre et ceux du capteur de rotation est mince. Le capteur de rotation complète les données de l'accéléromètre avec celle du magnétomètre et du gyroscope afin d'obtenir une plus grande précision. L'écart entre les angles des capteurs et ceux obtenus par géorectification est en moyenne de  $2^\circ$ , mais varie en fonction de l'inclinaison (Fig. 31). En effet, la différence entre la géorectification et les capteurs augmente en fonction de l'angle de la caméra, allant de  $0.5^\circ$  à  $3^\circ$ .

La figure 32 illustre de façon similaire l'inclinaison verticale  $\phi$ . L'écart entre les mesures des deux capteurs est plus faible, de même que l'écart entre les capteurs et la géorectification (Fig. 33). Tout comme pour l'inclinaison  $\lambda$ , la différence augmente en fonction de l'angle de la caméra, allant  $0^\circ$  à  $1.6^\circ$ , pour une moyenne  $0.5^\circ$ .

### 3.3.2 Géorectification

La figure 34 présente un exemple d'images géorectifiées en fonction des différentes méthodes d'acquisition des angles d'inclinaison. L'image géorectifiée à partir de paramètres obtenus par minimisation (Fig. 34(a)) montre l'efficacité et la précision de la méthode Bourgault-Pawlowics. Les paramètres non traités dans cette expérience sont laissés avec une certaine variabilité vu l'incertitude sur leur mesure; soit  $hfov = 66^\circ \pm 5^\circ$ ,  $H = 1.52 \text{ m} \pm 0.05 \text{ m}$  et  $\theta = 0^\circ \pm 5^\circ$ . Le champ de vue doit être déterminé à l'aide des spécifications de la caméra et n'a pu être déterminé avec précision pour cette expérience. La hauteur, bien qu'à priori

connue exactement, peut varier en fonction de l'angle de la caméra. Puisque la hauteur est mesurée à partir du point principal de la caméra et que le pivot du trépied est situé quelques centimètres plus bas, la hauteur diminue en fonction de l'augmentation des angles d'inclinaison. Enfin, l'inclinaison azimutale  $\theta$  n'a pas vraiment de signification dans une expérience de laboratoire et la concordance entre les données des capteurs et celles de la minimisation lors de la géorectification est donc inutile.

Les images géorectifiées à partir des inclinaisons des capteurs (Fig. 34(b),(c)) montre un écart marqué entre les coordonnées image et de laboratoire des points de contrôle. Dans le but d'évaluer seulement l'influence des inclinaisons  $\lambda$  et  $\phi$ , les autres paramètres ( $hfov$ ,  $H$ ,  $\theta$ ) sont fixés aux valeurs obtenues par minimisation, soit les mêmes valeurs que pour les images géoréférencées avec points de contrôle.

La figure 35 illustre le critère de minimisation de la géorectification, soit la racine carrée de l'erreur quadratique moyenne. Dans le cas de la géorectification avec points de contrôle, l'erreur est pratiquement nulle, alors que pour celle à partir des capteurs oscillent entre 0.5 m et 3 m. Globalement, le capteur de rotation obtient néanmoins de meilleurs résultats que l'accéléromètre, ce qui peut être observé dans l'exemple de la figure 34.

### 3.4 Discussion

Les figures 30 et 32 montrent un faible écart entre les angles provenant de l'accéléromètre et du capteur de rotation. Néanmoins, cet écart porte à croire que l'utilisation du capteur de rotation est à privilégier. Puisque le capteur de rotation conjugue l'accéléromètre, le magnétomètre et le gyroscope, il est normal que la précision des données soit améliorée. De plus, bien que cet angle n'a pas été expérimenté, le capteur de rotation permet également d'obtenir l'inclinaison azimutale  $\theta$ , paramètre important pour des observations sur le terrain et qui ne peut être obtenu à partir de l'accéléromètre seul.

L'écart entre les angles obtenus par minimisation et ceux obtenus des capteurs est mar-

qué, pouvant aller jusqu'à  $3^\circ$  pour  $\lambda$  par exemple. Il est possible qu'un simple biais soit introduit à cause de la difficulté à placer le support parallèle à l'axe principal de la caméra. Toutefois, ce biais augmente en fonction des angles d'inclinaison, ce qui peut être attribué à la piètre qualité du support (Fig 28). Le plastique légèrement flexible, ajouté à la courbure dans le plateau et sans oublier le pivot peu précis à sa base peuvent toutes être des sources de biais additionnels qui peuvent augmenter en fonction de l'angle d'inclinaison. La position du pivot place tout le poids de l'appareil à l'extrémité ce qui peut faire en sorte qu'il s'incline davantage à fort angle. D'ailleurs, l'écart selon  $\lambda$  est plus marqué, ce qui confirme la grande incertitude introduite par le pivot du support. Un support plus solide et sans pivot permettrait d'éliminer ces biais variables et possiblement de se rapprocher d'un biais acceptable qui pourrait être aisément corrigé avant le processus de géorectification. La manipulation de l'appareil entre les mesures (démarrage d'enregistrement et sauvegarde des données) peut aussi avoir introduit un biais, ce qui pourrait être corrigé par une prise de données en continu.

Les images de géorectification (Fig. 34) montrent l'importance d'avoir une bonne précision sur les inclinaisons et autres paramètres de la caméra. Un écart de un ou deux degrés à une distance d'une dizaine de mètres introduit une déformation moyenne de 2 m ; le résultat sur le terrain serait bien pire. Néanmoins, les images de la figure 34 montrent également que la déformation est majoritairement selon l'axe z (profondeur) et qu'elle est nettement due à un biais dans l'inclinaison. Ainsi, avec un support de meilleure qualité, la géorectification en serait probablement améliorée.

### 3.5 Conclusion

Les résultats de cette expérience préliminaire montre que l'usage d'un téléphone intelligent pour remplacer l'usage des points de contrôle dans la méthode de géorectification Bourgault-Pawlowicz est prometteur, mais qu'il y a encore du développement à faire pour que ce soit opérationnel. D'abord, l'usage d'un appareil comportant accéléromètres, magné-

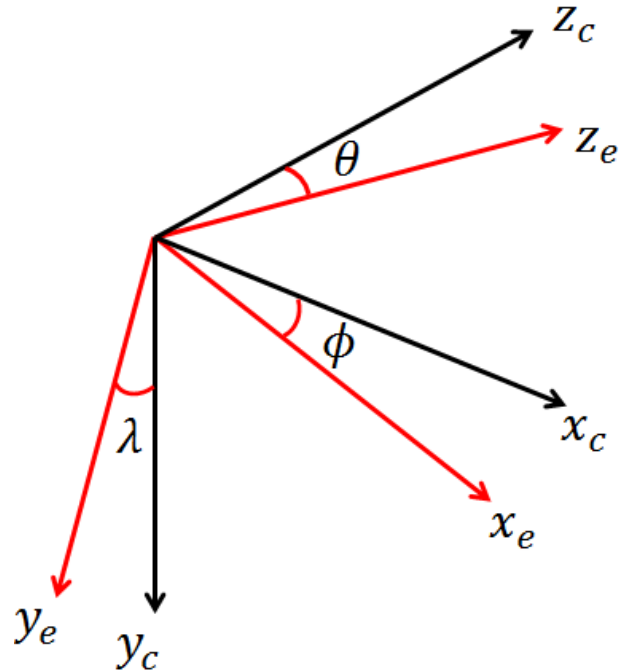


Figure 26: Système d'axes et angles d'inclinaison.

tomètres et gyroscopes est préconisé afin d'augmenter la précision des mesures. Ensuite, bien que les résultats ne semblent pas concluant à première vue, les biais variables pour les inclinaisons horizontale  $\lambda$  et verticale  $\phi$  sont principalement attribués au support inadapté pour cette application de précision.

En somme, l'utilisation d'un support plus robuste et adapté aux besoins de l'expérience est suggérée et sera expérimentée à nouveau en laboratoire, mais également sur le terrain. La précision sur l'inclinaison azimutale reste encore à vérifier et une expérience sur le terrain permettra de mieux éprouver ce nouvel aspect de la géorectification. L'utilisation de la géorectification en imagerie numérique à faibles angles n'est pas encore prête à quitter le milieu côtier et d'être adapté à l'observation en haute mer, mais c'est un pas dans la bonne direction.



Figure 27: Image avant géorectifications considéré comme l'origine (i.e. inclinaison  $[0,0]$ ) (distance en pixels); les sept points de contrôle en rouge.

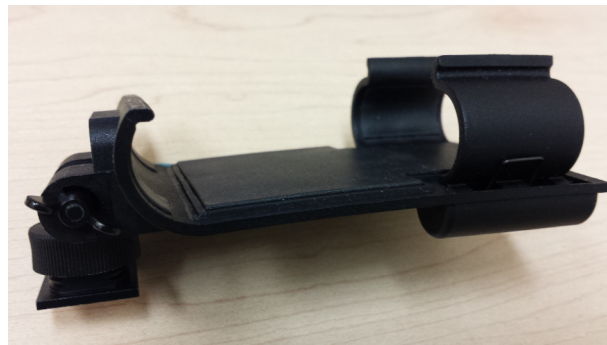


Figure 28: Support pour téléphone intelligent Flash Dock.

Tableau 4: Inclinaison horizontale  $\lambda$  (autour de l'axe  $x$ ). Les angles provenant de la géorectification ont été obtenus en fixant la hauteur, le champ de vue et l'angle azimutal  $\theta$ ; les angles provenant de l'accéléromètre et du capteur de rotation sont moyennés sur 10 s et l'erreur sur la mesure est l'écart-type sur la moyenne.

Inclinaison	Géorectification	Accéléromètre		Capteur de rotation	
	$\lambda$	$\lambda$	$d\lambda$	$\lambda$	$d\lambda$
(0,0)	-0.38	1.98	0.11	2.01	0.01
(5,0)	4.52	7.61	0.08	7.49	0.02
(10,0)	9.44	13.05	0.08	13.03	0.02
(15,0)	14.38	18.55	0.08	18.55	0.02
(15,5)	14.47	18.78	0.12	18.66	0.04
(15,10)	14.54	19.00	0.08	18.63	0.07
(15,15)	14.64	19.57	0.08	24.87	4.07
(10,15)	9.92	14.35	0.09	13.80	0.02
(10,10)	9.89	14.09	0.09	13.80	0.02
(10,5)	9.88	13.87	0.08	13.76	0.03
(5,5)	6.05	9.73	0.07	9.68	0.02
(5,10)	6.12	9.90	0.09	9.70	0.05
(5,15)	6.16	10.18	0.09	9.73	0.13
(0,15)	-0.02	3.07	0.07	2.95	0.07
(0,10)	-0.11	2.95	0.09	2.87	0.03
(0,5)	0.49	2.83	0.08	2.93	0.17

Tableau 5: Inclinaison verticale  $\phi$  (autour de l'axe  $z$ ). Les angles provenant de la géorectification ont été obtenus en fixant la hauteur, le champ de vue et l'angle azimutal  $\theta$ ; les angles provenant de l'accéléromètre et du capteur de rotation sont moyennés sur 10 s et l'erreur sur la mesure est l'écart-type sur la moyenne.

Inclinaison	Géorectification	Accéléromètre		Capteur de rotation	
	$\phi$	$\phi$	$d\phi$	$\phi$	$d\phi$
(0,0)	-0.26	-1.11	0.18	-1.10	0.01
(5,0)	-0.60	-1.17	0.06	-1.28	0.09
(10,0)	-0.67	-1.14	0.07	-1.20	0.03
(15,0)	-0.46	-1.17	0.05	-1.17	0.03
(15,5)	-4.56	-5.61	0.09	-5.60	0.06
(15,10)	-8.65	-10.08	0.08	-10.01	0.07
(15,15)	-12.95	-15.10	0.07	-23.43	3.72
(10,15)	-13.19	-15.23	0.10	-15.28	0.05
(10,10)	-9.06	-10.75	0.09	-10.74	0.02
(10,5)	-3.85	-5.12	0.08	-5.20	0.03
(5,5)	-3.87	-5.09	0.07	-5.12	0.02
(5,10)	-8.14	-9.73	0.08	-9.76	0.05
(5,15)	-13.37	-15.62	0.10	-15.57	0.10
(0,15)	-13.54	-15.52	0.09	-15.52	0.16
(0,10)	-8.67	-10.29	0.09	-9.88	0.18
(0,5)	-6.30	-5.95	0.13	-5.91	0.09



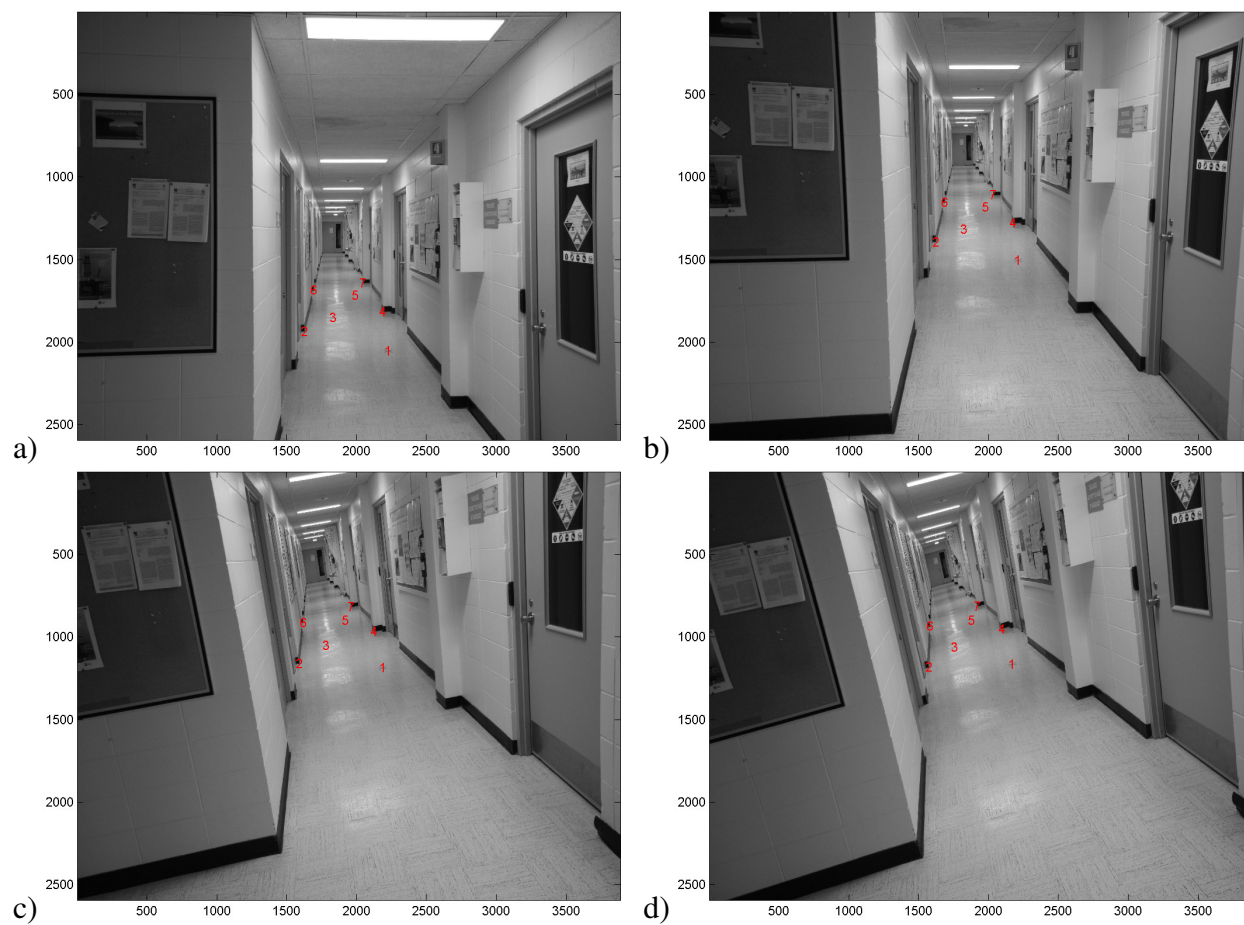


Figure 29: Exemple d'images avant géorectifications (distance en pixels). Les inclinaisons  $[0,0]$  (a),  $[10,0]$  (b),  $[15,10]$  (c) et  $[15,15]$  (d), avec les sept points de contrôle en rouge.

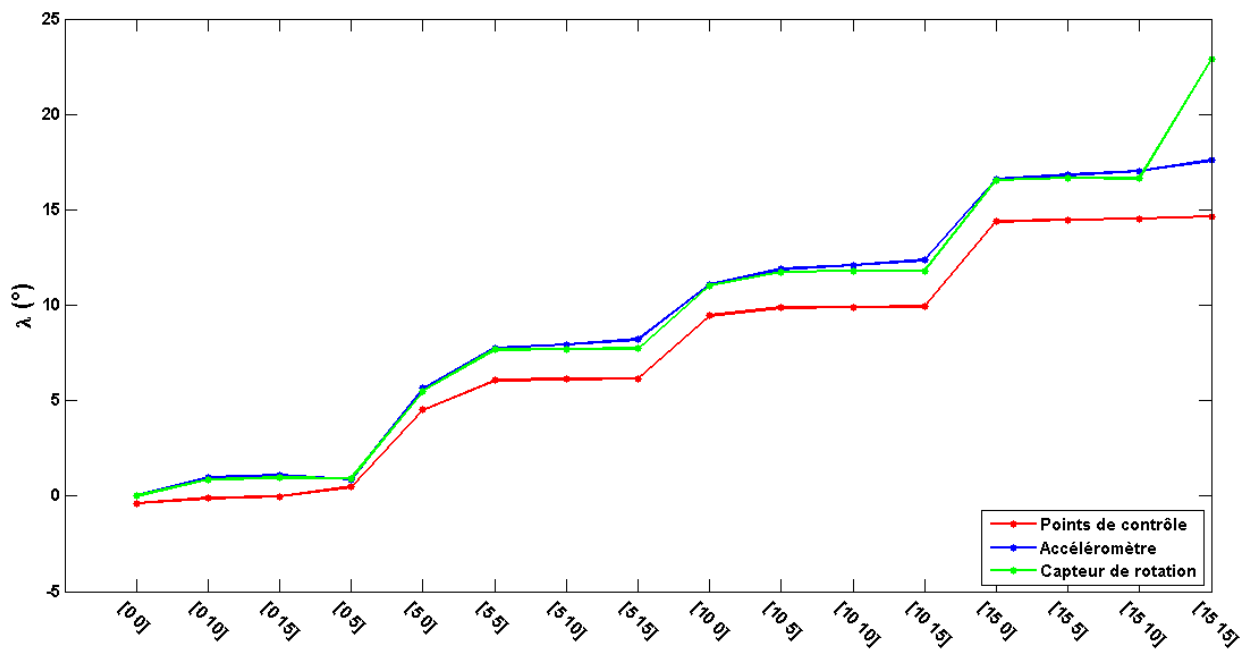


Figure 30: Inclinaison horizontale  $\lambda$  (autour de l'axe  $x$ ) pour les différentes méthodes d'acquisition ; géorectification avec points de contrôle (rouge), accéléromètre (bleu) et capteur de rotation (vert).

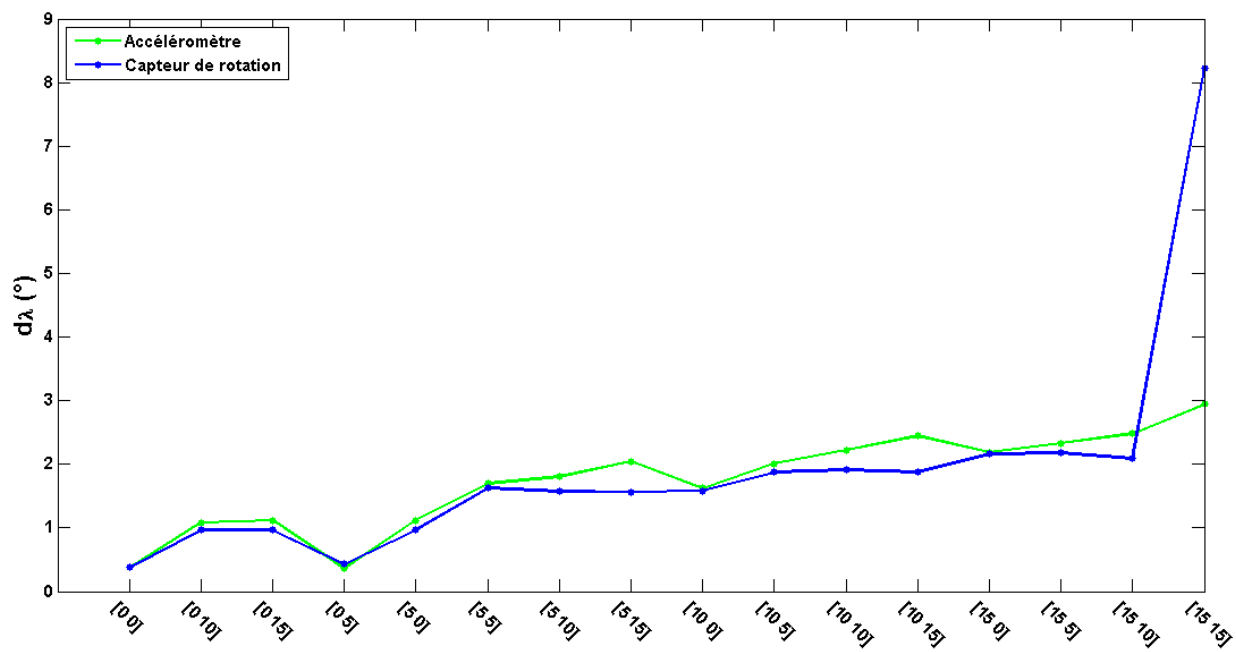


Figure 31: Différence entre les résultats de la géorectification avec points de contrôle et les différents capteurs pour l'inclinaison horizontale  $\lambda$  ; accéléromètre (vert) et capteur de rotation (bleu).

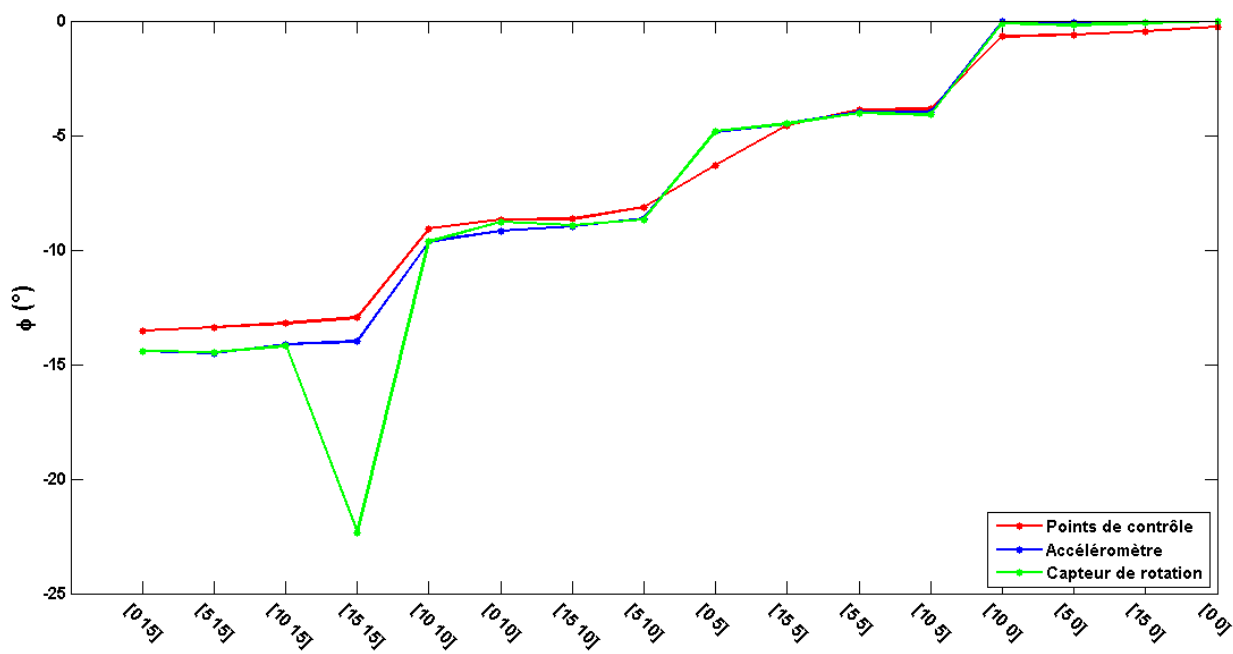


Figure 32: Inclinaison verticale  $\phi$  (autour de l'axe  $z$ ) pour les différentes méthodes d'acquisition; géorectification avec points de contrôle (rouge), accéléromètre (bleu) et capteur de rotation (vert).

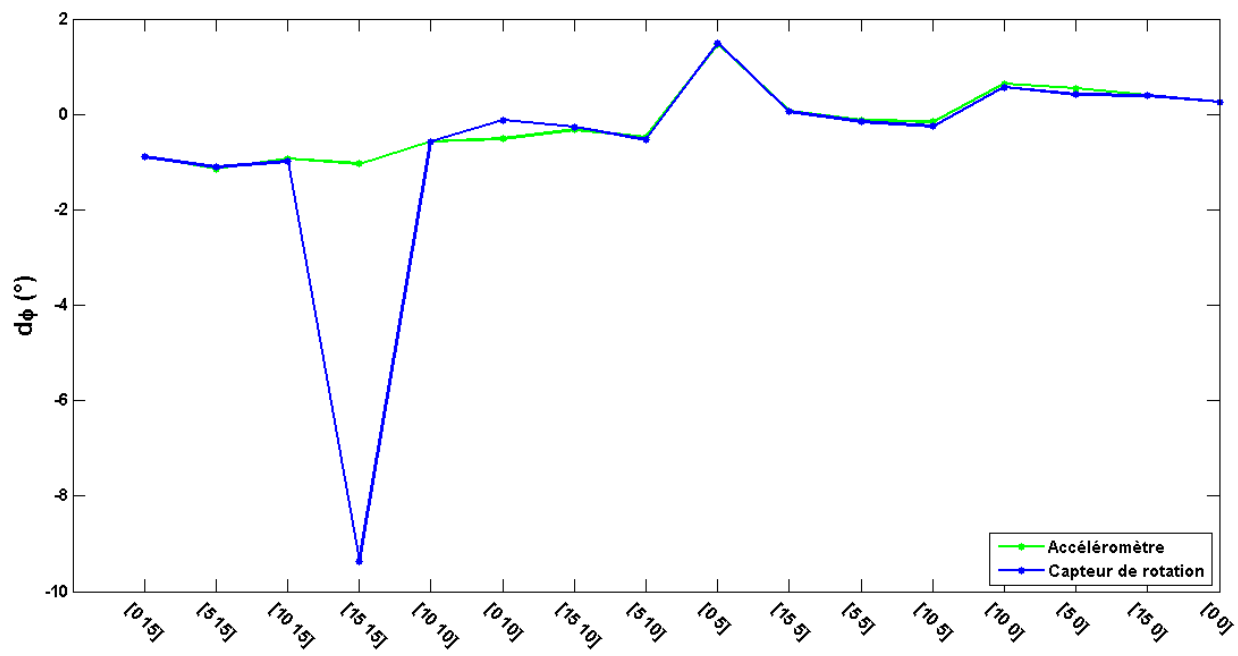


Figure 33: Différence entre les résultats de la géorectification avec points de contrôle et les différents capteurs pour l'inclinaison verticale  $\phi$ ; accéléromètre (vert) et capteur de rotation (bleu).

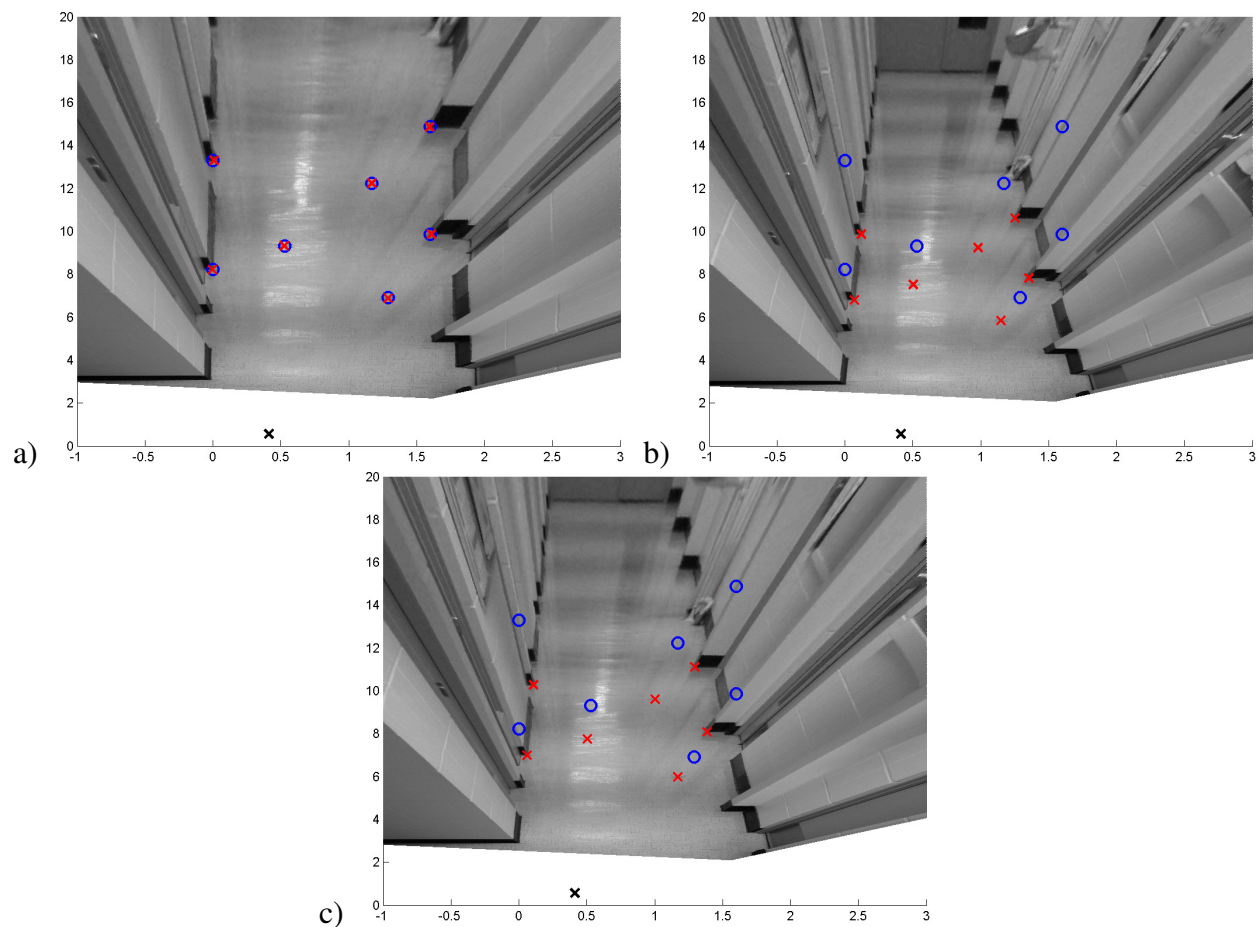


Figure 34: Images géorectifiées pour l'inclinaison  $[15,10]$  selon les différents modes d'acquisition (distances en mètre); géorectification avec points de contrôle (a), accéléromètre (b) et capteur de rotation (c). Les croix rouges indiquent les points de contrôle dans l'image (pixels), alors que les cercles bleus indiquent les points de contrôle dans le laboratoire (coordonnées en mètre).

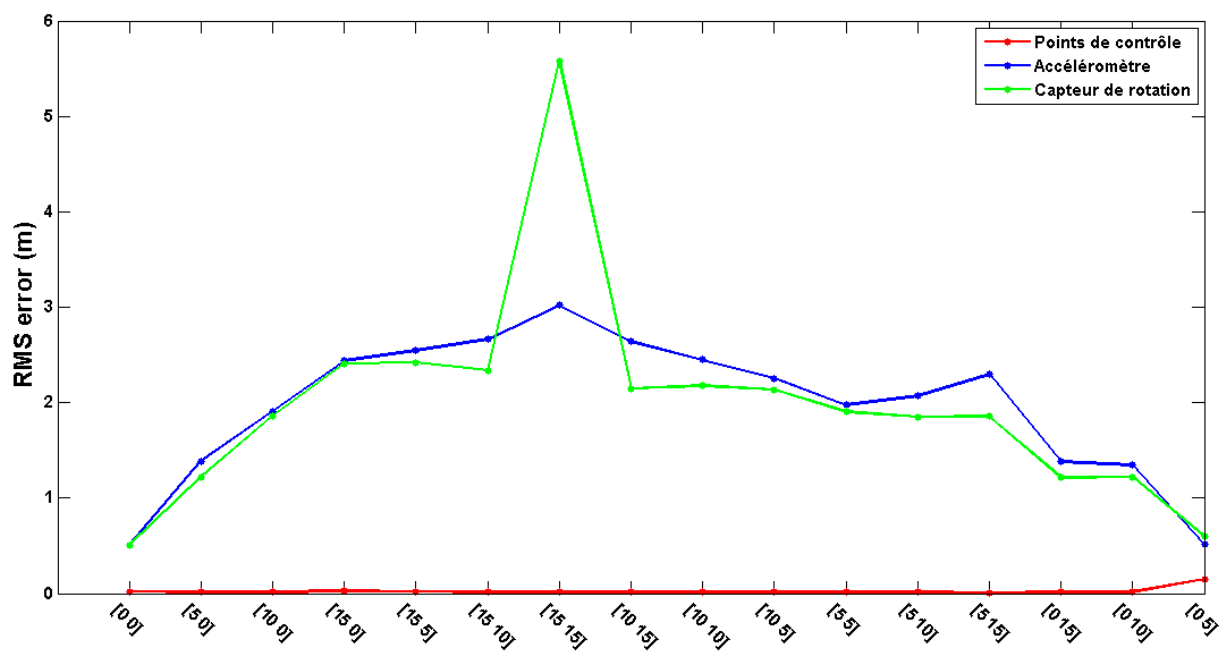


Figure 35: Racine carrée de l'erreur quadratique moyenne (critère d'ajustement de la géorectification); géorectification avec points de contrôle (rouge), accéléromètre (bleu) et capteur de rotation (vert).

## ANNEXE II

### SYSTÈME EN DEUX COUCHES

Les équations fondamentales en 2 dimensions s'expriment telles que

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (4.1)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} = 0 \quad (4.3)$$

où  $P = p + \rho gz$  et  $h = -\delta\rho \frac{\partial z}{\partial \rho}$ . Ainsi, pour un système à 2 couches comme dans la figure 36,

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} - fv_1 = -g \frac{\partial(h_1 + h_2 + b)}{\partial x} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} + fu_1 = -g \frac{\partial(h_1 + h_2 + b)}{\partial y} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial u_2}{\partial y} - fv_2 = -g \frac{\partial(h_1 + h_2 + b)}{\partial x} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial v_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial y} + fu_2 = -g \frac{\partial(h_1 + h_2 + b)}{\partial y} \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} + \frac{\partial h_1 u_1}{\partial x} + \frac{\partial h_1 v_1}{\partial y} = 0 \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} + \frac{\partial h_2 u_2}{\partial x} + \frac{\partial h_2 v_2}{\partial y} = 0. \quad (4.9)$$



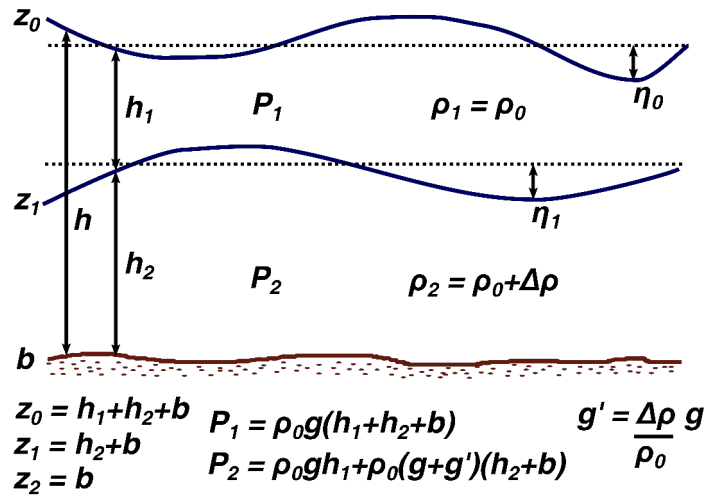


Figure 36: Systèmes en 2 couches. (Adaptée de Vallis (2006))

Si

$$\eta_0 + H = h_1 + h_2 + b \quad (4.10)$$

$$\eta_1 + H_2 = h_2 + b \quad (4.11)$$

où  $\eta_0$  est l'élévation,  $\eta_1$  le déplacement de la pycnocline,  $H$  le niveau moyen de la surface de l'eau et  $H_2$  le niveau moyen de la pycnocline, les termes de pression deviennent

$$-g \frac{\partial (h_1 + h_2 + b)}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta_0}{\partial x} \quad (4.12)$$

$$-g' \frac{\partial (h_2 + b)}{\partial x} = -g' \frac{\partial \eta_1}{\partial x}. \quad (4.13)$$

En remplaçant les équations 4.12 et 4.13 dans les équations 4.4 à 4.9 et en linéarisant

ces équations ( $u^2 \approx 0$ ), on obtient

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - f v_1 = -g \frac{\partial \eta_0}{\partial x} \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + f u_1 = -g \frac{\partial \eta_0}{\partial y} \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} - f v_2 = -g \frac{\partial \eta_0}{\partial x} - g' \frac{\partial \eta_1}{\partial x} \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial v_2}{\partial t} + f u_2 = -g \frac{\partial \eta_0}{\partial y} - g' \frac{\partial \eta_1}{\partial y} \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial(\eta_0 - \eta_1)}{\partial t} + \frac{\partial H_1 u_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1 v_1}{\partial y} = 0 \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial t} + \frac{\partial((H_2 - b)u_2)}{\partial x} + \frac{\partial((H_2 - b)v_2)}{\partial y} = 0 \quad (4.19)$$

où  $H_1 = H - H_2$  est l'épaisseur moyenne de la couche de surface.

Si  $b = 0$  et avec une proportionnalité tel que

$$u_2 = \lambda u_1 \quad v_2 = \lambda v_1 \quad \eta_0 = \mu \eta_1,$$

les équations 4.16 et 4.17 deviennent

$$\lambda \left( \frac{\partial u_1}{\partial t} - f v_1 \right) = -g \left( \frac{g\mu + g'}{g\mu} \right) \frac{\partial \eta_0}{\partial x} \quad (4.20)$$

$$\lambda \left( \frac{\partial v_1}{\partial t} + f u_1 \right) = -g \left( \frac{g\mu + g'}{g\mu} \right) \frac{\partial \eta_0}{\partial y}. \quad (4.21)$$

Or, les équations 4.20 et 4.21 sont égales aux équations 4.14 et 4.15 si

$$\lambda = 1 + \frac{g'}{g\mu}. \quad (4.22)$$

De plus, avec les conditions énoncées plus haut, l'équation 4.19 devient

$$\frac{1}{\mu - 1} \frac{\partial(\eta_0 - \eta_1)}{\partial t} + \lambda \frac{H_2}{H_1} \left( \frac{\partial H_1 u_1}{\partial x} + \frac{\partial H_1 v_1}{\partial y} \right) = 0. \quad (4.23)$$

Or, l'équation 4.23 est égale à l'équation 4.18 si

$$\frac{1}{\mu - 1} = \lambda \frac{H_2}{H_1}. \quad (4.24)$$

En jumelant les équations 4.22 et 4.24, on obtient

$$\begin{aligned} (\lambda - 1) \left( \frac{H_1}{H_2 \lambda} \right) &= \frac{g'}{g} \\ \frac{H_1}{H_2} - \frac{H_1}{H_2 \lambda} + \lambda - 1 &= \frac{g'}{g} \\ H_2 \lambda^2 + \left( H_1 - H_2 - \frac{g'}{g} H_2 \right) \lambda - H_1 &= 0. \end{aligned} \quad (4.25)$$

En négligeant  $\frac{g'}{g} = \frac{\delta \rho}{\rho_0} \ll 1$ ,

$$\lambda = \frac{(H_2 - H_1) \pm (H_2 + H_1)}{2H_2}. \quad (4.26)$$

La portion positive de l'équation 4.26 donne  $\lambda = 1$ , ce qui correspond au mode barotrope, soit  $u_1 = u_2$  et  $v_1 = v_2$ . La portion négative donne  $\lambda = -\frac{H_1}{H_2}$ , ce qui correspond au mode barocline, soit  $H_1 u_1 = -H_2 u_2$  et  $H_1 v_1 = -H_2 v_2$ .

En considérant le mode barocline pour l'équation 4.22,

$$\begin{aligned} -\frac{H_1}{H_2} &= 1 + \frac{g'}{g\mu} \\ \mu &= -\frac{g'}{g \left( \frac{H_1}{H_2} + 1 \right)} \\ &= -\frac{g' H_2}{g H}. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Alors,

$$\eta_0 = -\frac{g'H_2}{gH}\eta_1 \quad (4.28)$$

## ANNEXE III

### RELEVÉ DES OBSERVATIONS DE TOURBILLONS

Tableau 6: Relevé des observations par images et vidéos pour la mission de 2013.

date	heure (UTC)	marée	taille	type	nom	description
3 juin 2013	-	-	-	-	-	Courte journée; pas dans le bon cycle de marée.
4 juin 2013	-	-	-	-	-	Trop de vent.
5 juin 2013	22:00 01:00	LW-0:45	grand	cyclonique	-	Un peu de vent. Tourbillon ascendant, puis descendant.
6 juin 2013	-		petit	cyclonique	-	Possible tourbillon dans les premières minutes/heures.
6 juin 2013	19:30 21:30	HW+1:15	grand	anti-cyclonique	<i>Alex</i>	Tourbillon passant sur le mouillage.
7 juin 2013	13:30 14:00	LW+0:30	petit	cyclonique	-	Court tourbillon créé près du mouillage, se dissipe rapidement.
7 juin 2013	20:10 21:10	HW+1:10	grand	anti-cyclonique	<i>Billy</i>	Tourbillon semblable à <i>Alex</i> .
7 juin 2013	20:45 21:25	HW+1:45	moyen	anti-cyclonique	<i>Charly</i>	Tourbillon plus petit qu' <i>Alex</i> .
7 juin 2013	20:45 21:30	HW+1:45	petit	anti-cyclonique	-	Tourbillon plus court dans la cisaille.
7 juin 2013	23:00 00:30	LW-1:45	moyen	anti-cyclonique	-	Tourbillon ascendant.
8 juin 2013	-	-	-	-	-	Aucune photo.
9 juin 2013	-	-	-	-	-	Rien d'apparent.
10 juin 2013	11:30 12:30	HW+3:00	petit	anti-cyclonique	-	Allée de tourbillons; images très brouillées (nuage, soleil, vent).
10 juin 2013	22:30 00:30	HW+1:30	-	anti-cyclonique	-	Tourbillons plus ou moins définis.

Tableau 7: Relevé des observations par images et vidéos pour la mission de 2013 (suite).

date	heure (UTC)	marée	taille	type	nom	description
11 juin 2013	22:00 00:30	HW+0:30	-	anti-cyclonique	<i>Dani</i>	Tourbillon semble remonter la baie à gauche du mouillage.
12 juin 2013	11:49 12:08	HW+2:19	-	anti-cyclonique	-	Tourbillon à droite du mouillage, peut-être un artifice du vent.
12 juin 2013	12:45 13:31	HW+3:15	moyen	anti-cyclonique	<i>Éli</i>	Faible, dissipé/brouillé rapidement par le vent.
12 juin 2013	23:30 01:15	HW+1:30	petit	-	-	Structures tourbillonnaires bruitées. Tourbillon ascendant se détache de la structure (00:30-01:00).
13 juin 2013	12:15 12:45	HW+2:00	petit	anti-cyclonique	-	Tourbillon rapide dans la cisaille.
13 juin 2013	23:30 01:00	HW+0:45	grand	anti-cyclonique	-	-
14 juin 2013	01:35	HW+2:50	-	-	-	Début de formation, mais fin du vidéo.

Tableau 8: Relevé des observations par images et vidéos pour la mission de 2015.

date	heure (UTC)	marée	taille	type	nom	description
6 juil 2015	12:00 15:00	HW+1:30	moyen	anti-cyclonique	-	Structures tourbillonnaires mal définies.
6 juil 2015	16:30 18:30	LW-0:15	-	cyclonique	-	Tourbillon stationnaire près du mouillage.
6 juil 2015	23:15 01:00	HW+0:15	grand	anti-cyclonique	-	Tourbillon descendant, mais on le perd de vue passé le mouillage.
7 juil 2015	11:30 13:30	HW+0:15	-	anti-cyclonique	-	Structures tourbillonnaires mal définies.
8 juil 2015	-	-	-	-	-	Aucun, trop venteux.
9 juil 2015	-	-	-	-	-	Rien d'apparent.
10 juil 2015	14:30 17:30	HW+0:15	petit	anti-cyclonique	-	Structures tourbillonnaires mal définies (N-E du mouillage).
10 juil 2015	22:00 23:30	LW+1:30	-	-	-	Front se déplaçant sur le mouillage.

## BIBLIOGRAPHIE

- Agrawal, A., Prasad, A. K., 2003. Measurements within vortex vortices in a turbulent jet. *Journal of Fluids Engineering* 125 (3), 561.
- Arai, M., Yamagata, T., 1994. Asymmetric evolution of eddies in rotating shallow water. *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science* 4 (2), 163–175.
- Batchelor, G. K., 1964. Axial flow in trailing line vortices. *Journal of Fluid Mechanics* 20 (4), 645–658.
- Beckers, M., Verzicco, R., Clercx, H., van Heijst, G., 2001. Dynamics of pancake-like vortices in a stratified fluid : experiments, model and numerical simulations. *Journal of Fluid Mechanics* 433, 1–27.
- Bélangier, C., 2003. Observation and modelling of a renewal event in the Saguenay Fjord. Doctorat en océanographie, Université du Québec à Rimouski.
- Belzile, M., Galbraith, P. S., Bourgault, D., 2016. Water renewals in the Saguenay Fjord. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 121 (1), 638–657.
- Bourgault, D., 2008. Shore-based photogrammetry of river ice. *Canadian Journal of Civil Engineering* 35, 80–86.
- Bourgault, D., Galbraith, P. S., Chavanne, C., 2016. Generation of internal solitary waves by frontally forced intrusions in geophysical flows. *Nature Communications* 7, 13606.
- Bourgault, D., Galbraith, P. S., Winkler, G., 2012. Exploratory observations of winter oceanographic conditions in the Saguenay Fjord. *Atmosphere-Ocean* 50 (1), 17–30.
- Bourgault, D., Janes, D. C., Galbraith, P. S., 2011. Observations of a large-amplitude internal wave train and its reflection off a steep slope. *Journal of Physical Oceanography* 41 (1999), 586–600.
- Bourgault, D., Pawlowicz, R., Richards, C., 2015. A Matlab package for georectifying oblique digital images (g\_rect).  
URL [http://demeter.uqar.ca/g\\_rect/index.php/A\\_Matlab\\_package\\_for\\_georectifying\\_oblique\\_digital\\_images\\_\(g\\_rect\)](http://demeter.uqar.ca/g_rect/index.php/A_Matlab_package_for_georectifying_oblique_digital_images_(g_rect))
- Bower, A. S., Hendry, R. M., Amrhein, D. E., Lilly, J. M., 2013. Direct observations of formation and propagation of subpolar eddies into the Subtropical North Atlantic. *Deep-Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography* 85 (July), 15–41.
- Carton, X., 2001. Hydrodynamical modeling of oceanic vortices. *Surveys in Geophysics* 22, 179–263.

- Cenedese, C., Whitehead, J. a., 2000. Eddy shedding from a boundary current around a cape over a sloping bottom. *Journal of Physical Oceanography* 30 (7), 1514–1531.
- Cushman-Roisin, B., Beckers, J.-M., 2011. Introduction to geophysical fluid dynamics : Physical and numerical aspects. Vol. 101. Academic Press, 830 pp.
- Cyr, F., Bourgault, D., Galbraith, P. S., 2011. Interior versus boundary mixing of a cold intermediate layer. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 116 (C12), c12029.
- D'Asaro, E., 1988. Generation of submesoscale vortices : A new mechanism. *Journal of Geophysical Research* 93 (C6), 6685.
- de Jong, M. F., Bower, A. S., Furey, H. H., 2014. Two years of observations of warm-core anticyclones in the Labrador Sea and their seasonal cycle in heat and salt stratification. *Journal of Physical Oceanography* 44 (2), 427–444.
- Denman, K. L., Gargett, A. E., 1983. Time and space scales of vertical mixing and advection phytoplankton in the upper ocean. *Limnology and Oceanography* 28 (5), 801–815.
- Devenport, W. J., Rife, M. C., Liapis, S. I., Follin, G. J., 1996. The structure and development of a wing-tip vortex. *Journal of Fluid Mechanics* 312 (-1), 67.
- Dong, C., McWilliams, J. C., Shchepetkin, A. F., 2007. Island wakes in deep water. *Journal of Physical Oceanography* 37 (4), 962–981.
- Drainville, G., 1968. Le fjord du Saguenay - 1. Contribution à l'océanographie. *Le Naturaliste Canadien* 95, 809–855.
- Fer, I., Widell, K., 2007. Early spring turbulent mixing in an ice-covered Arctic fjord during transition to melting. *Continental Shelf Research* 27 (15), 1980–1999.
- Gade, H. G., Edwards, A., 1980. Deep water renewal in fjords. Springer US, Boston, MA, Ch. VI, pp. 453–489.
- Goncharov, V., Pavlov, V., 2001. Cyclostrophic vortices in polar regions of rotating planets. *Nonlinear Processes in Geophysics* 8, 301–311.
- Grue, J., Bourgault, D., Galbraith, P. S., 2016. Supercritical dead water : effect of nonlinearity and comparison with observations. *Journal of Fluid Mechanics* 803, 436–465.
- Gula, J., Molemaker, M. J., McWilliams, J. C., 2016. Submesoscale dynamics of a gulf stream frontal eddy in the south atlantic bight. *Journal of Physical Oceanography* 46 (1), 305–325.
- Klinger, B. a., 1994. Baroclinic eddy generation at a sharp corner in a rotating system. *Journal of Geophysical Research* 99 (C6), 12515.
- Kundu, P. K., Cohen, I. M., Dowling, D. R., 2012. Fluid mechanics, 5th Edition. Academic Press, 891 pp.



- Lee, H.-J., Chao, S.-Y., Fan, K.-L., Kuo, T.-Y., 1999. Tide-induced eddies and upwelling in a semi-enclosed basin : Nan Wan. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 49, 775–787.
- Lesieur, M., 1993. Understanding coherent vortices through computational fluid dynamics. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 5 (October 1992), 177–193.
- Lewellen, D. C., Lewellen, W. S., 2007. Near-surface intensification of tornado vortices. *Journal of the Atmospheric Sciences* 64, 2176–2194.
- Lilly, J. M., Rhines, P. B., 2002. Coherent eddies in the Labrador Sea observed from a mooring. *Journal of Physical Oceanography* 32 (2), 585–598.
- Manucharyan, G. E., Timmermans, M.-L., 2013. Generation and separation of mesoscale eddies from surface ocean fronts. *Journal of Physical Oceanography* 43 (12), 2545–2562.
- McGillicuddy, D. J., Robinson, a. R., 1997. Eddy induced nutrient supply and new production in the Sargasso Sea. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers* 44 (8), 1427–1450.
- McWilliams, J. C., 1985. Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics* 23 (2), 165.
- McWilliams, J. C., 2006. *Fundamentals of geophysical fluid dynamics*. Cambridge University Press, 283 pp.
- Mertz, G., Koutitonsky, V. G., Gratton, Y., El-Sabh, M. I., 1992. Wind-induced eddy motion in the lower St. Lawrence Estuary. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 34 (6), 543–556.
- Nakamura, T., Matthews, J. P., Awaji, T., Mitsudera, H., 2012. Submesoscale eddies near the Kuril Straits : Asymmetric generation of clockwise and counterclockwise eddies by barotropic tidal flow. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 117.
- Noh, Y., Jin Kim, H., 1999. Simulations of temperature and turbulence structure of the oceanic boundary layer with the improved near-surface process. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 104 (C7), 15621–15634.  
URL <http://dx.doi.org/10.1029/1999JC900068>
- Olson, D. B., 1991. Rings in the ocean. *Annual Review of Earth Planet Science* 19, 283–311.
- Pawlowicz, R., 2003. Quantitative visualization of geophysical flows using low-cost oblique digital time-lapse imaging. *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 28 (4), 699–710.
- Pelletier, E., Sévigny, J.-M., 2009. *Parc marin Saguenay - Saint-Laurent. Dix années de recherche et de conservation*. Eds., *Revue des sciences de l'eau*.
- Richards, C., Bourgault, D., Galbraith, P. S., Hay, A., Kelley, D. E., 2013. Measurements of shoaling internal waves and turbulence in an estuary. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 118 (1), 273–286.

- Richardson, P. L., Price, J. F., Walsh, D., Armi, L., Schröder, M., 1989. Tracking three meddies with SOFAR floats. *American Meteorological Society Journals online*, 371–383.
- Robinson, A. R., 1983. *Eddies in marine science*. Springer-Verlag, 612 pp.
- Seibert, G., Trites, R., Reid, S., 1979. Deepwater exchange processes in the Saguenay Fjord. *J. Fish. Res. Board Can.* 36 (1), 42–53.
- Sheng, J., 2001. Dynamics of a buoyancy-driven coastal jet : The Gaspé Current. *Journal of Physical Oceanography* 31 (11), 3146–3162.
- Small, R. J., DeSzoeko, S. P., Xie, S. P., O’Neill, L., Seo, H., Song, Q., Cornillon, P., Spall, M., Minobe, S., 2008. Air-sea interaction over ocean fronts and eddies. *Dynamics of Atmospheres and Oceans* 45, 274–319.
- Stacey, M. W., Gratton, Y., 2001. The energetics and tidally induced reverse renewal in a two-silled fjord. *Journal of Physical Oceanography* 31 (1984), 1599–1615.
- Stamhuis, E., Videler, J., 1995. Quantitative flow analysis around aquatic animals using laser sheet particle image velocimetry. *The Journal of experimental biology* 198 (Pt 2), 283–94.
- Sugimoto, N., Ishioka, K., Yoden, S., 2007. Balance regimes for the stability of a jet in an f-plane shallow water system. *Fluid Dynamics Research* 39, 353–377.
- Thielicke, W., 2014. *The flapping flight of birds : Analysis and application*. Ph.D. thesis, University of Groningen.
- Thielicke, W., Stamhuis, E. J., 2014a. PIVlab - Time-resolved digital particle image velocimetry tool for MATLAB.  
URL <http://dx.doi.org/10.6084/m9.figshare.1092508>
- Thielicke, W., Stamhuis, E. J., 2014b. PIVlab - Towards user-friendly, affordable and accurate digital particle image velocimetry in MATLAB. *Journal of Open Research Software* 2 (1), e30.
- Thomas, L. N., Tandon, A., Mahadevan, A., 2008. Submesoscale processes and dynamics. *Journal of Geophysical Research*, 17–38.
- Thomson, R. E., Gower, J. F. R., 1985. A wind-induced mesoscale eddy over the vancouver island continental slope. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 90 (C5), 8981–8993.
- Vallis, G. K., 2006. *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 745 pp.
- Wang, C., Pawlowicz, R., 2011. Propagation speeds of strongly nonlinear near-surface internal waves in the Strait of Georgia. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 116 (10), 1–15.

- Wang, C., Pawlowicz, R., 2012. Oblique wave-wave interactions of nonlinear near-surface internal waves in the Strait of Georgia. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 117 (6), 1–17.
- Williams, R. G., Follows, M. J., 1998. Eddies make ocean deserts bloom. *Nature* 394 (July), 228–229.
- Wood, V. T., White, L. W., 2013. A parametric wind-pressure relationship for rankine versus non-rankine cyclostrophic vortices. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 30, 2850–2867.
- Wu, J.-Z., Ma, H.-Y., Zhou, M.-D., 2006. *Vorticity and vortex dynamics*. Springer, 776 pp.