

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI

**DISPERSION LAGRANGIENNE DANS L'ESTUAIRE
MOYEN DU SAINT-LAURENT**

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

PAR
SIMON ST-ONGE DROUIN

Août 2010

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.

Composition du jury :

Daniel Bourgault, président du jury, ISMER - UQAR

Jean-François Dumais, directeur de recherche, ISMER - UQAR

Gesche Winkler, codirectrice de recherche, ISMER - UQAR

Anne Molcard, examinatrice externe, Université de Toulon

Dépôt initial le 11 août 2010

Dépôt final le 25 novembre 2010

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI
Service de la bibliothèque

Avertissement

La diffusion de ce rapport, 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. »

REMERCIEMENTS

Je tiens d'abord à remercier Jean-François Dumais, mon directeur, pour son écoute et ses conseils, avec qui j'ai aussi eu bien du plaisir. Merci à Gesche Winkler, ma co-directrice, que j'apprécie beaucoup et qui fut toujours disponible pour m'aider tout au long de ce projet.

Pour leur patience et leur support envers tout ce qui a trait à la modélisation, merci à Simon Senneville, agent de recherche au LASSO, James Caveen, analyste informatique, et Pierre St-Laurent, ancien étudiant au doctorat. Merci aussi pour votre bonne compagnie.

Merci à l'équipage : Gilles Desmeules, Jean-Baptiste Favier et Sylvain Leblanc, avec qui je mangerai un jour de l'original en fondue bourguignonne. Merci aussi à Daniel Bourgault, président du jury, Anne Molcard, examinatrice externe et Denis Lefavre pour ses commentaires.

Je tiens aussi à remercier François Saucier, mon directeur originel, de m'avoir donné la chance de faire cette maîtrise.

Finalement, merci à ma famille et à mes amis, pour tout, particulièrement à mes parents pour m'avoir toujours encouragé dans tout ce que j'entreprenais, et à ma blonde et complice de tous les jours, Marjolaine, qui a vécu avec moi les plus beaux comme les plus difficiles moments durant ces années d'étude. Son écoute, son soutien et sa compréhension ont été indispensables à la réalisation de ce projet et sont le reflet de la personne exceptionnelle qu'elle est.

RÉSUMÉ

Le but de cette recherche fut de regarder l'importance de l'hydrodynamisme dans le maintien du cloisonnement entre deux clades génétiquement différenciées du copépode calanoïde *Eurytemora affinis* dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent. Pour parvenir à cette fin, la construction et le déploiement de bouées de surface en divers endroits de l'estuaire du Saint-Laurent a d'abord permis de valider un modèle numérique tridimensionnel de cette région en ce qui a trait au transport Lagrangien sur des périodes de l'ordre de 12 h. Un grand nombre de trajectoires ont ensuite été générées à partir de ce modèle numérique. De ces trajectoires, des séries temporelles des exposants de Lyapunov pour un temps fini (FTLE) dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent ont été calculées. Ce calcul révèle la présence d'une crête de valeur élevée de FTLE entre les deux régions où se situent préférentiellement chacun des deux clades du copépode *E. affinis*. Cette crête est associée à une barrière au transport entre les deux régions. Cette barrière, qui apparaît environ une heure après la marée haute, persiste de 3 à 4 h par cycle de marée. L'hydrodynamisme est donc un facteur important dans le maintien du cloisonnement des deux clades. De plus, toujours à partir du résultat des simulations numériques, il a été noté que l'attribution d'un comportement natatoire vertical aux traceurs lagrangiens, basé sur la direction des courants, augmente considérablement le temps de résidence de ces traceurs dans la région de l'Île-aux-Grues et modifie la distribution des barrières au transport. Toutefois, des observations plus détaillées du comportement natatoire d'*E. affinis* sont nécessaires pour évaluer l'impact de ce comportement sur la distribution d'*E. affinis*.

Mots clés : Lyapunov, FTLE, bouée de surface, Lagrangien, estuaire du Saint-Laurent, copépode, modèle numérique, Eurytemora affinis.

ABSTRACT

The purpose of this study was to look at the importance of hydrodynamics in the spatial distribution of a population of copepod in the Middle St. Lawrence Estuary. To do this, we used a 3D numerical model of the region. Real trajectories obtained from surface drifters have been successfully compared to modeled trajectories. Then, multiple trajectories have been generated to compute finite-time Lyapunov exponents. The results of this computation have shown that hydrodynamics must be an important factor in maintaining the separation between the two clades of the copepod *Eurytemora affinis*. The two genetically different clades are separated by a ridge of high FTLE values, which is assumed to be a barrier to transport. This barrier, which appears one hour after high tide, is persistent for 3 to 4 hours during every ebb tide. We also computed the FTLE for tracers with vertical migration based on the tidal cycle. This behavior increases the residence time of the tracers near Ile aux Grues and changes the distribution of the barriers to transport. However, our model results showed that more detailed empirical data on swimming behavior is necessary to evaluate the impact of swimming behavior on the distribution of *E. affinis*.

Keywords: Lyapunov, FTLE, surface drifter, Lagrangian, St. Lawrence estuary, copepod, numerical model, Eurytemora affinis.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	VII
RÉSUMÉ	IX
ABSTRACT.....	XI
TABLE DES MATIÈRES.....	XIII
LISTE DES TABLEAUX.....	XVII
LISTE DES FIGURES	XIX
LISTE DES ABRÉVIATIONS, DES SIGLES ET DES ACRONYMES	XXIII
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE 1 RÉGION D'ÉTUDE : L'ESTUAIRE MOYEN DU SAINT-	
LAURENT.....	5
1.1 L'ESTUAIRE DU SAINT-LAURENT.....	5
1.2 L'ESTUAIRE MOYEN	7
1.3 SALINITÉ ET TEMPÉRATURE	9
Région d'intrusion saline : de l'Île d'Orléans à l'Île-aux-Coudres	12
De l'Île-aux-Coudres au Saguenay	12
1.4 MARÉES	13
1.5 CIRCULATION.....	15
Région d'intrusion saline	16
De l'Île-aux-Coudres au Saguenay	19
1.6 ZONE DE TURBIDITÉ MAXIMALE (ZTM)	20
1.7 ONDES INTERNES.....	21
1.8 COPÉPODES	22

CHAPITRE 2 APPLICATION DE LA THÉORIE DES SYSTÈMES	
DYNAMIQUES AUX ÉCOULEMENTS GÉOPHYSIQUES	25
2.1 DESCRIPTION LAGRANGIENNE ET EULÉRIENNE	25
2.2 THÉORIE DES SYSTÈMES DYNAMIQUES ET DYNAMIQUE NON-LINÉAIRE	28
2.3 COMPORTEMENT DES SYSTÈMES DYNAMIQUE DISSIPATIFS	31
2.4 SYSTÈMES HAMILTONIENS, CHAOS ET ÉCOULEMENT 2-D INCOMPRESSIBLE	
.....	36
Section de Poincaré et écoulement périodique.....	38
Variétés stables et instables.....	41
Perturbation d'un système intégrable et chaos Hamiltonien	41
Trois théorèmes et structure générale du chaos dans un système	
Hamiltonien	44
Exemples.....	47
2.5 DÉFINITION DES FTLE.....	50
2.6 FTLE, LCS ET BARRIÈRES AU TRANSPORT	52
2.7 ALGORITHME DE CALCUL POUR LES FTLE.....	53
2.8 EXEMPLES DE CHAMPS DE FTLE OBTENUS D'ÉCOULEMENTS ANALYTIQUES	
.....	55
Quadruple gyre	55
Pendule non-amorti	58
Quadruple gyre de diamètre variable.....	60
CHAPITRE 3 COMPARISON BETWEEN MODELED AND OBSERVED	
SURFACE DRIFTER TRAJECTORIES AND CALCULATION OF FTLE FIELDS	
TO EXPLAIN SPATIAL SEPARATION BETWEEN TWO GENETIC CLADES OF	
A COPEPOD SPECIES COMPLEX.	
	65
3.1 INTRODUCTION	65
3.2 METHODS	69
Study region	69

Numerical model	71
FTLE and LCS	73
Drifters, fabrication, experiments and comparison parameters.....	75
3.3 RESULTS	77
Comparison of observed and modeled trajectories.....	77
FTLE	82
3.4 DISCUSSION	85
3.5 CONCLUSION	90
CHAPITRE 4 CONCLUSION GÉNÉRALE	93
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	97

LISTE DES TABLEAUX

Table 1 - Drifter sampling statistics.....78

LISTE DES FIGURES

Figure 1 - Carte de l'estuaire du Saint-Laurent.	8
Figure 2 - Région d'étude et répartition des 2 clades de <i>Eurytemora affinis</i> selon Winkler, Dodson et Lee (2008).	9
Figure 3 - a) Salinité de surface et b) coupe longitudinale de la salinité (trait noir en a) à la fin du mois de juin 1975 (adaptée de Greisman et Ingram, 1977; Ingram et El-Sabh, 1990; Kranck, 1979).	11
Figure 4 – Isolignes de a) co-amplitude et de b) co-phase pour la composante M2 de la marée (Saucier <i>et al.</i> , 1999).	13
Figure 5 - Écoulement résiduel dans le chenal nord et le bras sud de l'île d'Orléans (segment A A`), vives-eaux (modifié de Soucy <i>et al.</i> , 1976).	17
Figure 6 - Écoulement résiduel dans le chenal nord et le bras sud de l'île d'Orléans (segment A A`), mortes-eaux (de Soucy <i>et al.</i> , 1976).	18
Figure 7 - Écoulement résiduel dans le chenal sud (segment B B`) (modifié de Soucy <i>et al.</i> , 1976).	18
Figure 8 - Trajectoire de bouées RAFOS dans le nord-ouest de la mer méditerranée (de Testor et Gascard, 2006).	27
Figure 9 - Barrières au transport ou LCS (« Lagrangian coherent structures ») obtenues à partir du calcul des FTLE dans la Baie de Monterey (de Coulliette <i>et al.</i> , 2007).	28

Figure 10 - (a) Champ vectoriel associé au pendule non-linéaire. (b) Les trajectoires principales (portrait de phase) ont été ajoutés au plan de phase.	30
Figure 11 - (a) Portrait de phase pour le pendule amorti. (b) Évolution de l'aire d'une région du plan de phase correspondant à une série de conditions initiales.	32
Figure 12 - Trajectoire de 2 points de phase dans l'espace des phases du système de Lorenz.	34
Figure 13 - Illustration de l'évolution temporelle d'une perturbation $\delta(0)$	35
Figure 14 - Section de Poincaré (de Ottino, 1989).	39
Figure 15 - Section de Poincaré d'un écoulement bidimensionnel périodique (de Ottino, 1989).	40
Figure 16 – Section de Poincaré d'un écoulement bidimensionnel périodique qui présente un point hyperbolique (de Ottino, 1989).	40
Figure 17 - Point hyperbolique d'un système a) intégrable et b) légèrement perturbé.	42
Figure 18 - Représentation tridimensionnelle d'un point (a) hétéroclinique et (b) homoclinique (de Ottino, 1989).	43
Figure 19 - (a) Transformation d'une orbite elliptique en k points hyperboliques (cercles vides) et k points elliptiques (cercles pleins). (b) Variétés stables et instables de deux points hyperboliques créées après la disparition de l'orbite elliptique (agrandissement du rectangle de la figure (a)).	44
Figure 20 - Tore associé à une courbe de Kolmogorov-Arnold-Moser (de Ottino, 1989). .	45
Figure 21 - Structure générale du chaos dans un système Hamiltonien (de Doherty, 1988).	46
Figure 22 - Lignes d'écoulement (Deese, Pratt et Helfrich, 2002).	47

d'écoulement d'une hypothétique gyre de recirculation simple adjacente à un courant frontalier dans le cas où l'écoulement est stable; (c) Effet d'une légère perturbation sur la double gyre de recirculation (de Deese, Pratt et Helfrich, 2002; Wiggins, 2005)...48

- Figure 24 - Illustration du mécanisme de Turnstile (de Mancho *et al.*, 2008b). L'échelle de couleur indique la salinité.....49
- Figure 25 - Illustration de l'algorithme de calcul des FTLE (adapté de Shadden, 2005).....54
- Figure 26 - Champ vectoriel d'une quadruple gyre.....56
- Figure 27 - Champ de FTLE associé à une quadruple gyre.....57
- Figure 28 - Champ vectoriel du pendule non-amorti.....59
- Figure 29 - Champ de FTLE associé à un pendule non-amorti.....60
- Figure 30 - Champ vectoriel d'une quadruple-gyre perturbée aux temps $t = 1$ (a), $t = 1.25$ (b) et $t = 1.75$ (c).61
- Figure 31 - Champ de FTLE associé à une quadruple gyre perturbée aux temps $t = 1$, $t = 3$, $t = 5$, $t = 7$, $t = 9$, $t = 11$, $t = 13$, $t = 15$, $t = 17$, respectivement, de gauche à droite et de haut en bas. $T = 12$62
- Figure 32 : Global map of the St. Lawrence Estuary. The red rectangle corresponds to Figure 35, the green one to Figure 36. The dashed rectangle corresponds to the domain of the numerical model, where distances are given in km from the origin on the lower left corner. Distances on the subsequent figures refer to this grid.....67
- Figure 33 – Distribution of the two clades of *E. Affinis* at four stations along the middle Estuary. Red represents the Atlantic clade and yellow the North Atlantic clade (data from Winkler, Dodson et Lee, 2008).....68
- Figure 34 - Global picture of all the drifter trajectories. The launching point represented by a blue disk.77

Figure 35 - August 5, 2008. Modeled trajectories are in green, observed surface drifter paths are in red and the observed 3 meter depth drifter path is in blue.....	80
Figure 36 - September 3, 2008. Modeled trajectories are in green, observed surface drifter paths are in red and the observed 3 meter depth drifter path is in blue.....	81
Figure 37 - FTLE computed with an advection time of 6 hours. The particles are transported horizontally, with a constant vertical position. They are initially at the surface	82
Figure 38 - FTLE computed with an advection time of 6 hours. The particles are transported tridimensionnally. They are initially at the surface.....	83
Figure 39 - Particles initially launched on each side of the LCS.	84
Figure 40 - The two groups of particles after 18h.....	84
Figure 41 - The two groups of particles after 68h.....	84
Figure 42 - The LCS revealed by FTLE field and the location of the two clades of the copepod <i>Eurytemora affinis</i>	86
Figure 43 - Synthetic trajectories of particles transported passively (red) and with vertical migration related to the tidal cycle (blue). The particles were initially inside the yellow rectangle.	88
Figure 44 - FTLE computed with an advection time of 50 hours. The particles are transported tridimensionnally. They are initially at the surface.....	89
Figure 45 - FTLE computed with an advection time of 50 hours. The particles are transported tridimensionnally with vertical migration related to the tidal cycle. They are initially at the surface.	89

LISTE DES ABRÉVIATIONS, DES SIGLES ET DES ACRONYMES

FTLE Exposants de Lyapunov pour un temps fini (Finite-Time Lyapunov Exponent).

LCS Structure cohérente lagrangienne (Lagrangian Coherent Structure).

INTRODUCTION GÉNÉRALE

L'estuaire du Saint-Laurent est l'habitat d'une multitude d'organismes vivants. L'eau qui le constitue est un fluide en mouvement. Il résulte des différentes forces en présence une circulation complexe qui conditionne, à différents degrés, l'évolution de la distribution spatiotemporelle de ces organismes. Ce mémoire s'intéresse à la distribution du copépode dominant dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent : *Eurytemora affinis*. Ce copépode est divisé en 2 clades génétiquement différenciés : le clade Atlantique et le clade Nord Atlantique. L'étude de la distribution de ces deux clades met en évidence sa nature cloisonnée, certains endroits de l'estuaire moyen étant hautement dominés par un des deux clades. Ce cloisonnement est surprenant puisqu'on s'attendrait à ce que l'hydrodynamisme intense de l'estuaire moyen homogénéise la distribution des deux clades. C'est, entre autres, pour examiner l'importance des mécanismes physiques sur l'hétérogénéité dans la distribution d'*E. affinis* qu'il est intéressant de caractériser la dispersion lagrangienne dans l'estuaire moyen.

La dispersion, dans un contexte d'océanographie physique, englobe tous les mécanismes physiques qui tendent à rapprocher ou à éloigner, les uns des autres, les constituants d'une masse d'eau (Lafleur, 1994). Aux processus de diffusion moléculaire et turbulente s'ajoutent le mélange par cisaillement (Dyer, 1973), les pièges de marée (Okubo, 1973) et le mélange chaotique (Aref, 1984). L'estuaire moyen étant fortement dominé par les courants de marée, le mélange chaotique résultant de la marche aléatoire de marée (Ridderinkhof et Zimmerman, 1992) est susceptible d'y jouer un rôle important.

La marche aléatoire de marée résulte de l'interaction des courants de marée et de la topographie du fond. La complexité du courant résiduel résultant de cette interaction engendre une dépendance critique de la trajectoire des particules face aux conditions initiales. La présence de chaos devient donc la cause de la dispersion des parcelles de fluide (Geyer et Signell, 1992). Ce processus de dispersion peut s'avérer être très efficace dans les milieux influencés par la marée (Ottino, 1989; Ridderinkhof et Zimmerman, 1992). Il a d'ailleurs été suggéré que l'étude du mélange chaotique permette d'expliquer la structure agglomérée de la distribution de concentration d'espèces ou d'effluents (Ridderinkhof et Zimmerman 1992). Il est donc intéressant, dans la perspective de discerner les mécanismes physiques susceptibles de rendre compte de l'hétérogénéité dans la distribution d'*Eurytemora affinis*, de caractériser la dispersion lagrangienne dans l'estuaire moyen en portant une attention particulière au mélange chaotique. Il est important de garder en tête que, tout au long de ce mémoire, la dispersion horizontale est étudiée du point de vue du mélange chaotique, c'est-à-dire que les processus contribuant à la dispersion sont purement advectifs, ce qui exclut la diffusion moléculaire et turbulente. Cette approche peut sembler inappropriée étant donné que le milieu étudié est un milieu fortement turbulent. Pour justifier cette approche, je fais l'hypothèse que l'échelle spatiale du mélange horizontal causé par la diffusion turbulente dans cette région est bien inférieure à l'échelle spatiale des structures étudiées dans ce mémoire.

D'un point de vue plus général, un écoulement géophysique peut être vu comme un système dynamique. Or, il se trouve que le mélange dans un système chaotique a été largement étudié dans le cadre de la théorie des systèmes dynamiques. Plusieurs outils mathématiques y ont été développés dans le but de révéler la présence et de décrire l'évolution temporelle des frontières à l'intérieur d'un système dynamique, frontières qui peuvent être vues comme des barrières au transport dans le cas d'un écoulement géophysique. Cette description permet aussi de mettre en évidence les mécanismes de transport associés au mélange chaotique entre différentes régions. Le calcul des exposants de Lyapunov pour un temps fini (FTLE) est un de ces outils issus de la théorie des systèmes dynamiques.

Dans cette étude, un modèle numérique est utilisé pour calculer les exposants de Lyapunov pour un temps fini dans l'estuaire moyen. Le but est de révéler la présence (ou non) de barrières au transport entre les deux régions définies par les deux clades du copépode *E. affinis*.

Ce mémoire est divisé en trois chapitres. Le premier chapitre est une revue de la littérature scientifique portant sur l'estuaire moyen, avec une attention particulière portée à l'océanographie physique de cette région. Le second chapitre fait le pont entre les outils tirés de la théorie des systèmes dynamiques et un écoulement géophysique réel comme l'estuaire moyen du Saint-Laurent. Le principal objectif de ce chapitre est de définir, de manière descriptive, les principaux concepts de la théorie des systèmes dynamiques. L'emphase est mise sur la signification des FTLE dans un tel contexte. Ce chapitre se termine par l'algorithme de calcul des FTLE, suivi d'exemples obtenus à partir d'écoulements analytiques. Les principaux résultats de ce mémoire se retrouvent dans le troisième chapitre, écrit sous forme d'article. Les résultats du calcul des FTLE pour l'estuaire moyen y sont présentés ainsi que la comparaison entre les trajectoires de bouées de surfaces réelles et modélisées.

CHAPITRE 1

RÉGION D'ÉTUDE : L'ESTUAIRE MOYEN DU SAINT-LAURENT

Ce chapitre donne un aperçu général des connaissances actuelles sur l'estuaire moyen du Saint-Laurent avec une attention particulière portée à l'océanographie physique de cette région.

1.1 L'ESTUAIRE DU SAINT-LAURENT

En se retirant suite au réchauffement climatique il y a environ 12000 ans, les glaces recouvrant une bonne partie du continent américain ont fait place à ce que l'on nomme aujourd'hui l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent. L'estuaire du Saint-Laurent est l'un des plus grands estuaires d'Amérique du Nord. Drainant un bassin de 1 320 000 km², son apport d'eau douce représente plus de 1% de l'apport mondial (El-Sabh et Silverberg, 1990b). Sa grande étendue, aussi bien horizontale que verticale, permet l'existence de phénomènes survenant d'ordinaire sur les côtes continentales et dans les systèmes océaniques (structures tourbillonnaires de 10 à 50 km de diamètre, zones de résurgences, de fortes marées et de nombreux fronts de densité) (El-Sabh et Silverberg, 1990b).

À la tête du Chenal Laurentien, qui coïncide avec l'embouchure du fjord du Saguenay, les seuils constituent une division naturelle de l'estuaire. Cette élévation du fond marin de près de 300 m sur une distance de 20 km (Mertz et Gratton, 1990) sépare l'estuaire inférieur de l'estuaire supérieur, ou encore l'estuaire maritime de l'estuaire moyen, selon la dénomination employée. Les limites amont de l'estuaire supérieur et moyen ne coïncident pas toujours: les études utilisant l'appellation supérieur/inférieur

(Grandpre, El-Sabh et Salomon, 1981; Saucier et Chassé, 2000) définissent l'estuaire supérieur de l'Île d'Orléans à l'embouchure du Saguenay, alors que l'estuaire moyen rejoint le Saguenay soit à partir de la région de l'Île-aux-Coudres (Greisman et Ingram, 1977; Mertz et Gratton, 1995; Muir et Burlington, 1981), soit à partir de l'Île d'Orléans (d'Anglejan, 1981; d'Anglejan et Brisebois, 1978). De plus, certaines études utilisent la dénomination moyen/inférieur et désignent la portion comprise entre Trois-Rivières et l'Île d'Orléans en parlant de l'estuaire supérieur (d'Anglejan, 1981), alors que cette portion est parfois appelée estuaire fluvial (Environnement Canada, 2010) ou considérée comme ne faisant pas partie de l'estuaire du Saint-Laurent. Pour le reste de ce mémoire, l'appellation estuaire fluvial, moyen et maritime sera retenue (Figure 1), l'estuaire fluvial allant de Trois-Rivières à la pointe ouest de l'Île d'Orléans, l'estuaire moyen s'étendant de la pointe ouest de l'Île d'Orléans à l'embouchure du Saguenay, qui marque la fin du chenal laurentien, et l'estuaire maritime se terminant à l'ouest à Pointe-des-Monts. Cette division est justifiée par : la bathymétrie (estuaire maritime/moyen); la limite d'intrusion saline (estuaire moyen/fluvial); la limite d'action des marées (estuaire fluvial/Fleuve Saint-Laurent).

L'estuaire du Saint-Laurent est classifié différemment selon l'endroit où l'on se trouve sur son axe longitudinal. Selon la classification de Pritchard (1967), El-Sabh (1988) décrit l'estuaire comme verticalement homogène dans la région près de l'Île d'Orléans, partiellement mélangé dans la majorité de l'estuaire moyen et stratifié dans l'estuaire maritime. Suivant plus ou moins cette classification, Ingram et El-Sabh divisent l'estuaire moyen en trois sections : La région d'intrusion saline qui s'étend de l'Île d'Orléans à l'Île-aux-Coudres, la région comprise entre l'Île-aux-Coudres et le Saguenay et finalement l'embouchure du Fjord du Saguenay. Des travaux récents portant spécifiquement sur la région d'intrusion saline classifient cette région comme étant un estuaire bien mélangé et partiellement stratifié, avec une stratification qui varie aux échelles de temps tidales et des cycles mortes-eaux vives-eaux (Simons, 2004; Simons *et al.*, 2010). Dans ce chapitre, l'emphase sera mise sur les 2 régions de l'estuaire moyen à l'ouest de l'embouchure du Saguenay.

1.2 L'ESTUAIRE MOYEN

L'estuaire moyen a une bathymétrie très irrégulière (Figure 2) et une profondeur allant au-delà de 120 mètres dans le bassin de l'Ile-aux-Lièvres. Sa largeur, de l'Ile d'Orléans à Tadoussac, passe de 2 à 24 km. Une série d'îles et de hauts-fonds le sépare en une partie nord et une partie sud. La partie nord, généralement plus profonde, est parcourue par un chenal continu sur la quasi-totalité de sa longueur. Ce chenal connecte le bassin de l'Ile-aux-Lièvres à celui de l'Ile-aux-Coudres par un seuil, le Banc des Anglais, d'une profondeur de 20 m à certains endroits. Au sud, les chenaux, principalement le Chenal Sud (ou Beaujeu) et le Chenal du Milieu, ne dépassent pas 20 à 30 m de profondeur sauf à la hauteur de Kamouraska, où la profondeur atteint plus de 40 m. Le Chenal du Milieu se termine dans le bassin de l'Ile-aux-Coudres alors que le Chenal sud présente une connexion avec le Chenal Nord tout juste en aval du Banc des Anglais. Une large plateforme peu profonde (< 10 m), de largeur variable, est présente, au sud, à partir de l'Ile d'Orléans jusqu'à l'estuaire maritime. Les 135 km^2 de la baie de Sainte-Anne en font partie.

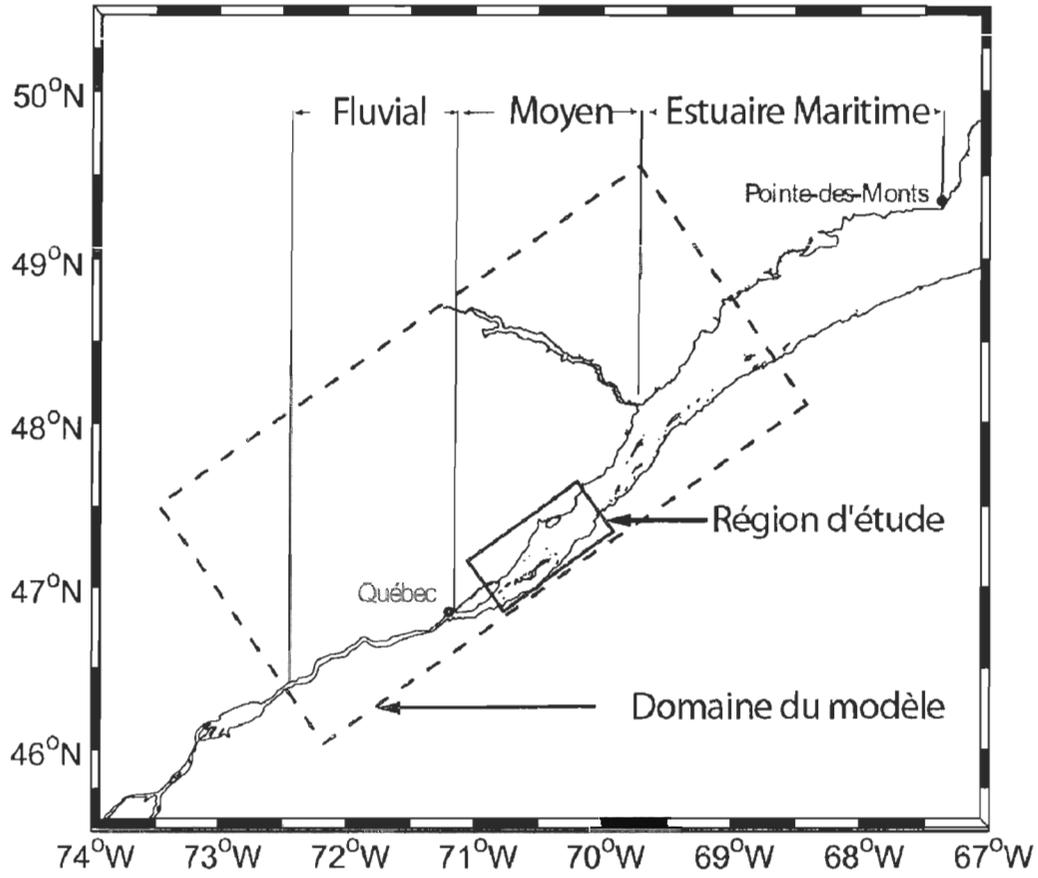


Figure 1 - Carte de l'estuaire du Saint-Laurent.

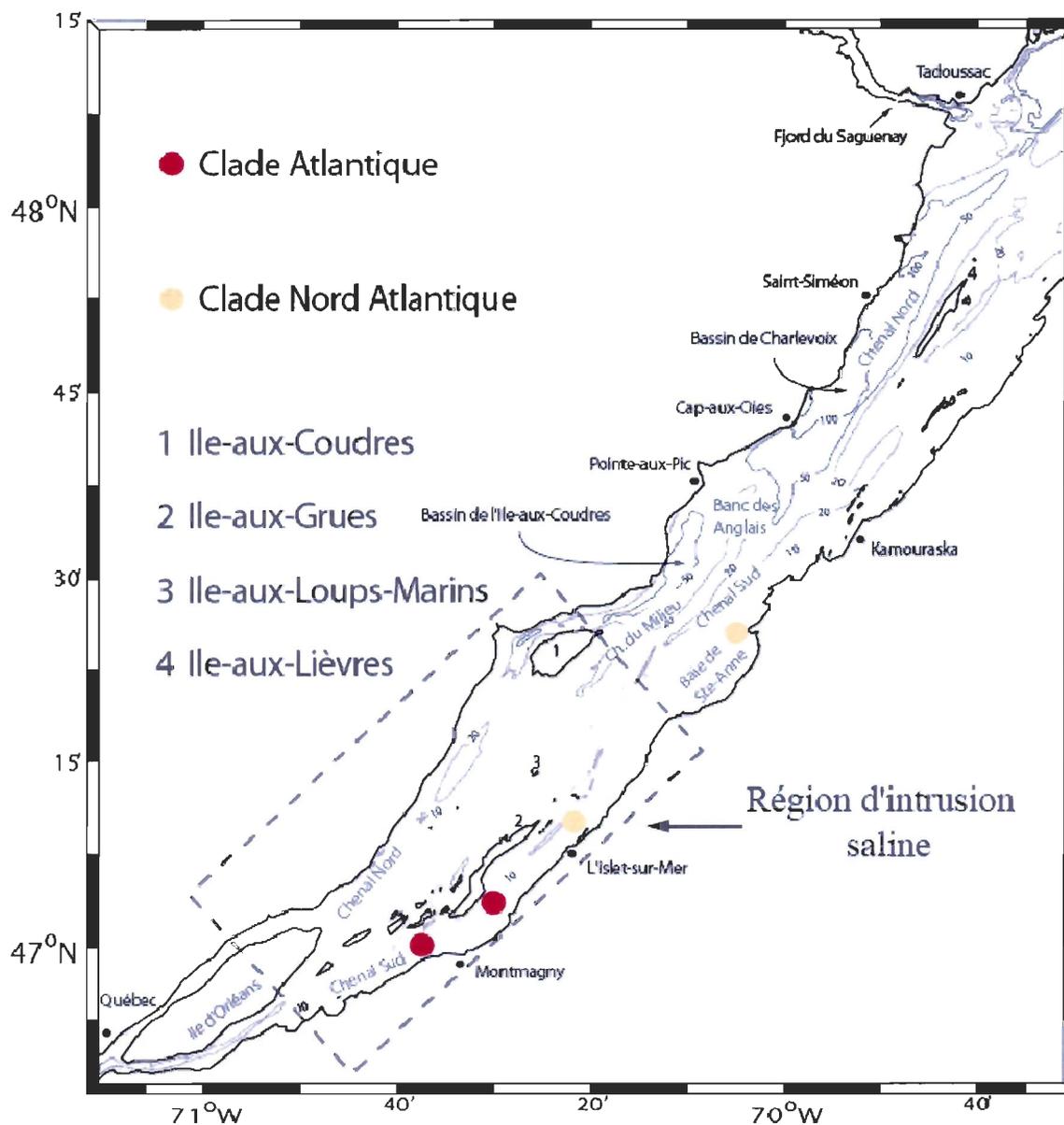


Figure 2 - Région d'étude et répartition des 2 clades de *Eurytemora affinis* selon Winkler, Dodson et Lee (2008).

1.3 SALINITÉ ET TEMPÉRATURE

La salinité dans l'estuaire moyen (Figure 3) varie de ~ 0 psu à Québec à plus de 30 psu en profondeur dans le bassin de l'Ile-aux-Lièvres (El-Sabh et Silverberg, 1990a;

Saucier *et al.*, 2009). De forts gradients longitudinaux de salinité sont observés dans la région de l'Ile-aux-Coudres (Greisman et Ingram, 1977; Ingram et El-Sabh, 1990), où la profondeur diminue rapidement, ce qui justifie en partie la division de l'estuaire moyen utilisée ici. L'eau douce s'écoule principalement du côté sud, vers le large, alors qu'une eau plus salée remonte dans le chenal nord, plus profond (Neu, 1970). Il en résulte un gradient de salinité latéral moyen de plus de 5 psu et 8 psu en février et en mai, respectivement (Neu, 1970). Ce gradient latéral de salinité s'accompagne d'un gradient de température, le côté nord étant appréciablement plus froid que le côté sud en été. En hiver, ce gradient de température s'inverse, le côté nord étant plus chaud que le côté sud. De plus, en se dirigeant vers l'aval, l'épaisseur de la couche de surface d'eau douce s'épaissit du côté sud alors qu'elle s'amincit au nord. Ces considérations sur la distribution latérale de la salinité et de la température s'appliquent de façon générale à l'ensemble de l'estuaire moyen en amont de l'embouchure du Saguenay (Neu, 1970).

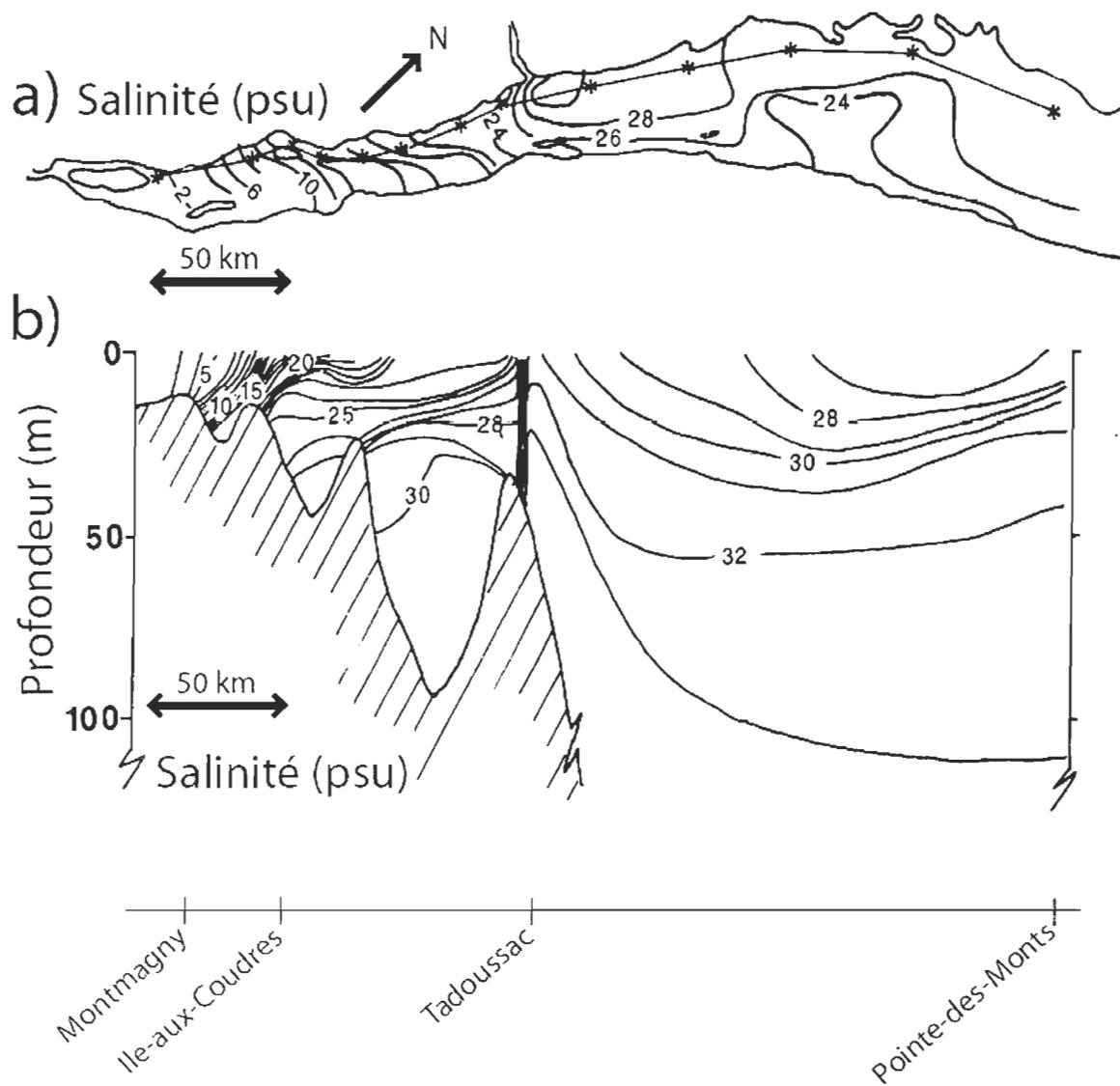


Figure 3 - a) Salinité de surface et b) coupe longitudinale de la salinité (trait noir en a) à la fin du mois de juin 1975 (adaptée de Greisman et Ingram, 1977; Ingram et El-Sabh, 1990; Kranck, 1979).

Région d'intrusion saline : de l'Île d'Orléans à l'Île-aux-Coudres

Globalement, la salinité de cette région varie entre 0 et 15 psu et la stratification verticale semble ne survenir qu'à l'échelle des marées selon El-Sabh (1990a), affirmation qui est contredite dans certaines études (voir plus bas). La limite d'intrusion saline se situe entre l'Île d'Orléans et l'Île-aux-Coudres sur le côté nord, mais la bathymétrie et la circulation géostrophique font en sorte que cette limite se trouve plus en aval dans la partie sud (d'Anglejan, 1981; Neu, 1970) (Figure 3).

Silverberg et Sunby (1979) ont observé que la salinité est plus faible sur toute la colonne d'eau en mai par rapport à novembre, et ce sur une distance de plus de 85 km en aval de la pointe est de l'Île d'Orléans, dans le Chenal Nord. Toujours dans le Chenal Nord, vis-à-vis la pointe ouest de l'Île-aux-Grues, en novembre, la colonne d'eau est généralement homogène, mais la stratification augmente à marée haute, atteignant une différence de 3 ou 4 psu sur la verticale. Elle est toutefois beaucoup plus stratifiée à la hauteur de l'Île-aux-Loups-Marins (Figure 2), en mai et en novembre, atteignant une différence de plus de 8 psu sur la verticale, excepté pour de courtes périodes durant lesquelles le mélange s'intensifie et homogénéise la colonne d'eau (Silverberg et Sunby, 1979).

De l'Île-aux-Coudres au Saguenay

La salinité de surface de cette région varie, en direction du Golf, de 10 à 25 psu en surface et atteint plus de 30 psu en profondeur dans le bassin de l'Île-aux-Lièvres (El-Sabh et Silverberg, 1990a; Saucier *et al.*, 2009) (Figure 3). Malgré de forts courants de marée, un système à deux couches sur la verticale est maintenu la plupart du temps (El-Sabh et Silverberg, 1990a), à tout le moins du côté nord. Les eaux plus salées au fond du bassin de l'Île-aux-Lièvres (jusqu'à 30 psu) proviennent du Chenal Laurentien, d'où elles sont soulevées au-dessus du seuil de l'Île Rouge par la marée. Elles forment ensuite un courant gravitationnel, se dirigeant vers le fond du bassin, où elles parviennent en demeurant

partiellement intactes, passant d'une salinité de 32 à 30 psu (Saucier *et al.*, 2009). Dans le Chenal Sud, d'Anglejan (1981) a noté un fort gradient de salinité et de température près de Pointe-aux-Orignaux. Vis-à-vis la pointe ouest de l'Ile-aux-Lièvres, toujours dans le Chenal Sud, la colonne d'eau (7 m de profondeur) est pratiquement homogène durant les marées de vive-eau alors qu'une différence de 7 à 8 °C entre la surface et la profondeur est présente durant les marées de morte-eau (Thibault, Larouche et Dubois, 2002).

1.4 MARÉES

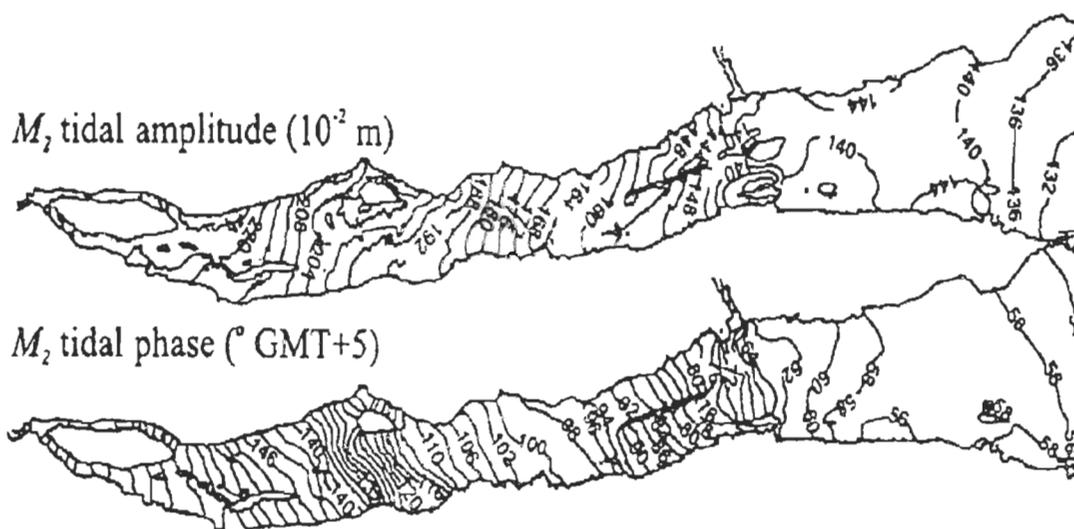


Figure 4 – Isolignes de a) co-amplitude et de b) co-phase pour la composante M2 de la marée (Saucier *et al.*, 1999).

Le golfe et l'estuaire du Saint-Laurent n'ayant pas une superficie suffisamment grande, la marée indépendante est non-significative. Les marées de ce système, qui représentent 94 % de son énergie (Muir, 1982), sont donc co-oscillantes (El-Sabh et Murty, 1990), c'est-à-dire qu'elles sont induites par une élévation de l'Océan Atlantique et non par la force d'attraction gravitationnelle exercée par la Lune et le Soleil. Elles proviennent principalement du Déroit de Cabot et se déploient autour du golfe de façon cyclonique. La composante lunaire semi-diurne (M2) est de loin la plus importante dans l'estuaire (White

et Johns, 1997). L'effet de la marée se fait sentir jusqu'à Trois-Rivières, où elle est tout juste perceptible et au-delà de quoi seules les variations du cycle morte-eau vive-eau sont perceptibles (oscillation de l'ordre de 10 cm à Montréal) (Godin, 1979). Son marnage est maximale entre l'Île d'Orléans et l'Île-aux-Coudres où elle atteint jusqu'à 7 m (Saucier et Chassé, 2000), alors qu'elle a une amplitude moyenne de 4 m à Tadoussac (El-Sabh, Murty et Levesque, 1979). À partir du Saguenay et en progressant vers l'ouest, la longueur d'onde de la marée diminue (El-Sabh, Murty et Levesque, 1979), ce qui augmente considérablement les courants de marée qui peuvent atteindre 4 m/s (Silverberg et Sundby, 1979).

L'allure sinusoïdale du niveau d'eau dans l'estuaire maritime évolue progressivement vers une courbe en dent de scie en remontant l'estuaire moyen (Godin, 1979). Plus précisément, à partir de Rivière-du-Loup, le gradient du niveau d'eau durant le flot devient plus abrupt que celui du jusant, résultat d'un rétrécissement de l'estuaire (Dohler, 1964; cité par d'Anglejan, 1981) et de la contribution du débit fluvial au courant de jusant (Forrester, 1972; Laprise et Dodson, 1989). Conséquemment, l'intervalle de temps associé au flot raccourcit, alors que la durée du jusant augmente. Cette asymétrie temporelle flot/jusant est corroborée par Laprise et Dodson (1989) dans le Chenal Sud, en face de l'Islet-sur-Mer. Par contre, ces mêmes observations montrent que l'asymétrie est inversée dans le Chenal Nord, vis-à-vis la pointe est de l'Île-aux-Grues, le flot étant plus long que le jusant.

La phase de l'onde de marée présente elle aussi une asymétrie (Figure 4) : la marée, au nord, est en avance d'une heure par rapport au sud (d'Anglejan, 1981; El-Sabh, Murty et Levesque, 1979). Cela peut créer des zones de fort cisaillement horizontal, particulièrement lorsque le jusant a commencé dans le Chenal Nord alors que le Chenal Sud est toujours au flot. La forte turbulence associée à ce cisaillement se manifeste en surface. Ce phénomène se produit dans la région du Banc des Anglais, là où les Chenal Nord et Sud sont côte-à-côte, et cette région est bien connue des marins comme étant une zone de forte turbulence (d'Anglejan, 1981).

L'amplitude de l'onde varie elle aussi latéralement. Pour les cinq principales composantes de l'onde de marée, l'amplitude augmente en passant du sud au nord (El-Sabh, Murty et Levesque, 1979) (Figure 4). Selon El-Sabh (1979), cette surélévation est causée par la direction d'entrée de l'onde de marée, la topographie générale de l'estuaire qui favorise le refoulement de l'eau sur le côté nord et, finalement, la plus grande profondeur du Chenal Nord.

1.5 CIRCULATION

Le déplacement général des masses d'eau dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent consiste en une circulation longitudinale à deux couches dans laquelle les eaux saumâtres de la couche de surface s'écoulent vers le Golf au-dessus d'une couche profonde, plus salée (Figure 5, Figure 6 et Figure 7). Superposé à cet écoulement à deux couches, la force de Coriolis impose un écoulement latéral cyclonique où l'eau plus douce s'écoule principalement dans le Chenal Sud alors que l'eau plus salée remonte préférentiellement par le Chenal Nord (d'Anglejan, 1981; Kranck, 1979; Neu, 1970). Selon Neu (1970), l'intensité de la circulation estuarienne est caractérisée uniquement par le débit d'eau douce, le volume d'eau de mer entrant dans le système étant contrôlé par le volume d'eau douce en sortant. Cette hypothèse découle du principe de continuité : comme l'eau saumâtre, en s'écoulant vers l'océan, se mélange avec la couche plus profonde, elle entraîne avec elle un certain volume d'eau salée. Le principe de continuité suggère qu'une augmentation du débit d'eau douce entraînera une augmentation de l'écoulement de la couche profonde vers l'amont, pour compenser cette perte d'eau salée. L'écoulement résiduel de la couche profonde est donc vers l'amont (Neu, 1970).

De forts courants de marée sont observés le long des principales îles de l'estuaire moyen : l'île d'Orléans, l'île-aux-Coudres et l'île-aux-Lièvres. Ces zones de forte énergie cinétique sont associées à une constriction de la section transversale d'un chenal (d'Anglejan, 1981), ce qui provoque nécessairement une accélération du fluide. La traverse

de St-Roch, au sud est de l'Île-aux-Coudres, illustre bien ce phénomène : s'ouvrant en aval sur une région faisant plus de quatre fois sa largeur, pour une même profondeur (d'Anglejan, 1981), Forrester (1972) a prédit des courants de l'ordre de 3.5 m/s pour cette région.

Région d'intrusion saline

Dans le Chenal Nord, pour la région comprise entre l'Île d'Orléans et l'Île-aux-Loups-Marins, un transport net vers l'aval a été observé par Meric (1975; cité par Silverberg et Sunby, 1979) puis par Silverberg (1979). Au-delà de cette région (vers l'aval), une augmentation de la stratification suggère un écoulement à 2 couches (Figure 5 et Figure 6). Comme on pourrait s'y attendre, l'écoulement résiduel vers l'aval est plus fort et continu dans la couche de surface. Toutefois, un écoulement résiduel vers l'aval est aussi observé dans la couche profonde pour le Chenal Nord et Sud à la hauteur de l'Île d'Orléans, et jusqu'à la plaine de sable fin, qui se situe vis-à-vis de la pointe ouest de l'Île-aux-Grues, (voir carte, Silverberg et Sundby, 1979, station 100), durant les marées de vives-eaux, dans le Chenal Nord (Figure 5). Lors des marées de mortes-eaux, cela s'étend au-delà de l'Île-aux-Loups-Marins dans le Chenal Nord (Silverberg et Sundby, 1979; Soucy *et al.*, 1976) (Figure 6). Vis-à-vis la pointe est de l'Île-aux-Grues, durant les mois de juin et juillet, Laprise (1989) a observé que le flot était plus long que le jusant dans le Chenal Nord, et l'inverse dans le Chenal Sud. Le déplacement résiduel des masses d'eau était vers l'amont sur toute la colonne d'eau dans le Chenal Nord. Dans le Chenal Sud, le déplacement résiduel était vers l'aval excepté pour une mince partie de la couche profonde dirigée vers l'amont. Un peu plus à l'est, au niveau de l'Île-aux-Coudres, une avancée de la sous-couche vers l'amont est observée autant dans le Chenal Nord que dans le Chenal Sud (Figure 5, Figure 6 et Figure 7) (Soucy *et al.*, 1976). Toutefois, la circulation résiduelle dans le Chenal Sud se rapproche plus d'une circulation idéale près d'un point nodal que dans le Chenal Nord (Figure 7), ce que les auteurs expliquent par la topographie plus régulière du Chenal Sud. Il en résulte une plus grande stabilité du point nodal dans le Chenal Sud. En face de la Baie de Ste-Anne, dans le Chenal Sud, Ouellet et Trump (1979) ont observé un courant transversal vers le nord ouest lors du passage du jusant au flot, à 25

m de profondeur. Des courants transversaux ont aussi été observés par Laprise (1989) autant dans le Chenal Nord que dans le Chenal Sud, à la hauteur de la pointe est de l'Île-aux-Grues. La direction de ces courants était dans le sens prédit par l'action de la force de Coriolis, sauf pour la couche de surface dans le Chenal Nord, ce qu'il propose d'attribuer à l'effet du vent.

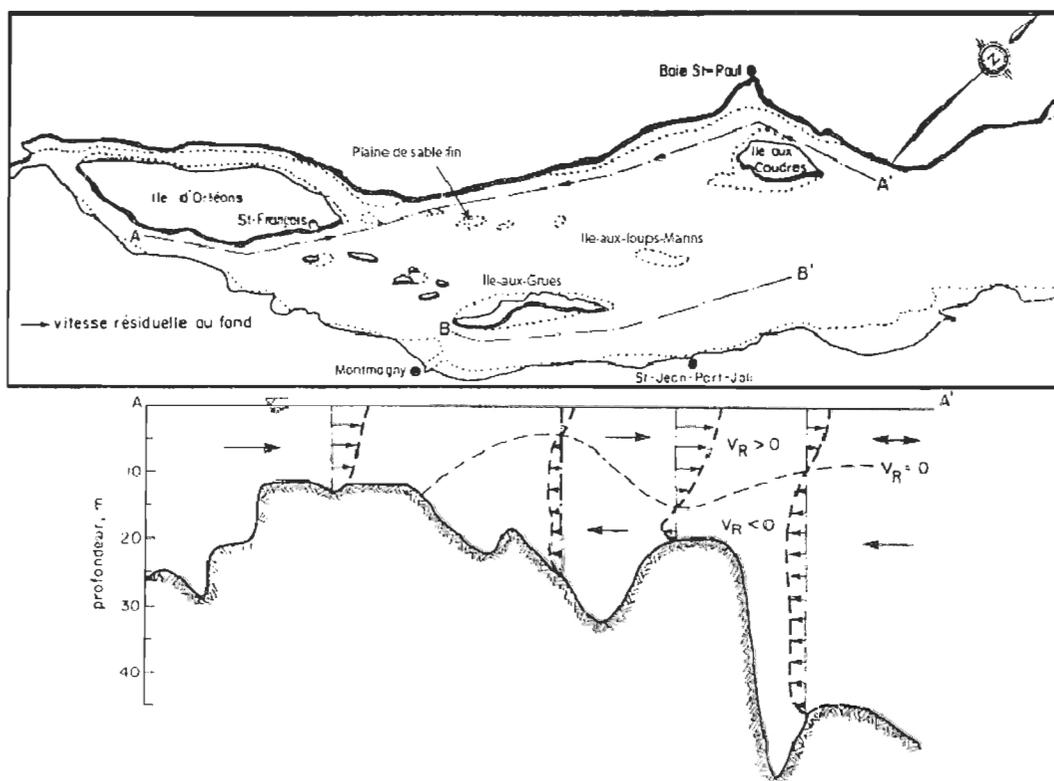


Figure 5 - Écoulement résiduel dans le chenal nord et le bras sud de l'Île d'Orléans (segment A A'), vives-eaux (modifié de Soucy *et al.*, 1976).

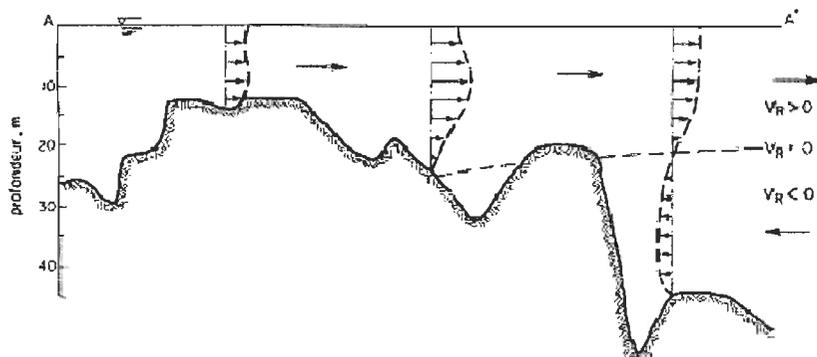


Figure 6 - Écoulement résiduel dans le chenal nord et le bras sud de l'île d'Orléans (segment A A'), mortes-eaux (de Soucy *et al.*, 1976).

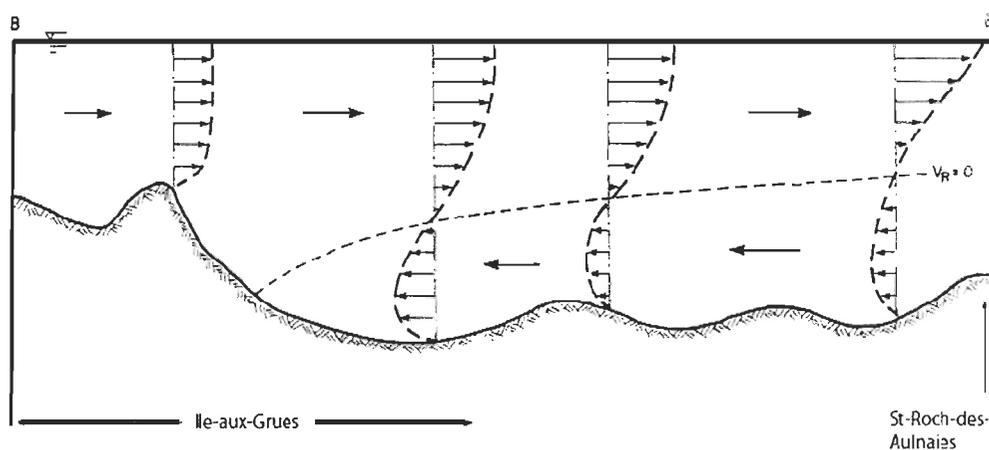


Figure 7 - Écoulement résiduel dans le chenal sud (segment B B') (modifié de Soucy *et al.*, 1976).

Les travaux de Simons (2004) ont mis en évidence le fait que la composante transverse des courants de marée barotropes et des courants de densité baroclines ont une forte influence sur la circulation résiduelle et tidale de la région d'intrusion saline. Les courants de marée transversaux semblent fortement liés à la bathymétrie et présentent une asymétrie flot/jusant : vers le sud au flot et vers le nord au jusant. Pour ce qui est de la composante transverse des courants de densité baroclines, un écoulement vers le nord à la surface et vers le sud au fond est observé dans la partie plus salée de cette région, ce qui est cohérent avec le gradient transversal de salinité.

De l'Île-aux-Coudres au Saguenay

Selon Silverberg (1979), la circulation du Chenal Nord à la hauteur de Cap-aux-Oies (Figure 2) semble être un système à deux couches, l'écoulement résiduel de la couche de surface étant dirigé vers l'aval et celui de la sous-couche vers l'amont, ce dernier étant perturbé par la présence d'ondes internes. Plus à l'est, en amont de l'Île-aux-Lièvres, les courants de fond sont particulièrement irréguliers, donnant un courant résiduel pratiquement nul (d'Anglejan et Brisebois, 1978). Les auteurs attribuent ce fait à des conditions strictement locales puisque le point nodal se trouve en amont de l'Île-aux-Coudres. En aval de l'Île-aux-Lièvres, comme on pourrait s'y attendre, les courants de fond maximaux sont dirigés vers l'amont (d'Anglejan et Brisebois, 1978).

Plusieurs études font mention d'une circulation latérale dans cette partie de l'estuaire moyen. D'Anglejan et Ingram (1976) ont d'abord suggéré que les variations de turbidité dans le Chenal Nord, en face de La Malbaie, étaient attribuables à de forts courants latéraux, ce qui fut démontré par Ingram (1977). Trump (1983) a proposé l'idée que le transport latéral dans l'estuaire soit le résultat de la spirale d'Ekman causée par l'écoulement de surface d'eau douce vers l'aval. Selon lui, il pourrait en résulter un courant à mi-profondeur vers la droite de l'écoulement résiduel de surface, ce qui provoquerait des résurgences le long des côtes. Mertz et Gratton (1995) ont mis en doute l'importance prépondérante de la spirale d'Ekman (causée par l'écoulement de surface) dans la génération de courants latéraux. Ils ont montré que la friction interne générée par l'écoulement de surface n'est importante que lorsque la dérivée seconde selon la verticale de la composante du courant le long du chenal est très élevée. Ce phénomène n'explique donc qu'en partie l'écoulement latéral. En général, le gradient de pression le long du chenal est à tout le moins aussi important que la friction interne pour la génération de courants latéraux. Ils concluent que les courants latéraux sont le résultat des courants résiduels de marée, du gradient de pression le long de l'estuaire et de la friction interne générée par l'écoulement de surface (« frictionnal steering »). Plus récemment, Thibault et al. (2002) ont étudié les variations de température de surface à l'aide d'images thermiques dans l'estuaire moyen. Ils en concluent qu'en été, les vents dominants du sud-ouest provoquent

une dérive des eaux de surface vers la rive sud, par transport d'Ekman, et une remontée des eaux profondes, plus froides, le long de la rive nord. Cet effet est particulièrement visible à l'est de l'Île-aux-Coudres, près de La Malbaie et de l'Île-aux-Lièvres. Toutefois, il semble que les marées de vives-eaux occasionnent un mélange vertical important qui masque la signature de la remontée d'eau.

1.6 ZONE DE TURBIDITÉ MAXIMALE (ZTM)

La zone de turbidité maximale s'étend de Québec jusqu'à l'extrémité est de l'Île-aux-Grues au sud, se terminant légèrement plus en amont au nord (figure 1, Dionne et Bouchard, 2000). La circulation estuarienne contribue à maintenir cette zone au niveau du point nodal, près de la limite amont d'intrusion saline, d'après les mécanismes décrits par Postma (1967). Deux autres facteurs contribuent au maintien de cette zone : une forte turbulence maintenue par les courants de marée, le vent et possiblement le déferlement d'ondes internes (d'Anglejan, 1990); le transport de Reynolds de particules associé à l'effet de l'asymétrie tidale sur le champ de turbulence (Hamblin, 1989; Hamblin *et al.*, 1988). La circulation cyclonique de l'estuaire moyen (voir plus haut) fait en sorte que la matière en suspension est advectée préférentiellement dans le Chenal Sud, ce qui explique aussi la plus vaste étendue de la ZTM de ce côté de l'estuaire (d'Anglejan, 1981; d'Anglejan, 1990). L'intensité de la ZTM est principalement contrôlée par les échanges de sédiments entre les chenaux et les battures de la rive nord et de la rive sud. La batture vaseuse de Cap Tourmente a un rôle dominant dans ces échanges : la déposition des sédiments y est favorisée par la croissance des plantes de marais. La destruction de ces plantes lors de l'arrivée des oies, à l'automne, coïncide avec une période d'érosion intense. Ce matériel s'accumule dans le Chenal de l'Île d'Orléans, d'où il est délogé à la crue des eaux, au printemps suivant (Lucotte et d'Anglejan, 1986). Cette région comporte une forte densité planctonique, ce qui est attribué, entre autre, aux mécanismes communs à la

rétenion de sédiments ainsi qu'à des composantes pélagiques de l'écosystème estuarien (Dodson *et al.*, 1989).

1.7 ONDES INTERNES

Forrester (1974) fut le premier à parler de marées internes à la tête du Chenal Laurentien. Ces marées internes sont générées par l'interaction de la marée barotrope avec la bathymétrie abrupte de cette région. Desguise (1977; cité par Mertz et Gratton, 1990) a ensuite observé, dans la région du Banc des Anglais, des ondes internes d'une période de 2 à 3 minutes. Plus tard, Muir (1979) a observé qu'une marée interne est présente entre Pointe-aux-Pic et l'Île-aux-Lièvres et qu'elle représente une bonne partie de l'énergie totale associée à la marée. De plus, Silverberg (1979) a noté la présence d'ondes internes de périodes plus courtes que la période tidale vis-à-vis de Cap-aux-Oies, toujours dans le Chenal Nord. Il est maintenant généralement accepté que l'estuaire moyen, du moins la partie en aval de l'Île-aux-Coudres, est dominé par des marées internes et des oscillations à haute fréquence dont des ondes internes qui sont générées par l'interaction de la marée avec la bathymétrie variable de l'estuaire (Mertz et Gratton, 1990). La tête du Chenal Laurentien est une région prépondérante dans la génération de ces ondes (Mertz et Gratton, 1990). Comme le Chenal Sud est plutôt bien mélangé, les ondes internes se propagent préférentiellement dans le Chenal Nord ((Muir, 1982) de (El-Sabh, 1988)). Ces ondes favorisent le mélange en créant du cisaillement, lequel peut engendrer des instabilités qui deviendront des zones de turbulence (Mertz et Gratton, 1990). Plus récemment, les travaux de Bourgault (Bourgault *et al.*, 2007; Bourgault et Kelley, 2003; Bourgault, Kelley et Galbraith, 2005; Bourgault, Kelley et Galbraith, 2008; Bourgault, Saucier et Lin, 2001) ont porté sur des ondes internes de haute fréquence observées à la hauteur de l'Île-aux-Lièvres. Il suggère que le mélange induit par le déferlement des ondes internes sur les pentes de l'estuaire moyen soit significatif dans cette partie de l'estuaire.

1.8 COPÉPODES

L'étude menée par Bousfield, Filteau et al. (1975) est la première traitant de la composition et de l'abondance du zooplancton dans l'estuaire moyen. Selon cette étude, les copépodes calanoïdes y constituent 60% de la population du mésozooplankton. Le groupe de copépode calanoïde de l'estuaire moyen est peu diversifié. On y retrouve principalement trois espèces dominantes : *Eurytemora affinis* (43%), *Acartia longimeris* (35%) et *Eurytemora herdmanni* (17%). Toujours selon cette étude, *E. affinis* se retrouve principalement dans les eaux saumâtres entre l'Île d'Orléans et l'Île-aux-Coudres. Sa capacité d'adaptation à la salinité a été constatée par Laprise & Dodson (1994) qui ont observé une forte abondance de *E. affinis* dans des eaux dont la salinité variait de 0.5 à 23, ce qui atteste d'une espèce fortement euryhaline.

La forte abondance d'*E. affinis* en fait le plus important brouteur d'autotrophes parmi les copépodes de la ZTM de l'estuaire moyen. Il a été estimé que sa population consomme environ 50 tonnes de carbone algal par jour, soit 20% de la production totale nette de la ZTM, ce qui illustre son impact important sur la biomasse phytoplanctonique. Ses principaux prédateurs sont les larves de poisson et les mysidacés, ces derniers étant de loin les plus importants (Winkler *et al.*, 2003). Récemment, il a été découvert qu'*E. affinis* est un complexe d'espèces cryptiques constitué de 6 clades ancestraux distribués dans l'hémisphère Nord (Lee, 1999; , 2000). Dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent, deux clades habitent en sympatrie dans la région comprise entre l'Île d'Orléans et la baie de l'Île Verte. Ces deux clades, le clade Atlantique et le clade Nord Atlantique, ont une morphologie identique (Lee et Frost, 2002) mais sont génétiquement différenciés (Lee, 2000). L'étude de la distribution de ces deux clades met en évidence sa nature cloisonnée, certains endroits de l'estuaire moyen étant hautement dominés par un des deux clades (Winkler, Dodson et Lee, 2008). Cette ségrégation géographique est surprenante puisqu'on

s'attendrait à ce que l'hydrodynamisme intense de l'estuaire moyen homogénéise la distribution des deux clades.

Malgré le courant net vers l'aval, *E. affinis* est une espèce endémique de l'estuaire moyen (Runge et Simard, 1990). Son comportement natatoire est sans doute important dans le maintien de sa population dans cette région. Comme le suggèrent plusieurs études, il est fort probable que des espèces zooplanctoniques adaptées à un environnement estuarien aient la capacité de contrôler leur position verticale en fonction du moment de la marée (Cronin et Forward Jr, 1979; Forward Jr et Cronin, 1980; Orsi, 1986; de Runge et Simard, 1990) de façon à se maintenir dans un tel environnement. L'écoulement barocline créé par les gradients de salinité latéraux et longitudinaux a été identifié comme étant un processus clé dans la rétention du zooplancton dans la région d'intrusion saline (Simons *et al.*, 2006). Des migrations verticales en fonction du moment de la marée couplées à cet écoulement seraient un mécanisme de rétention viable pour cette région. Le chapitre 4 de ce mémoire aborde, entre autre, cette question.

CHAPITRE 2

APPLICATION DE LA THÉORIE DES SYSTÈMES DYNAMIQUES AUX ÉCOULEMENTS GÉOPHYSIQUES

Ce chapitre présente les principaux concepts de la théorie des systèmes dynamiques qui permettent de mieux comprendre la signification des exposants de Lyapunov lorsque ceux-ci sont utilisés dans le contexte d'un écoulement géophysique.

2.1 DESCRIPTION LAGRANGIENNE ET EULÉRIENNE

L'analyse de l'écoulement d'un fluide peut être effectuée selon deux approches : l'approche lagrangienne et l'approche eulérienne. L'approche lagrangienne consiste à décrire l'évolution temporelle de l'état d'un fluide en suivant la trajectoire de certains éléments de ce fluide. L'approche eulérienne, quant à elle, consiste à observer l'évolution temporelle de la vitesse du fluide pour certaines positions fixes dans l'espace. Les deux descriptions sont reliées par le principe fondamental de la cinématique :

$$\vec{V}_E(\vec{x}, t)|_{\vec{x}=\xi(\vec{A}, t)} = \vec{V}_L(\vec{A}, t) \quad (1)$$

où \vec{A} correspond à la position initiale d'une parcelle de fluide et $\xi(\vec{A}, t)$ à la position de cette parcelle après un temps t . Ce principe atteste donc que la vitesse du fluide en un point fixe et à un temps t (vitesse eulérienne) est identique à la vitesse d'une parcelle d'eau (vitesse lagrangienne) qui se trouve à cette position au temps t .

Pour étudier les transports dans un écoulement indépendant du temps, une description eulérienne est tout à fait appropriée puisque les lignes d'écoulement et les trajectoires des parcelles de fluide coïncident. Une image du champ vectoriel associé à la vitesse en certaines positions fixes donne une représentation claire du système. Toutefois, pour un système non-autonome (qui dépend du temps), une description eulérienne est incomplète si on s'intéresse à la trajectoire des éléments du fluide. En effet, ce type de description donne la vitesse instantanée de certaines parcelles de fluide situées en certains points fixes. Une séquence d'images montrant l'évolution temporelle de la vitesse en ces points ne permet pas d'en déduire la trajectoire que suivrait, par exemple, une bouée dérivante.

Dans le cas des écoulements dépendant du temps, il est plus naturel d'opter pour une description lagrangienne, c'est-à-dire de décrire directement la trajectoire des particules. Toutefois, si cette approche a l'avantage de décrire correctement le trajet emprunté par une parcelle de fluide sur une longue période de temps, une image montrant la trajectoire de plusieurs particules devient rapidement difficile à interpréter étant donné la nature chaotique de ces trajectoires. On peut le constater sur la Figure 8 où l'on voit, à titre d'exemple, plusieurs trajectoires de bouées dérivantes dans la mer méditerranée.

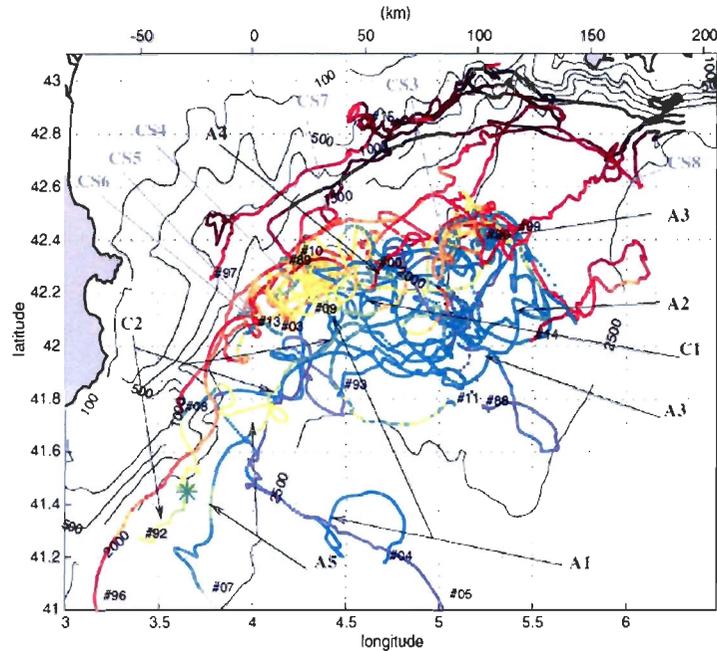


Figure 8 - Trajectoire de bouées RAFOS dans le nord-ouest de la mer méditerranée (de Testor et Gascard, 2006).

Des paramètres lagrangiens, comme les exposants de Lyapunov, permettent de surmonter cette limite dans le cas où l'on s'intéresse à la dynamique lagrangienne dans le but de décrire les frontières physiques d'un écoulement, frontières qui peuvent agir comme des barrières au transport. Les « finite-time Lyapunov exponent » (FTLE) et les « finite-scale Lyapunov exponent » (FSLE) sont des versions calculables de cet exposant à partir de trajectoires réelles ou simulées. La Figure 9 montre un exemple de barrières au transport (lignes noires) obtenues à partir du calcul des FTLE dans la Baie de Monterey, pour deux jours consécutifs. D'une journée à l'autre, ces frontières se déplacent. On peut voir, entre autre, qu'un « couloir » reliant l'intérieur de la baie à la partie plus à l'ouest s'élargit la deuxième journée, alors qu'il était pratiquement inexistant lors de la première journée. Il serait impossible d'observer ces frontières à partir d'une description eulérienne du courant. Le calcul des exposants de Lyapunov permet donc de voir l'évolution spatio-temporelle de ces frontières.

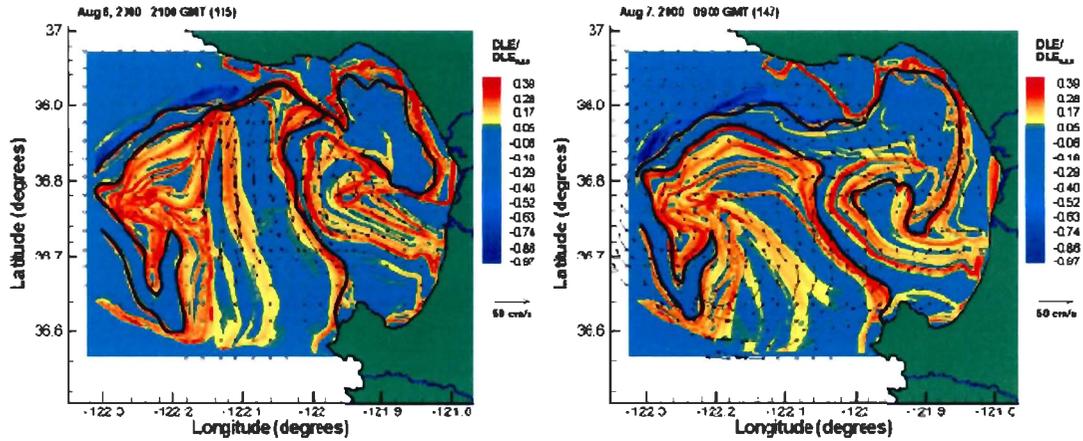


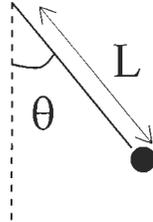
Figure 9 - Barrières au transport ou LCS (« Lagrangian coherent structures ») obtenues à partir du calcul des FTLE dans la Baie de Monterey (de Coulliette *et al.*, 2007).

L'exposant de Lyapunov d'un système dynamique est en quelque sorte une mesure locale de la dispersion, dont la définition précise sera donnée plus loin. Le but de cette section est donc de faire le pont entre la théorie des systèmes dynamiques et la description lagrangienne du transport dans un milieu océanique.

2.2 THÉORIE DES SYSTÈMES DYNAMIQUES ET DYNAMIQUE NON-LINÉAIRE

Un système dynamique est un système dont les variables d'état évoluent dans le temps. Ce système peut être une population (la variable d'état étant ici le nombre d'individus), un pendule, une aile d'avion, un fleuve, etc. L'évolution temporelle de ces systèmes est décrite par une ou plusieurs équations, qui peuvent être des équations différentielles. Ces équations sont soit linéaires, soit non-linéaires. Il est beaucoup plus facile d'obtenir une solution analytique pour un système d'équations linéaires puisque, aussi complexe soit-il, on peut toujours le décomposer en parties, résoudre séparément chacune de ces parties et combiner l'ensemble de ces solutions pour obtenir la solution au problème initial. Ce principe de superposition n'est plus valable lorsque le système considéré est non-linéaire. C'est pourquoi il est impossible d'obtenir une solution analytique pour la grande majorité des systèmes non-linéaires. Il est toutefois possible de

décrire le comportement de ces systèmes à l'aide de méthodes géométriques. L'exemple du pendule non-amorti illustre ces méthodes. L'équation différentielle décrivant le système du pendule non-amorti est donnée par :



$$\ddot{\theta} + \frac{g}{L} \sin \theta = 0 \quad (2)$$

$$\text{où } g = 9.81 \text{ m/s}^2$$

Cette équation est non-linéaire en θ . Il est possible de résoudre cette équation en termes de fonctions elliptiques (Greenhill, 1892), mais cela rend la chose plutôt complexe. La façon traditionnelle de résoudre cette équation est de faire l'approximation des petits angles, ce qui réduit l'équation (2) à :

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{L} \theta = 0 \quad (3)$$

On obtient alors facilement la solution générale:

$$\theta(t) = \theta_0 \cos\left(\sqrt{\frac{g}{L}} \cdot t\right) \quad (4)$$

Si on ne veut pas se restreindre à l'approximation linéaire, il faut utiliser la méthode géométrique. Pour cela, on transforme d'abord l'équation (2) en un système d'équations du premier ordre :

$$\dot{\theta} = \Omega \quad (5)$$

$$\dot{\Omega} = -\frac{g}{L} \sin \theta \quad (6)$$

La suite consiste à représenter les équations (5) et (6) comme un champ vectoriel dans l'espace des phases qui est, dans ce cas-ci, l'espace bidimensionnel dont les coordonnées sont θ et Ω (on parle alors de plan de phase). Cela signifie qu'en chaque point de ce plan de phase est associé un vecteur dont les composantes sont définies par (5) et (6). Un tel système d'équations différentielles est appelé un flot dans l'espace des phases. La figure 10 (a) montre le champ vectoriel associé au pendule. On peut ensuite, à l'aide d'une méthode numérique, tracer les trajectoires dans le plan de phase pour différentes conditions initiales. On obtient alors un portrait de phase.

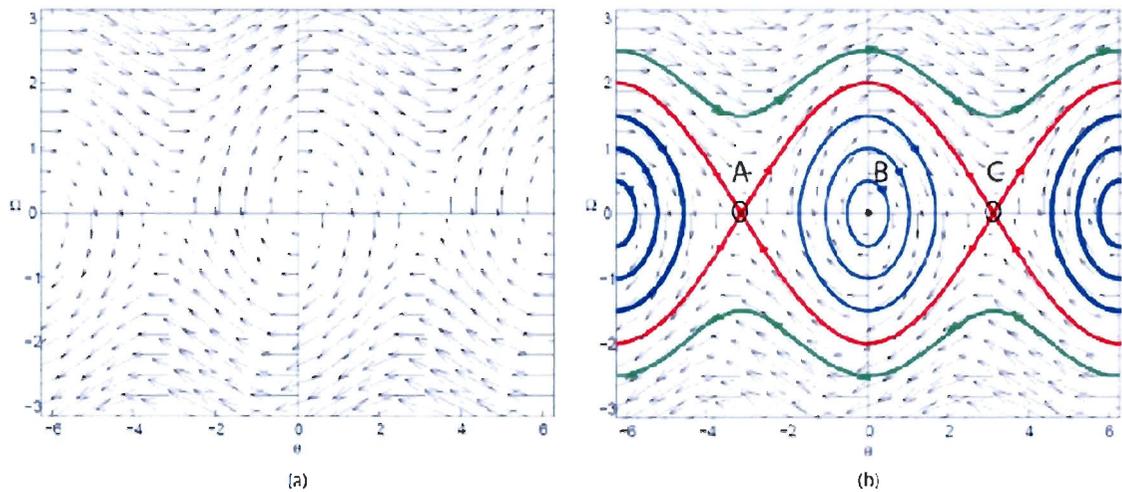


Figure 10 - (a) Champ vectoriel associé au pendule non-linéaire. (b) Les trajectoires principales (portrait de phase) ont été ajoutées au plan de phase.

Les trajectoires en bleu correspondent au cas où le pendule oscille de gauche à droite sans faire de tour complet autour de son point d'attache. Ces trajectoires sont appelées des orbites fermées. Au centre, l'origine (point B) correspond au cas où le pendule est au repos, aligné verticalement sous son point d'attache. Ce point est un point fixe : si le système se trouve initialement dans cet état, il y demeure éternellement. Les trajectoires en vert représentent le cas où le pendule effectue une rotation complète autour de son point d'attache. Entre les deux, on voit, en rouge, le cas limite où le pendule s'arrête dans la position verticale mais, cette fois-ci, au-dessus de son point d'attache. Cette position particulière est représentée par le petit cercle vide. C'est un point fixe instable, ou encore un point hyperbolique (Doherty, 1988). Les trajectoires se dirigeant vers le point C et celles s'en éloignant sont appelées, respectivement, les variétés (manifolds) stables (W^S) et instables (W^U) du point hyperbolique C. Ces trajectoires sont très importantes puisqu'elles séparent deux régions où la dynamique est totalement différente, d'où leur appellation de séparatrices. S'il était possible d'associer le champ vectoriel de cet espace des phases bidimensionnel à un champ de vitesse eulérien obtenu d'un milieu océanique, l'intérêt d'y chercher les variétés stables et instables d'éventuels points hyperboliques serait évident. Nous verrons plus loin que c'est, entre autre, à ces séparatrices que sont associées les barrières au transport dans un milieu océanique.

Donc, à défaut de résoudre analytiquement le système d'équations (5) et (6), la représentation de ce flot comme un champ vectoriel dans l'espace des phases associé au système, qui permet d'obtenir le portrait de phases, donne une bonne compréhension géométrique globale du système dynamique.

2.3 COMPORTEMENT DES SYSTÈMES DYNAMIQUE DISSIPATIFS

Un système dynamique dissipatif est un système pour lequel le volume, dans l'espace des phases, n'est pas conservé (l'aire dans le cas bidimensionnel). Le volume est ici associé à un ensemble de conditions initiales. Le pendule amorti est un exemple de système dissipatif. La Figure 10 (a) montre un portrait de phase ainsi que plusieurs trajectoires dans le plan de phase du pendule non-linéaire amorti et on voit sur la Figure

10 (b) l'évolution d'un volume de conditions initiales dans ce système. En fait, le cercle initial tend vers un point lorsque $t \rightarrow \infty$.

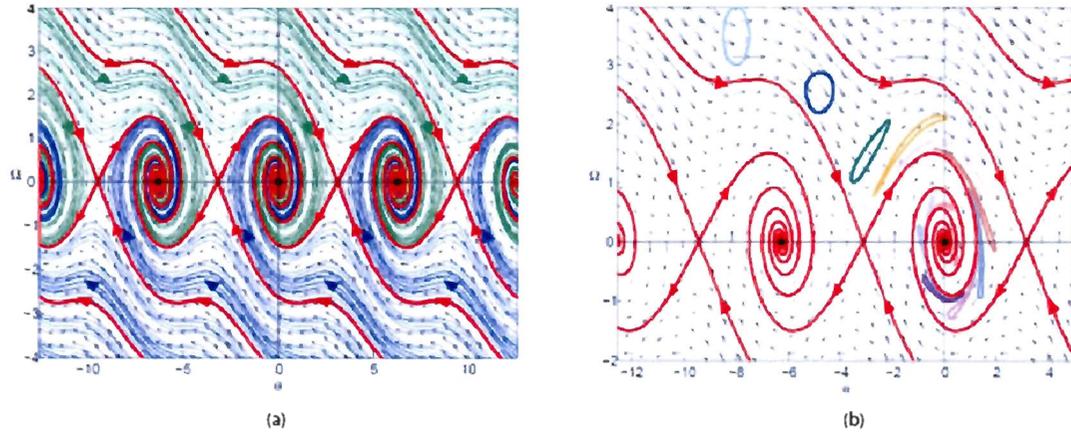


Figure 11 - (a) Portrait de phase pour le pendule amorti. (b) Évolution de l'aire d'une région du plan de phase correspondant à une série de conditions initiales.

Un ensemble donné de conditions initiales va donc converger vers une région de l'espace des phases que l'on appelle attracteur (à moins que le système ne soit initialement sur un point fixe instable). Un attracteur est défini comme étant un ensemble fermé A ayant les propriétés suivantes (Strogatz, 2000):

1. A est un ensemble invariant : toute trajectoire initialement incluse dans A y reste pour toujours.
2. Il existe un ensemble ouvert de conditions initiales U tel que toutes les trajectoires associées à ces conditions initiales convergent éventuellement vers A .
3. A est minimal : Il n'existe pas de sous-ensemble de A qui satisfait les conditions 1 et 2.

Pour un système dissipatif continu (dont l'évolution temporelle est décrite par un système d'équations différentielles et non par une itération) et ayant un espace des phases \mathbb{R}^N avec $N \geq 3$, 3 types d'attracteur sont possibles: un point fixe stable, l'origine de la figure X4 (a) en est un exemple; un cycle limite stable, qui est une orbite périodique respectant les conditions 1 à 3 et, finalement, un attracteur étrange (dans le cas où $N \leq 2$, le théorème de Poincaré-Bendixson interdit l'existence d'un attracteur étrange (Strogatz, 2000)). Le cas de l'attracteur étrange est particulier. Pour qu'un attracteur soit qualifié d'étrange, il doit respecter une condition supplémentaire (Strogatz, 2000) :

4. Un attracteur étrange montre une dépendance critique envers les conditions initiales.

Les équations de Lorenz, et l'attracteur engendré par celles-ci, permettent d'illustrer ce qu'est un attracteur étrange. Ces équations sont une simplification d'un ensemble d'équations dérivées par Saltzman (1962) pour décrire les structures convectives dans le problème rectangulaire classique de Rayleigh-Bénard. Ce problème consiste en 2 plaques rectangulaires horizontales séparées par une couche de liquide. La différence de température entre ces deux plaques est maintenue constante, la plaque la plus chaude étant celle du bas. Dans le cas où le mouvement est parallèle au plan x-z et qu'il n'y a aucune variation dans la direction y, les équations décrivant ce système, obtenues par Saltzman, ont été simplifiées par Lorenz (1963). Ces équations sont:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= -\sigma x - \sigma y \\ \dot{y} &= -xz - rx - y \\ \dot{z} &= -xy - bz\end{aligned}\tag{7}$$

Dans ces équations, σ , b et r sont des paramètres, x est proportionnel à l'intensité du mouvement convectif, y est proportionnel à la différence de température entre les courants ascendants et descendants et z est proportionnel à l'écart entre le profil vertical de température et un profil linéaire. Pour certaines valeurs des paramètres, l'évolution de deux trajectoires dans l'espace des phases est illustrée à la Figure 12.

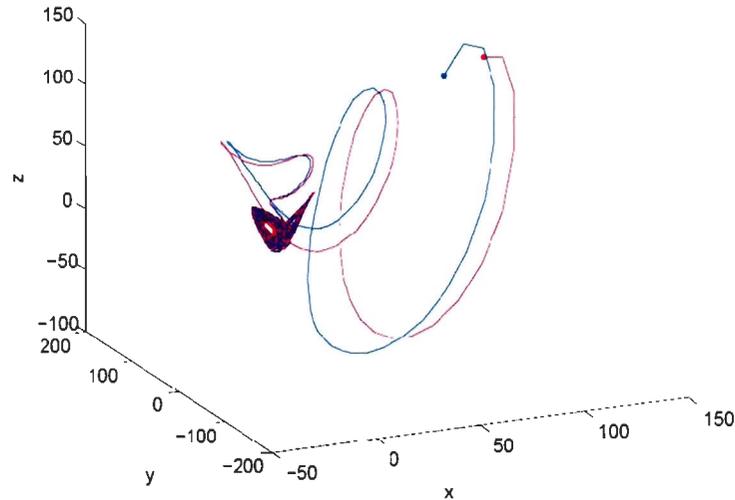


Figure 12 - Trajectoire de 2 points de phase dans l'espace des phases du système de Lorenz.

Les deux points de phases associés à deux conditions initiales différentes (en rouge et en bleu sur la figure) convergent vers un objet qui ressemble à un papillon. Cet objet est précisément un attracteur étrange : l'attracteur étrange de Lorenz. Ce système est déterministe : deux expériences ayant exactement les mêmes conditions initiales suivront exactement la même trajectoire dans l'espace des phases. La dépendance critique envers les conditions initiales signifie qu'une infime imprécision des conditions initiales rend impossible la prédiction à long terme de l'état du système à l'intérieur de cet attracteur. Comme aucun instrument de mesure n'a une précision infinie, il est impossible de prédire l'évolution à long terme d'un système comportant un attracteur étrange. Les exposants de Lyapunov permettent de quantifier ce comportement. En regardant numériquement l'évolution de deux trajectoires initialement arbitrairement proches l'une de l'autre, on

observe que la distance les séparant augmente de façon exponentielle à l'intérieur de l'attracteur étrange (figure 13), et ce jusqu'à ce que cette distance ait atteint les dimensions de l'attracteur.

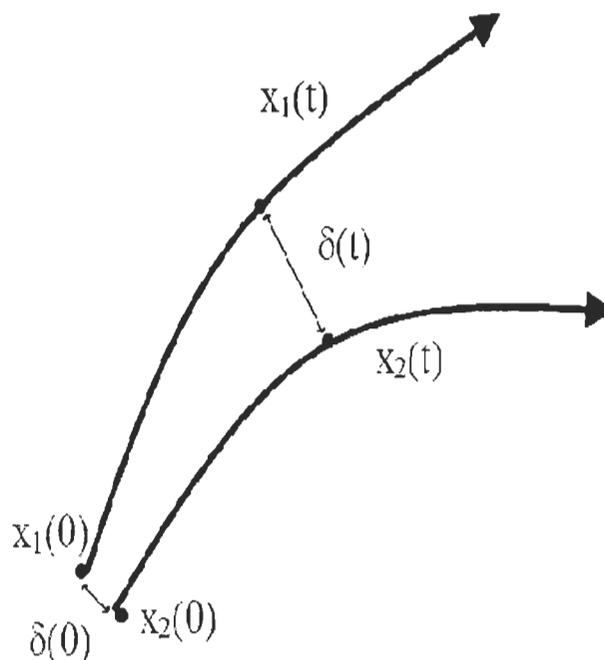


Figure 13 - Illustration de l'évolution temporelle d'une perturbation $\delta(0)$.

$$\|\delta(t)\| \sim \|\delta(0)\| e^{\lambda t} \quad (8)$$

L'exposant λ (dont la valeur est approximativement de 0.9 dans ce cas-ci) est appelé, sous certaines conditions, un exposant de Lyapunov. Plus rigoureusement, les exposants de Lyapunov associés à un système dynamique sont définis de la façon suivante (Lichtenberg et Lieberman, 1983): Si $\|d\vec{X}\|$ représente la norme d'un vecteur de

conditions initiales $d\vec{X}$ autour de \vec{X} avec une orientation donnée par $\vec{M} = d\vec{X}/\|d\vec{X}\|$ et que sa norme au temps t est $\|d\vec{x}\|$, alors l'exposant de Lyapunov λ_i correspondant à l'orientation initiale \vec{M}_i est donné par :

$$\lambda_i(X, M_i) = \lim_{\substack{t \rightarrow \infty \\ \|d\vec{x}\| \rightarrow 0}} \frac{1}{t} \ln \frac{\|d\vec{x}\|}{\|d\vec{X}\|} \quad (9)$$

En fait, il y a n exposants de Lyapunov, en général différents, pour un espace à n dimensions. Si certaines précautions ne sont pas prises, le calcul numérique de (9) donne directement la valeur de l'exposant de Lyapunov maximal (Lichtenberg et Lieberman, 1983). Il en est ainsi puisque toute perturbation initiale aura tendance à s'aligner, après un certain temps, dans la direction d'expansion maximale du flot.

L'inverse de la valeur d'un exposant de Lyapunov est proportionnel au temps nécessaire pour qu'une perturbation soit multipliée par un facteur e . Cette valeur est parfois appelée l'horizon de Lyapunov (τ). Lorsque $t < \tau$, le terme de droite de (8) est de l'ordre de l'unité. Lorsque $t > \tau$, toute prédiction devient pratiquement impossible (Strogatz, 2000).

Un système qui possède un attracteur étrange, comme celui décrit par les équations de Lorenz, est un système chaotique. On parle alors de chaos dissipatif. Le chaos Hamiltonien, qui s'applique à un écoulement géophysique, est abordé dans la section suivante.

2.4 SYSTÈMES HAMILTONIENS, CHAOS ET ÉCOULEMENT 2-D INCOMPRESSIBLE

Tout ce qui est présenté dans le reste de ce chapitre s'applique également à un écoulement 3-D incompressible (Lekien, Shadden et Marsden, 2007; Shadden, Lekien et Marsden, 2005). Seul le cas 2-D est abordé pour en simplifier l'illustration.

Pour un système Hamiltonien, la forme canonique des équations du mouvement est la suivante (Goldstein, Poole et Safko, 2002):

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (10)$$

où H est l'Hamiltonien du système, q_i et p_i sont, respectivement, les coordonnées généralisées et les moments conjugués associés à ces coordonnées. Les systèmes pouvant être décrits sous la forme canonique ont ceci de différent des systèmes dissipatifs : ils conservent le volume dans l'espace des phases (Doherty, 1988). L'existence d'un attracteur (étrange ou non) est donc impossible puis qu'elle est en contradiction avec le point 2 de la définition d'un attracteur.

Ces systèmes ont été amplement étudiés et une panoplie d'outils mathématiques ont été développés pour en décrire le fonctionnement. Il est donc fort avantageux d'arriver à exprimer l'évolution d'un système sous cette forme. Or, il se trouve que cela est possible dans le cas d'un écoulement incompressible bidimensionnel. Notons d'abord que l'équation lagrangienne du mouvement d'une parcelle de fluide peut être écrite de la façon suivante :

$$\dot{\vec{x}} = \vec{V}_E(\vec{x}, t) \quad (11)$$

où \vec{V}_E est le champ de vitesse eulérienne qui a été obtenu d'une façon quelconque (d'un modèle numérique, par exemple). Pour un écoulement incompressible et bidimensionnel, on peut écrire ces équations en fonction d'une fonction d'écoulement ψ :

$$\dot{x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \dot{y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (12)$$

Ce système est identique à (10) et ψ joue le rôle de l'Hamiltonien. Cela peut paraître étrange de regarder x et y comme étant une coordonnée généralisée et son moment conjugué. Toutefois, la formulation Hamiltonienne montre que ni les coordonnées ni les moments ne sont plus fondamentaux dans la description de la dynamique d'un système. La division en coordonnées généralisées et moments conjugués n'est rien de plus qu'une séparation en 2 groupes des variables indépendantes décrivant le mouvement du système dans l'espace des phases, groupes étant interreliés d'une façon quasi symétrique (Goldstein, Poole et Safko, 2002). Il est donc plus facile, dans cette perspective, de voir les coordonnées x et y d'une particule advectée dans un écoulement incompressible bidimensionnel comme étant, respectivement, la coordonnée généralisée et son moment conjugué (Aref, 1994). L'espace des phases de ce type d'écoulement est donc l'espace physique.

Section de Poincaré et écoulement périodique

Une section de Poincaré est une surface de dimension $N-1$ dans un espace des phases à N dimensions qui permet de représenter un système dynamique périodique en réduisant la complexité. Si on considère, par exemple, un flot général de la forme $\dot{\vec{x}} = \vec{f}(\vec{x})$ pour lequel $\vec{x} \in \mathfrak{R}^N$, une section de Poincaré est une surface de dimension $N-1$, $S(\vec{x}) = 0$, telle que le flot est partout transverse à S (Figure 14), c'est-à-dire (Ottino, 1989):

$$\begin{aligned} \nabla S(\vec{x}) \cdot \vec{f}(\vec{x}) &\neq 0 \\ \forall \vec{x} \in S(\vec{x}) \end{aligned} \tag{13}$$

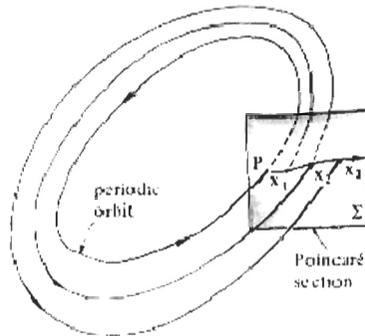


Figure 14 - Section de Poincaré (de Ottino, 1989).

Une itération de Poincaré est une itération de S vers S obtenue en suivant les trajectoires d'une intersection avec S à la suivante, tel que :

$$x_{k+1} = \Phi(x_k) \tag{14}$$

L'espace des phases associé à la trajectoire d'une particule advectée par un écoulement bidimensionnel périodique peut être représenté par un tore, le temps évoluant sur l'axe perpendiculaire à une section de ce tore et les deux dimensions spatiales définissant la position sur une section donnée. Dans cette représentation, une section de Poincaré correspond à une coupe transversale (Figure 15) du tore sur laquelle on note la trace du passage successif d'un point.

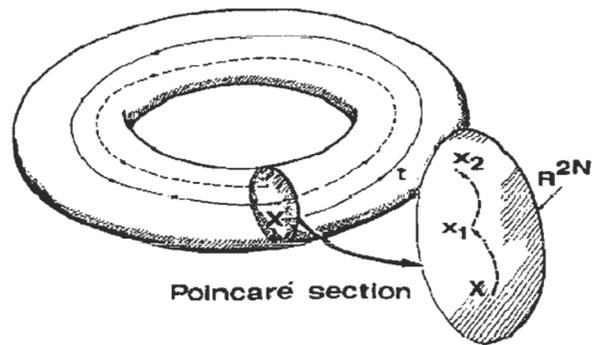


Figure 15 - Section de Poincaré d'un écoulement bidimensionnel périodique (de Ottino, 1989).

La réduction de la trajectoire d'une particule à une section de Poincaré fait en sorte que, plutôt que de la regarder comme une courbe continue dans le temps, on regarde la trajectoire d'une particule de façon stroboscopique en notant la position de la particule seulement à un certain intervalle T correspondant à la période de l'écoulement (Mancho, Small et Wiggins, 2006). Cette approche permet de réduire la complexité de la géométrie de l'écoulement tout en conservant l'information significative. Par exemple, un point hyperbolique dans un écoulement bidimensionnel périodique laisse sa signature sur une section de Poincaré, comme on le voit sur la figure 16.

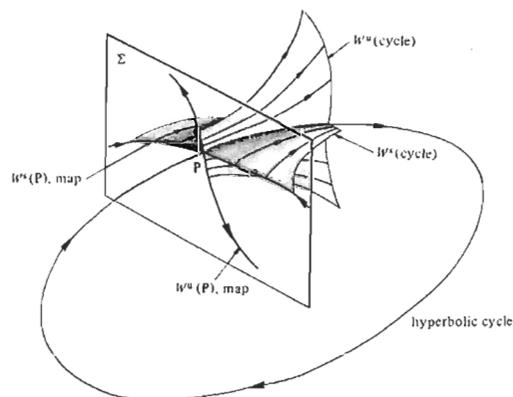


Figure 16 – Section de Poincaré d'un écoulement bidimensionnel périodique qui présente un point hyperbolique (de Ottino, 1989).

Théoriquement, il serait donc possible de localiser les points hyperboliques dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent en calculant le courant résiduel pour la période de M2, comme cela a été fait dans la Mer des Wadden (Ridderinkhof et Zimmerman, 1992). Toutefois, l'écoulement net vers l'aval causé par le débit d'eau douce de l'estuaire vient partiellement masquer cette information.

Variétés stables et instables

On peut maintenant donner une définition plus rigoureuse du concept de variété stable, W^S , et de variété instable, W^U , associés à un point hyperbolique P dans le cas d'un système autonome (Ottino, 1989):

$$\begin{aligned} W^S(\vec{P}) &= \text{ensemble des } \vec{X} \in \mathfrak{R}^N \text{ tel que } \lim_{n \rightarrow \infty} \Phi^n(\vec{X}) \rightarrow \vec{P} \\ W^U(\vec{P}) &= \text{ensemble des } \vec{X} \in \mathfrak{R}^N \text{ tel que } \lim_{n \rightarrow -\infty} \Phi^n(\vec{X}) \rightarrow \vec{P} \end{aligned} \quad (15)$$

Cette définition s'applique à une itération (le cas d'une section de Poincaré d'un écoulement bidimensionnel périodique). On peut donner une définition similaire qui s'applique à un écoulement continu (Ottino, 1989).

Perturbation d'un système intégrable et chaos Hamiltonien

Dans un système bidimensionnel et indépendant du temps, les variétés stables et instables de 2 points hyperboliques se confondent l'une avec l'autre (Figure 17 (a)). Cela n'est plus nécessairement le cas lorsque l'on ajoute une légère perturbation temporelle. La Figure 17 (b) illustre ce qui se produit si la perturbation cause la présence de points hétérocliniques ou homocliniques.

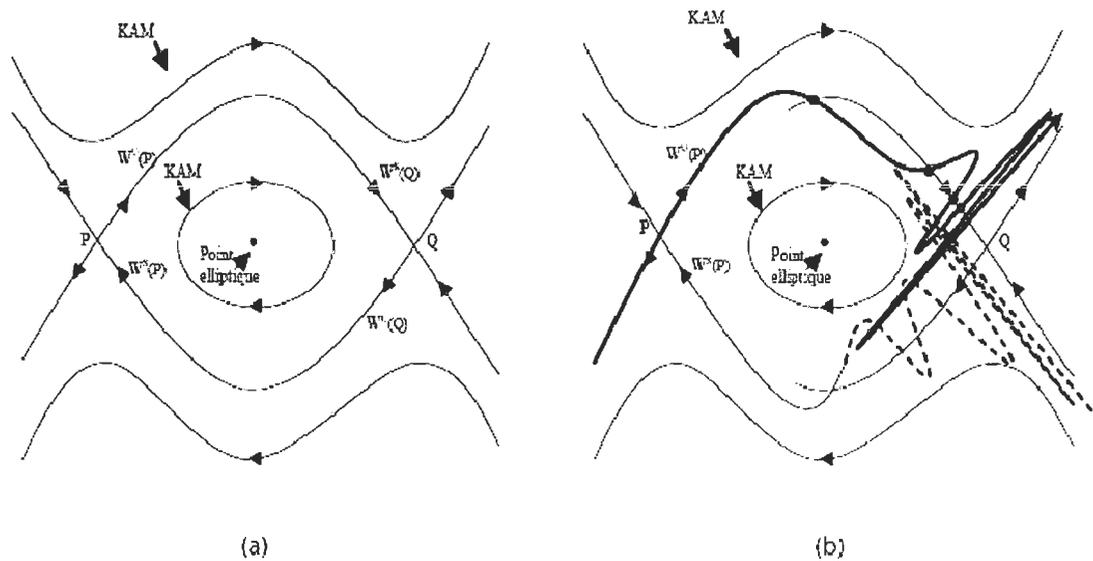


Figure 17 - Point hyperbolique d'un système a) intégrable et b) légèrement perturbé.

Un point est hétéroclinique (en rouge sur la figure Figure 17 (b) pour ceux associés à $W^u(P)$) s'il se situe à la fois sur les variétés stables et instables de deux points hyperboliques différents. Par définition, un point situé sur une variété y reste pour toujours. Par conséquent, un point hétéroclinique reste à la jonction des deux variétés pour toujours (Malhotra, 1998). Si l'on s'intéresse à une section de Poincaré d'un écoulement bidimensionnel périodique, un point hétéroclinique s'approchera de plus en plus du point hyperbolique associé à la variété stable. Comme un point sur la variété stable d'un point hyperbolique n'atteint ce point qu'à l'infini, l'existence d'un point hétéroclinique implique qu'il en existe une infinité et que la distance entre deux points successifs est de plus en plus petite. Comme le système est Hamiltonien et que les variétés sont des invariants (des lignes matérielles), ce qui signifie entre autre que le flux à travers une variété est nul, l'aire

d'un lobe, défini comme étant la surface délimitée par deux intersections successives des variétés stables et instables d'un point hyperbolique, est conservée. Cela implique que ces lobes s'étirent de plus en plus en s'approchant du point hyperbolique (Figure 17 (b)). La Figure 18 (a) montre une section de Poincaré d'une connexion hétéroclinique ainsi que la représentation tridimensionnelle des variétés stables et instables associés aux deux points hyperboliques. Un point homoclinique définit lui aussi l'intersection d'une variété stable et instable, mais cette fois-ci ces variétés correspondent à un seul point hyperbolique. Le même raisonnement s'applique aux points homocliniques et est illustré sur la Figure 18 (b).

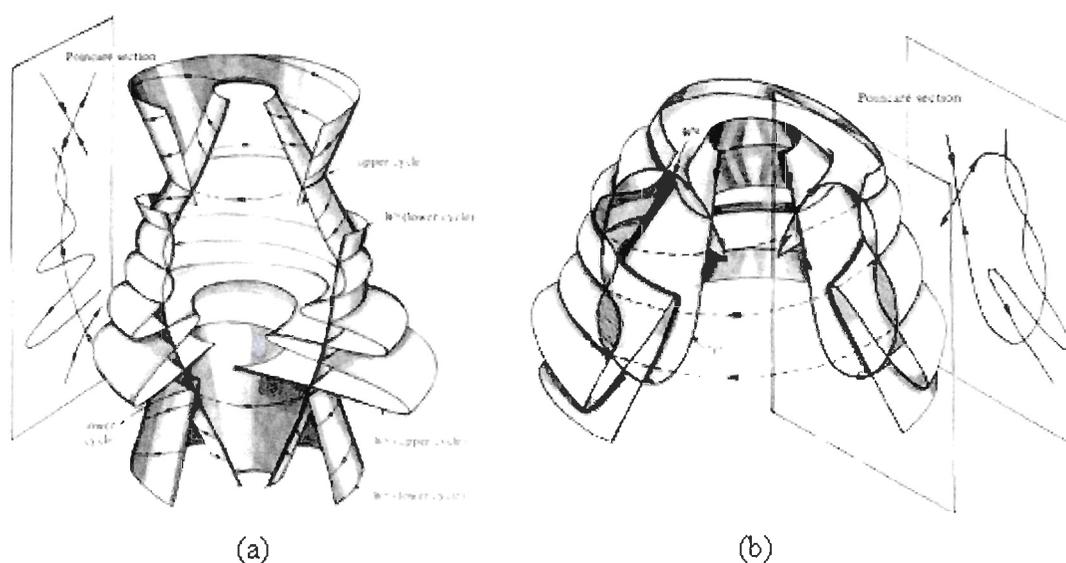


Figure 18 - Représentation tridimensionnelle d'un point (a) hétéroclinique et (b) homoclinique (de Ottino, 1989).

Pour un système dissipatif, le chaos est caractérisé par la présence d'un attracteur étrange. Comme l'existence d'un attracteur est impossible dans un système Hamiltonien, cette définition du chaos est inappropriée. L'implication de l'intersection des variétés stables et instables est connue depuis Poincaré (Poincaré, 1899). C'est maintenant une des définitions acceptées du chaos dans un système Hamiltonien (Doherty, 1988). On voit sur

la Figure 17 (b) que le chaos est confiné entre les courbes de Kolmogorov-Arnold-Moser (KAM curves), qui seront définies dans la section suivante.

Trois théorèmes et structure générale du chaos dans un système Hamiltonien

Plusieurs théorèmes décrivent l'effet d'une légère perturbation sur un système intégrable et permettent d'obtenir une vision globale de la situation. Trois de ces théorèmes portant sur le comportement près des points elliptiques seront décrit ici d'une façon purement qualitative.

1. *Le théorème de Poincaré-Birkhoff stipule que, sous une perturbation, certaines orbites elliptiques se transforment en k points hyperboliques et k points elliptiques (Figure 19).*

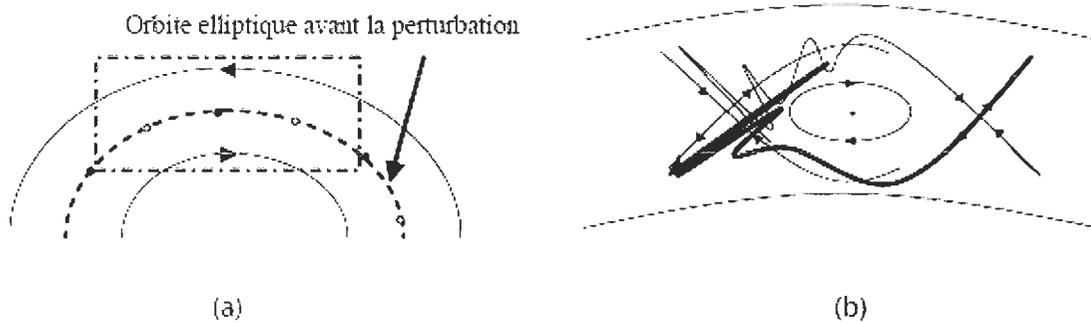


Figure 19 - (a) Transformation d'une orbite elliptique en k points hyperboliques (cercles vides) et k points elliptiques (cercles pleins). (b) Variétés stables et instables de deux points hyperboliques créées après la disparition de l'orbite elliptique (agrandissement du rectangle de la figure (a)).

2. *Le théorème de Kolmogorov-Arnold-Moser (KAM theorem) avance que, sous certaines conditions, plusieurs orbites elliptiques présentes dans un système intégrable survivent à de légères perturbations.*

L'appellation « KAM curves » évoquée plus tôt provient de ce théorème. Il est important de rappeler ici que ces orbites sont elliptiques dans une section de Poincaré d'un écoulement bidimensionnel périodique. Elles sont associées à un tore lorsque l'on visualise l'écoulement en trois dimensions avec le temps qui évolue sur un axe perpendiculaire à une section de ce tore (Figure 20). Voilà pourquoi on fait souvent référence à ces courbes sous l'appellation « KAM tori ».

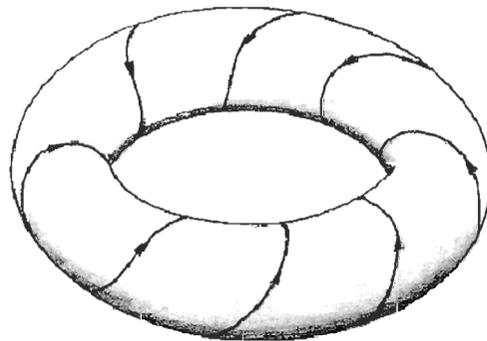


Figure 20 - Tore associé à une courbe de Kolmogorov-Arnold-Moser (de Ottino, 1989).

3. *Enfin, le théorème de Twist précise que les conditions nécessaires à l'application du théorème de KAM existent.*

La structure générale d'un système intégrable légèrement perturbé est donc la suivante (Doherty, 1988): Les variétés stables et instables de deux points hyperboliques adjacents s'entrecroisent, ce qui résulte en une structure complexe près des points

hyperboliques. Pour ce qui est des orbites elliptiques, certaines disparaissent et sont remplacées par une série de points elliptiques et hyperboliques avec leurs propres variétés stables et instables. Ces points produisent à leur tour des structures similaires à la Figure 17 (b). Certaines des nouvelles orbites elliptiques entourant les nouveaux points elliptiques se transforment en une nouvelle série de points hyperboliques et elliptiques, et ainsi de suite, de sorte que l'on retrouve la même structure à différentes échelles. À chacune de ces échelles, certaines orbites elliptiques survivent et « organisent » le transport dans l'espace des phases. La Figure 21 illustre cette structure générale.

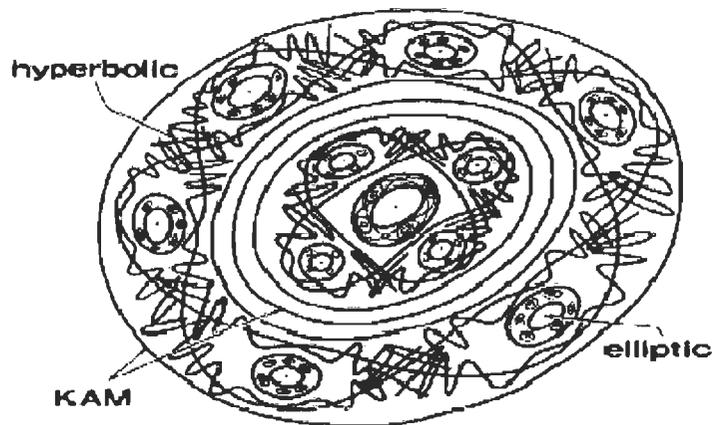


Figure 21 - Structure générale du chaos dans un système Hamiltonien (de Doherty, 1988).

Toutes ces considérations semblent bien loin d'un écoulement océanique. Néanmoins, le développement rapide des technologies permettant la visualisation des courants lagrangiens (bouées dérivantes) durant les trois dernières décennies a permis de visualiser de nombreuses structures s'apparentant à celles décrites précédemment (Wiggins, 1999). La section suivante en présente deux brefs exemples.

Exemples

1. Des courants frontaliers à l'ouest d'un bassin avec des gyres adjacentes permettant la recirculation sont chose communes dans l'océan (Wiggins, 2005). Un exemple est donné par Johns et al. (1997) dans l'Atlantique Nord près de l'Ile Abaco (Figure 22).

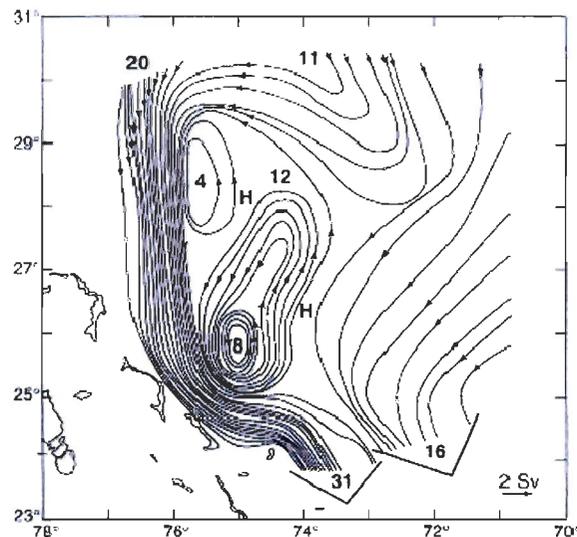


Figure 22 - Lignes d'écoulement (Deese, Pratt et Helfrich, 2002).

Cette figure a inspiré à Deese et al. (2002) une expérience reproduisant en laboratoire cet écoulement afin d'en comprendre la structure spatiale et temporelle des échanges entre le courant frontalier et le reste de l'écoulement. La Figure 23 illustre les principales structures de l'écoulement lors de son expérience. La Figure 23 (a) montre les lignes d'écoulement lorsque celui-ci est stationnaire et la figure (c) illustre l'effet d'une dépendance temporelle (analogue aux Figure 17 (a) et (b)). En abordant le problème du point de vue de la théorie des systèmes dynamiques, les échanges entre le courant frontalier et les gyres devraient être contrôlés par le comportement des lobes selon le mécanisme de Turnstile (Duan et Wiggins, 1996) (voir l'exemple suivant pour une brève explication du mécanisme).

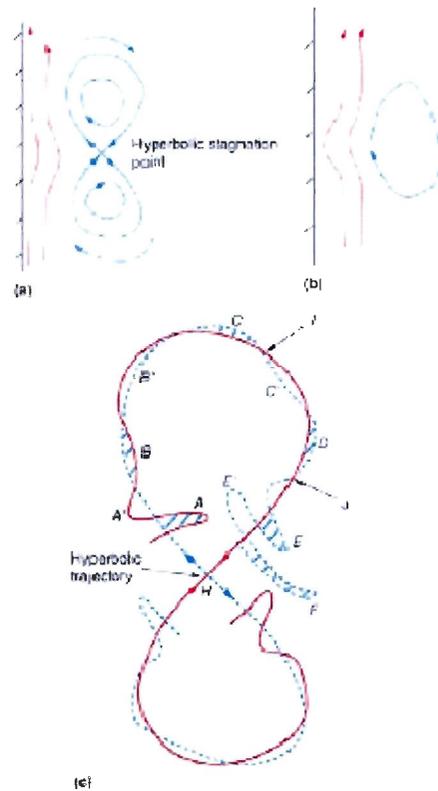


Figure 23 – (a) Lignes d'écoulement d'une hypothétique double gyre de recirculation adjacente à un courant frontalier dans le cas où l'écoulement est stable; (b) Lignes d'écoulement d'une hypothétique gyre de recirculation simple adjacente à un courant frontalier dans le cas où l'écoulement est stable; (c) Effet d'une légère perturbation sur la double gyre de recirculation (de Deese, Pratt et Helfrich, 2002; Wiggins, 2005).

De plus, comme ce mécanisme nécessite la présence d'au moins un point hyperbolique et de points hétérocliniques ou homocliniques, il ne peut survenir dans le cas où une seule gyre est présente (Figure 23 (b)). C'est ce que leurs expériences ont permis de démontrer. Les échanges sont en effet en grande partie contrôlés par la dynamique des lobes et sont donc plus efficaces dans le cas d'une double-gyre que dans le cas où une seule gyre est présente. Ces résultats montrent que les idées provenant de la théorie des systèmes dynamiques jouent un rôle important dans la compréhension de la structure spatio-temporelle des flux horizontaux et questionnent la validité de l'approche classique qui

consiste à paramétriser les flux horizontaux à l'aide de coefficients de diffusion turbulente homogènes pour l'ensemble d'un écoulement (Wiggins, 2005).

2. Plus récemment, Mancho et al. (2008a) sont parvenus, à partir d'un modèle numérique réaliste, à expliquer l'existence d'un front salin au nord ouest de la Méditerranée en terme d'une barrière lagrangienne semi-permanente associée aux variétés stables et instables de deux points hyperboliques et à décrire les faibles flux à travers cette barrière à l'aide du mécanisme de Turnstile. Sur les Figure 24 (a) et (b), les deux points hyperboliques (en noir), la variété stable (en bleu) et instable (en rouge) de ces deux points ainsi que trois points hétérocliniques sont superposés au champ de salinité, et ce pour deux jours différents. Le point b_{681} sur la figure (a) est la position, au jour 674, du point hétéroclinique qui se retrouvera, au jour 681, à la position b_{681} sur la figure (b). La position des variétés coïncide avec l'emplacement du front salin. De plus, ces deux figures illustrent bien le mécanisme de Turnstile : Le lobe compris entre les deux points hétérocliniques les plus à gauche de la figure (a) se déforme en se déplaçant vers la droite sur la figure de sorte que l'aire comprise à l'intérieur de ce lobe initialement au nord de la barrière est transportée au sud de celle-ci.

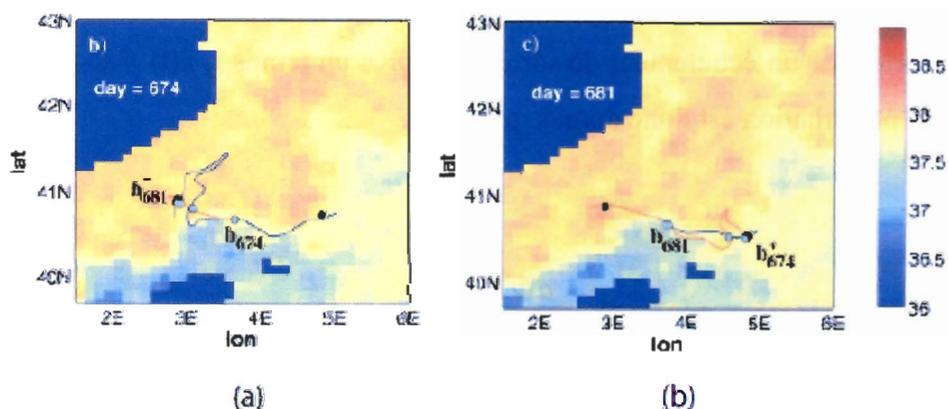


Figure 24 - Illustration du mécanisme de Turnstile (de Mancho *et al.*, 2008b). L'échelle de couleur indique la salinité.

2.5 DÉFINITION DES FTLE

Pour un écoulement océanique réel dépendant du temps, il n'est pas facile de définir clairement l'emplacement des points hyperboliques et des variétés stables et instables qui leur sont associées puisque ces points apparaissent, disparaissent, varient en intensité et se déplacent au fil du temps. De plus, ces « objets lagrangiens » sont par définition asymptotiques, ce qui est incompatible avec leur nature éphémère dans un écoulement océanique et qui, de plus, les rend difficilement applicables à des données provenant d'un écoulement océanique réel d'une étendue temporelle finie. Cette section présente un outil pour parer à cette difficulté : les exposants de Lyapunov pour un temps fini (FTLE). La définition présentée ici provient d'un article de Shadden et al. (2005).

Un FTLE est un scalaire représentant le taux d'expansion maximal associé à une paire de particules, séparées initialement d'une distance infinitésimale, et advectées par un écoulement pour un temps fini T . L'optimisation du taux d'expansion est faite sur la direction de la séparation initiale (perturbation). Considérons un point x et un point x' séparé initialement de x par une perturbation $\delta x(0)$ tel que $x' = x + \delta x(0)$. Ces deux points sont transportés par un écoulement de sorte que, après un temps t , $x(t) = \Phi_{t_0}^{t_0+t}(x)$. Après un temps t la perturbation est donc donnée par :

$$\delta \vec{x}(t) = \Phi_{t_0}^{t_0+t}(\vec{x}') - \Phi_{t_0}^{t_0+t}(\vec{x}) = \frac{d\Phi_{t_0}^{t_0+t}(\vec{x})}{d\vec{x}} \delta \vec{x}(0) + O(\|\delta \vec{x}(0)\|^2) \quad (16)$$

Le terme en $\|\delta\mathbf{x}(0)\|^2$ peut être négligé puisque la perturbation initiale est infinitésimale. En appliquant la norme Euclidienne standard sur $\delta\mathbf{x}(t)$, on obtient la magnitude de la perturbation au temps t :

$$\|\delta\vec{x}(t)\| = \sqrt{\langle \delta\vec{x}(0), \frac{d\Phi_{t_0}^{t_0+t}(\vec{x})^T}{d\vec{x}} \frac{d\Phi_{t_0}^{t_0+t}(\vec{x})}{d\vec{x}} \delta\vec{x}(0) \rangle} \quad (17)$$

où M^T est la transposée de M . La matrice symétrique

$$\Delta = \frac{d\Phi_{t_0}^{t_0+t}(\vec{x})^T}{d\vec{x}} \frac{d\Phi_{t_0}^{t_0+t}(\vec{x})}{d\vec{x}} \quad (18)$$

est une version pour un temps fini du tenseur de Cauchy-Green droit. On peut réécrire plus clairement l'équation (17) :

$$\|\delta\vec{x}(t)\| = \sqrt{\delta\vec{x}(0)^T \cdot \Delta \cdot \delta\vec{x}(0)} \quad (19)$$

On voit que le taux d'expansion au temps t est maximal lorsque la perturbation initiale est choisie de sorte qu'elle soit alignée avec le vecteur propre associé à la valeur propre maximale du tenseur de Cauchy-Green. Lorsque c'est le cas, l'équation (19) devient :

$$\max \|\delta \vec{x}(t)\| = \sqrt{\lambda_{\max}(\Delta)} \|\delta \vec{x}(0)\| = \|\delta \vec{x}(0)\| \sqrt{\lambda_{\max}(\Delta)} \quad (20)$$

Ce qui peut être écrit sous la forme suivante :

$$\max \|\delta \vec{x}(t)\| = \exp \{ \sigma_{t_0}^T(\vec{x}) |T| \} \cdot \|\delta \vec{x}(0)\| \quad (21)$$

où

$$\sigma_{t_0}^T(\vec{x}) = \frac{1}{|T|} \ln \sqrt{\lambda_{\max}(\Delta)} \quad (22)$$

Cette dernière équation est la définition de l'exposant de Lyapunov maximal pour un temps fini associé à un temps d'intégration T pour un point x au temps t_0 .

2.6 FTLE, LCS ET BARRIÈRES AU TRANSPORT

Comme il a été mentionné plus tôt, la localisation des points hyperboliques d'un écoulement géophysique réel est une opération difficile. Les FTLE, tel que définis au paragraphe précédent, permettent de surmonter cette difficulté en révélant l'emplacement des structures cohérentes lagrangiennes. Les structures cohérentes lagrangiennes (LCS) sont une généralisation des variétés stables et instables d'un point hyperbolique (Kent, 2008) et des tores de Kolmogorov-Arnold-Moser (« KAM tori ») (Boffetta *et al.*, 2001) pour les systèmes non-autonomes. Tel que définis par Haller (2001), ces structures lagrangiennes sont des maximum locaux du champ de FTLE. Les variétés stables

correspondent aux crêtes de valeurs élevées de FTLE calculés à partir de particules transportées par un écoulement où le temps évolue positivement, alors que les variétés instables s'obtiennent à partir de particules transportées par un écoulement où l'évolution temporelle est inversée. Il a été montré que le flux à travers les LCSs est négligeable lorsque 2 conditions sont respectées (Shadden, Lekien et Marsden, 2005) :

1. Les crêtes sont bien définies;
2. Le temps d'intégration pour le calcul des FTLE est suffisamment long.

Lorsque ces deux critères sont respectés, les LCSs peuvent être considérées comme des barrières au transport.

2.7 ALGORITHME DE CALCUL POUR LES FTLE

Pour obtenir numériquement des champs de FTLE à partir d'un champ de vitesse, il faut d'abord calculer la position au temps $t+t_0$ de chaque particule lorsque transportée par le champ de vitesse, $\mathbf{x}(t_0+t) = \Phi_{t_0}^{t_0+t}(\mathbf{x})$. On construit ensuite le tenseur de Cauchy-Green. Pour ce faire, considérons un point $(x_{i,j}, y_{i,j})$ pour lequel on veut calculer le FTLE et quatre points adjacents (en rouge sur la Figure 25).

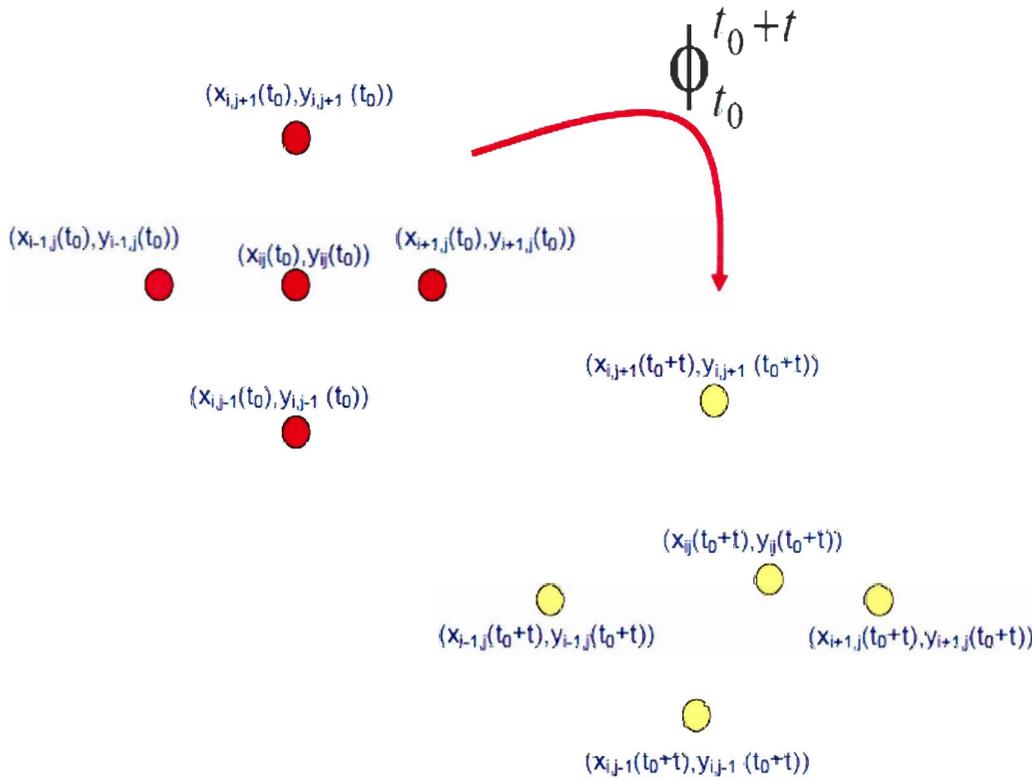


Figure 25 - Illustration de l'algorithme de calcul des FTLE (adapté de Shadden, 2005)

On calcule d'abord le gradient de cette itération de la façon suivante, pour tous les points de la grille:

$$\frac{d\Phi_{t_0}^{t_0+T}(\vec{x})}{d\vec{x}} = \begin{bmatrix} \frac{x_{i+1,j}(t_0+t) - x_{i-1,j}(t_0+t)}{x_{i+1,j}(t) - x_{i-1,j}(t)} & \frac{x_{i,j+1}(t_0+t) - x_{i,j-1}(t_0+t)}{y_{i,j+1}(t) - y_{i,j-1}(t)} \\ \frac{y_{i+1,j}(t_0+t) - y_{i-1,j}(t_0+t)}{x_{i+1,j}(t) - x_{i-1,j}(t)} & \frac{y_{i,j+1}(t_0+t) - y_{i,j-1}(t_0+t)}{y_{i,j+1}(t) - y_{i,j-1}(t)} \end{bmatrix} \quad (23)$$

On peut ensuite obtenir le tenseur de Cauchy-Green droit en multipliant ce gradient par sa transposée. La valeur propre maximale de ce tenseur permet ensuite de calculer le FTLE à partir de l'équation (22).

2.8 EXEMPLES DE CHAMPS DE FTLE OBTENUS D'ÉCOULEMENTS ANALYTIQUES

Cette section présente le résultat du calcul des FTLE pour des écoulements analytiques. Le but est ici d'illustrer ce que les FTLE permettent de mettre en évidence pour des écoulements simples. Dans les deux premiers exemples, les systèmes sont autonomes et les structures révélées par le calcul des FTLE peuvent être prédites par l'analyse du champ de vitesse eulérien associé à l'écoulement. Le troisième exemple est similaire au premier mais une légère perturbation en fait un système non-autonome.

Quadruple gyre

La fonction d'écoulement d'une quadruple gyre est donnée par :

$$\psi(x, y, t) = A \sin(\pi x) \sin(\pi y) \quad (24)$$

Ensuite, u et v sont obtenus en prenant la dérivée partielle de cette fonction :

$$\begin{aligned} u &= -\frac{\partial \psi}{\partial y} = -\pi A \sin(\pi x) \cos(\pi y) \\ v &= \frac{\partial \psi}{\partial x} = \pi A \cos(\pi x) \sin(\pi y) \end{aligned} \quad (25)$$

Le champ vectoriel associé à ce système autonome est présenté à la Figure 26 :

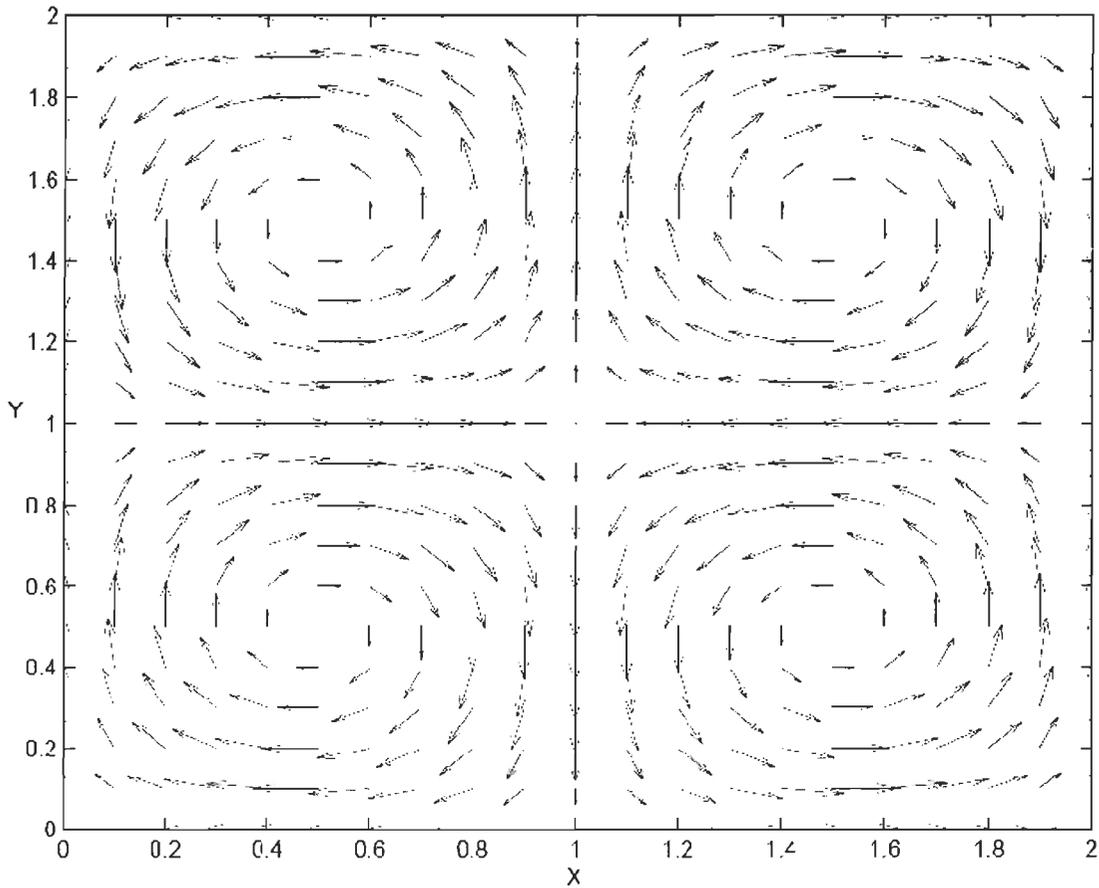


Figure 26 - Champ vectoriel d'une quadruple gyre.

Le champ des FTLE calculé à partir de cet écoulement analytique est présenté à la Figure 27. Ce champ a été calculé avec un temps d'advection de $T = 12$, un pas de temps de $t = 0.005$ et une résolution de 300×300 . L'échelle de couleurs est normalisée par rapport à la valeur de FTLE la plus élevée.

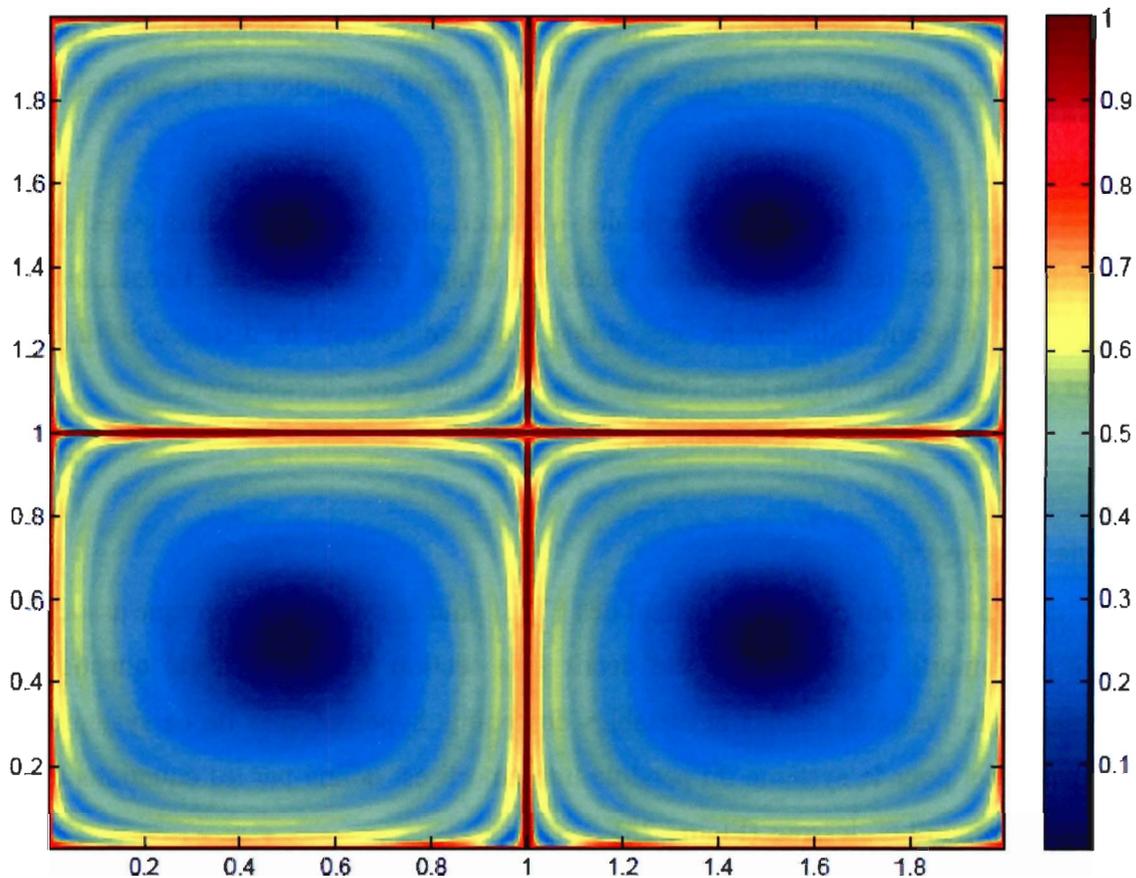


Figure 27 - Champ de FTLE associé à une quadruple gyre.

Ce champ de FTLE isole les 4 gyres les unes des autres en les séparant par une crête de valeurs élevées de FTLE. Au centre de chacune des gyres, les FTLE ont une faible valeur. Cela signifie que, après un temps donné T , la distance initiale séparant deux particules positionnées à une courte distance l'une de l'autre et près du centre d'une de ces 4 gyres augmentera peu relativement au reste de l'écoulement. Les crêtes de valeurs élevées de FTLE séparant les 4 gyres ont la signification inverse : après un temps donné T , la distance initiale séparant deux particules positionnées de chaque côté d'une de ces crêtes augmentera beaucoup relativement au reste de l'écoulement. Comme chacune de ces particules se retrouvera, après un temps T , plus près d'une particule qui est à une plus courte distance du centre de la gyre dans laquelle elle se trouve que de la particule de

l'autre côté de la crête, ces crêtes agissent comme des barrières au transport dans la mesure où elles sont suffisamment bien définies et que le temps d'advection T est suffisamment long.

En d'autres mots, toutes les particules à l'intérieur d'une des quatre gyres seront faiblement distantes les unes des autres après un temps T . Par contre, l'ensemble des particules se trouvant initialement près d'une frontière verront la distance initiale les séparant de la particule voisine dans l'autre gyre augmenter considérablement.

Pendule non-amorti

L'exemple suivant présente le calcul des FTLE pour le système dynamique associé au pendule non-amorti. Ce système a été décrit à la section 3.2, où il a été question de l'importance des variétés stables et instables des points hyperboliques de ce système. Le champ vectoriel pour le système du pendule non-amorti est donné par les équations (5) et (6) et il est reproduit ci-dessous (Figure 28).

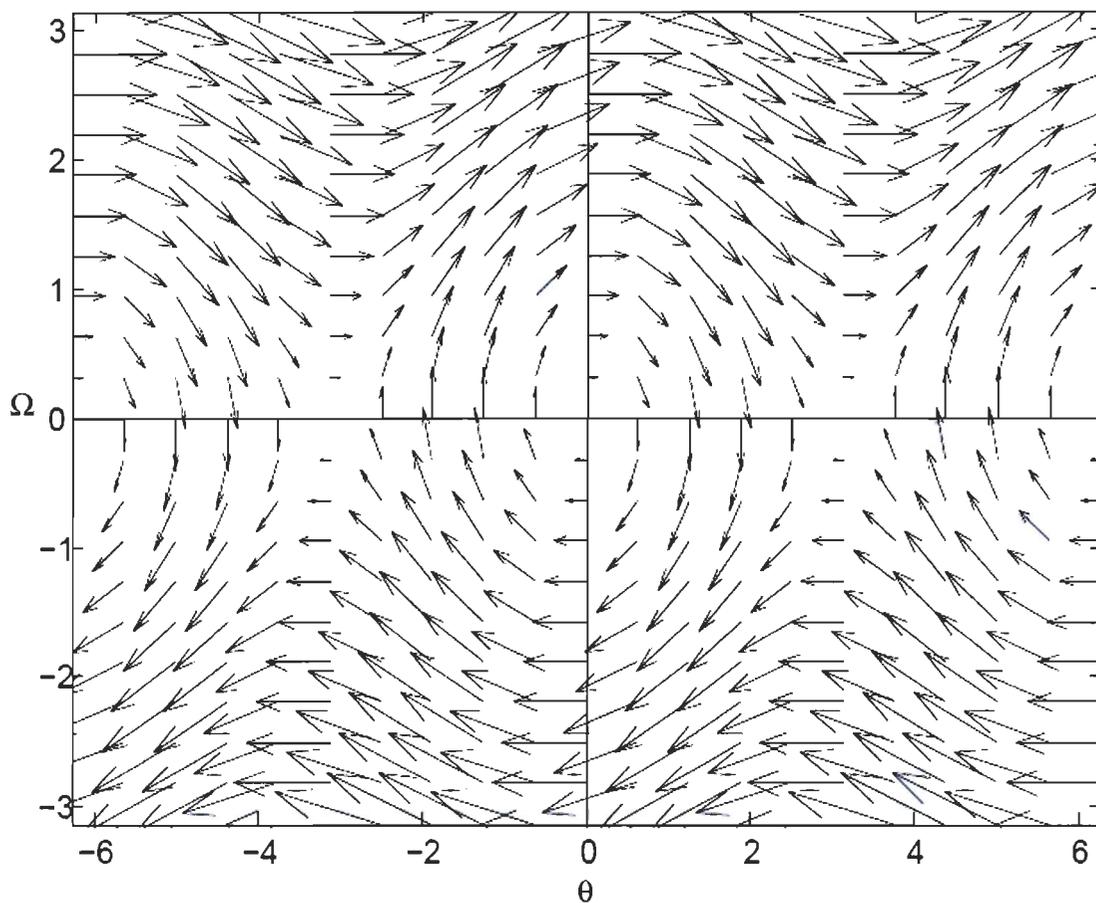


Figure 28 - Champ vectoriel du pendule non-amorti.

Le champ des FTLE (Figure 29) de ce système a été calculé avec un temps d'advection de $T = 12$, un pas de temps de $t = 0.005$ et une résolution de 300×300 . L'échelle de couleurs est normalisée par rapport à la valeur de FTLE la plus élevée.

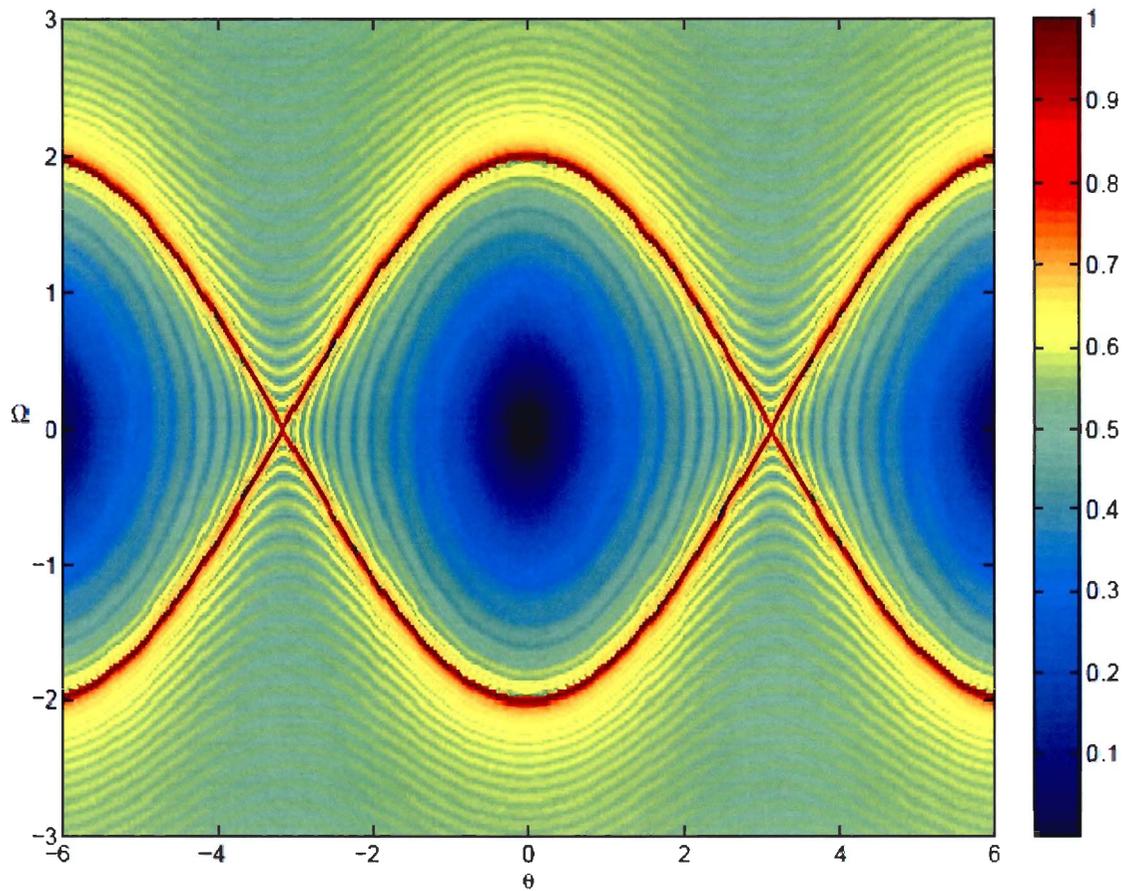


Figure 29 - Champ de FTLE associé à un pendule non-amorti.

Les variétés stables et instables de ce système sont clairement identifiées par les crêtes de valeur élevées de FTLE. Encore une fois, il aurait été possible de prédire l'existence de ces structures à partir de l'analyse du champ vectoriel de ce système. Dans l'exemple suivant, cela n'est plus le cas.

Quadruple gyre de diamètre variable

Ce dernier exemple présente le calcul des FTLE pour un système non-autonome. Ce système est très similaire à celui de la quadruple gyre du premier exemple, à la différence qu'ici le système est légèrement perturbé par l'ajout d'une fonction dépendante du temps.

$$\psi(x, y, t) = A \sin(\pi f(x, t)) \sin(\pi y) \quad (26)$$

où

$$f(x, t) = a(t)x^2 + b(t)x$$

$$a(t) = \epsilon \cdot \sin(\omega t) \quad (27)$$

$$b(t) = 1 - 2\epsilon \cdot \sin(\omega t)$$

Ensuite, u et v sont obtenus en prenant la dérivée partielle de cette fonction :

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y} = -\pi A \sin(\pi f(x)) \cos(\pi y) \quad (28)$$

$$v = \frac{\partial \psi}{\partial x} = \pi A \cos(\pi f(x)) \sin(\pi y) \frac{df}{dx}$$

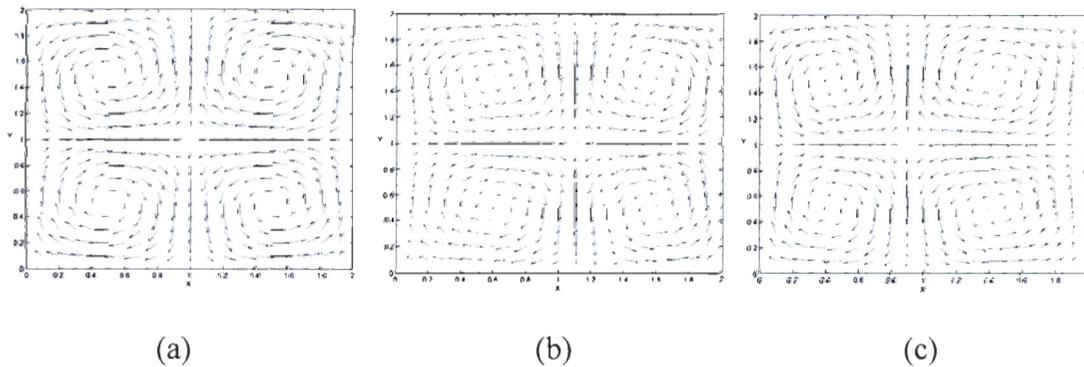


Figure 30 - Champ vectoriel d'une quadruple-gyre perturbée aux temps $t = 1$ (a), $t = 1.25$ (b) et $t = 1.75$ (c).

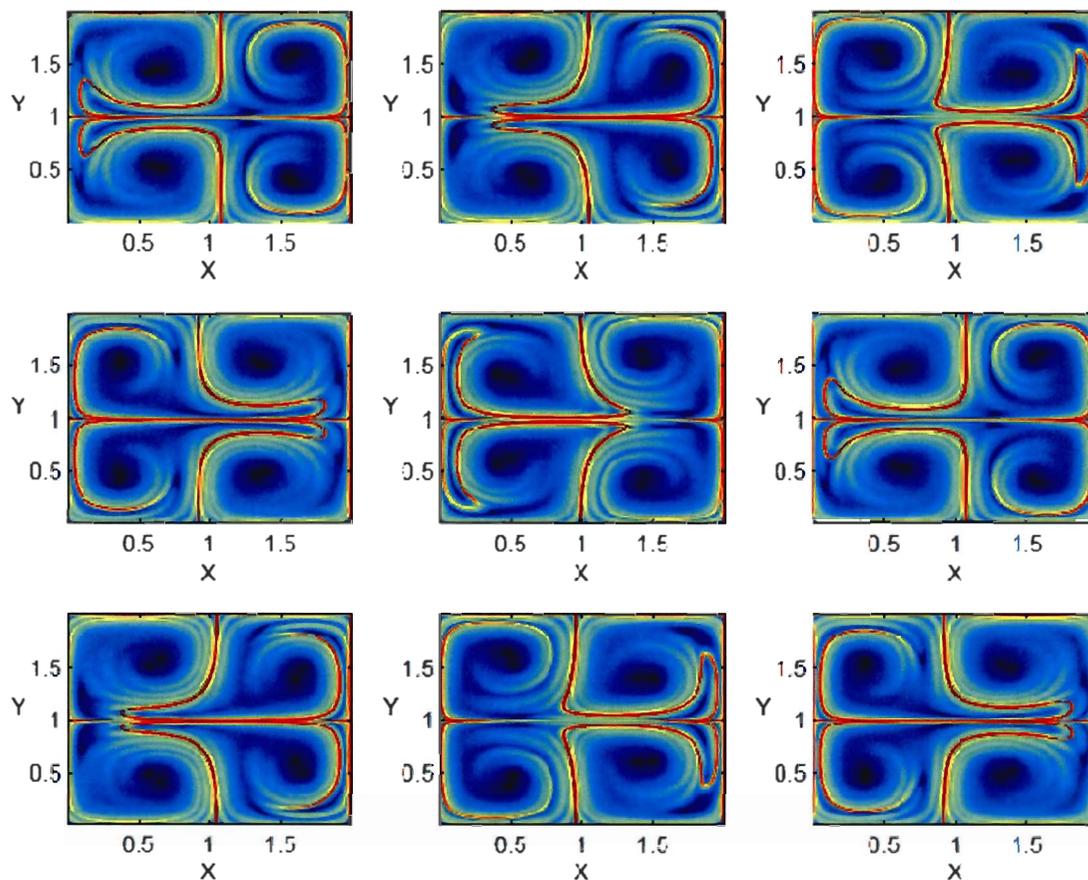


Figure 31 - Champ de FTLE associé à une quadruple gyre perturbée aux temps $t = 1$, $t = 3$, $t = 5$, $t = 7$, $t = 9$, $t = 11$, $t = 13$, $t = 15$, $t = 17$, respectivement, de gauche à droite et de haut en bas. $T = 12$.

Lorsque l'écoulement n'est plus autonome, les barrières au transport révélées par le calcul des FTLE ne peuvent être déduites simplement de l'analyse du champ de courants eulérien (Figure 30 et Figure 31). Dans le premier exemple, l'écoulement favorisait la séparation des particules de fluide en 4 sections, chacune de ces sections étant associée à une des 4 gyres. Dans cet exemple-ci, s'il est toujours possible de distinguer 4 régions plus-ou-moins bien définies par des crêtes de valeur élevées de FTLE, il est évident que ces 4 régions ne sont plus isolées l'une de l'autre. De plus, en observant l'évolution des

barrières, on voit que le transport d'une région à l'autre se fait à proximité du point hyperbolique central.

Ce dernier exemple met fin au présent chapitre, qui a permis de mettre en contexte l'utilisation des exposants de Lyapunov dans le cadre d'un écoulement géophysique et d'en clarifier l'origine et la signification. Le chapitre suivant présente, entre autre, le résultat du calcul, à l'aide d'un modèle numérique, de ces exposants dans l'estuaire moyen dans le but de mieux comprendre l'importance de la circulation dans le cloisonnement des deux clades du copépode *Eurytemora affinis*.

CHAPITRE 3
COMPARISON BETWEEN MODELED AND OBSERVED SURFACE DRIFTER
TRAJECTORIES AND CALCULATION OF FTLE FIELDS TO EXPLAIN
SPATIAL SEPARATION BETWEEN TWO GENETIC CLADES OF A
COPEPOD SPECIES COMPLEX.

3.1 INTRODUCTION

Horizontal spreading and mixing of passive tracers is governing the progress of many processes that occur in the ocean: dispersion of pollutant spills, plankton patchiness and population dynamics are examples of those processes (Hitchcock et Cowen, 2007; Martin, 2003; Perianez, 2004). It is natural to approach these problems in a Lagrangian framework because an Eulerian view does not give information about the fate of Lagrangian tracers in non-autonomous systems. By using numerical models (Haza *et al.*, 2008; Mancho *et al.*, 2008b), and more recently surface current speeds obtained from HF and VHF radar (Gildor *et al.*, 2009; Lekien *et al.*, 2005; Olascoaga *et al.*, 2006), it has become easy to generate large amounts of Lagrangian trajectories in a given domain. The trajectory of one passive tracer can be clearly deciphered. However, it rapidly becomes hard to interpret the resulting spaghetti diagram of numerous passive tracers drifting for a certain period of time, given the chaotic nature of these paths. Lagrangian parameters, like finite-time Lyapunov exponents (FTLE), can overcome this problem by extracting information from the trajectories and presenting it as a time dependent scalar field in space. In a certain way, FTLE (or other similar Lagrangian parameters, like finite-scale Lyapunov exponent) presents Lagrangian information in a Eulerian view. These Lagrangian parameters reveal

structures, called Lagrangian coherent structures (LCS), that are governing the exchanges between distinct water masses (Shadden, Lekien et Marsden, 2005).

To get a better understanding of the role the circulation plays in diverse oceanographic phenomena, the utilization of LCS revealed by FTLE is steadily increasing. Olascoaga (Olascoaga *et al.*, 2008; Olascoaga *et al.*, 2006) traced the potential early development locations of observed harmful algal blooms (*Karenia brevis*) on the West Florida Shelf using simulated LCS. Another study (Gildor *et al.*, 2009) suggested that such LCS might be related to the observed difference in the characteristic of a fish population in the Gulf of Eilat. On the east coast of Florida and in Monterrey Bay, Lekien and Couillette used LCS computed from radar high frequency velocity data to show that it can be used to understand and predict where chemical contaminants, thermal pollution and biological populations will be transported by the currents (Couillette *et al.*, 2007; Lekien *et al.*, 2005). Both studies proposed an optimal pollution release scheme that reduces the pollution on their respective coast. These examples show the pronounced utility to use FTLE – approach.

In this study, FTLE are computed in the St. Lawrence estuary (Figure 32) to look at the importance of hydrodynamical processes in the separation of two genetically different clades of the copepod species complex *Eurytemora affinis*. This is motivated by studies about *E. affinis* in the St. Lawrence Estuary (Winkler, Dodson et Lee, 2008) which reported that the North Atlantic clade largely occupied the central portion of the St. Lawrence Middle Estuary while the Atlantic clade was found predominantly in the upstream part of the Middle Estuary (Figure 33). This spatial separation was unexpected since highly energetic hydrodynamic processes were believed to produce a homogenous spatial distribution of the 2 clades. Moreover, the salinity gradient should not a priori affect the distribution since this species is euryhaline (Mauchline, 1998).

FTLE fields are obtained with the use of a 3-D numerical model. As FTLE are computed using only Lagrangian trajectories, surface drifters experiments have been performed in order to compare real and modeled trajectories.

In the next section we describe the study region, the numerical model, the numerical procedure to compute the FTLE fields, the drifters and the drifter experiments. In section 3, we compare the real and modeled trajectories and present the FTLE fields computed for the Middle Estuary. A discussion and a conclusion follow in section 4 and 5.

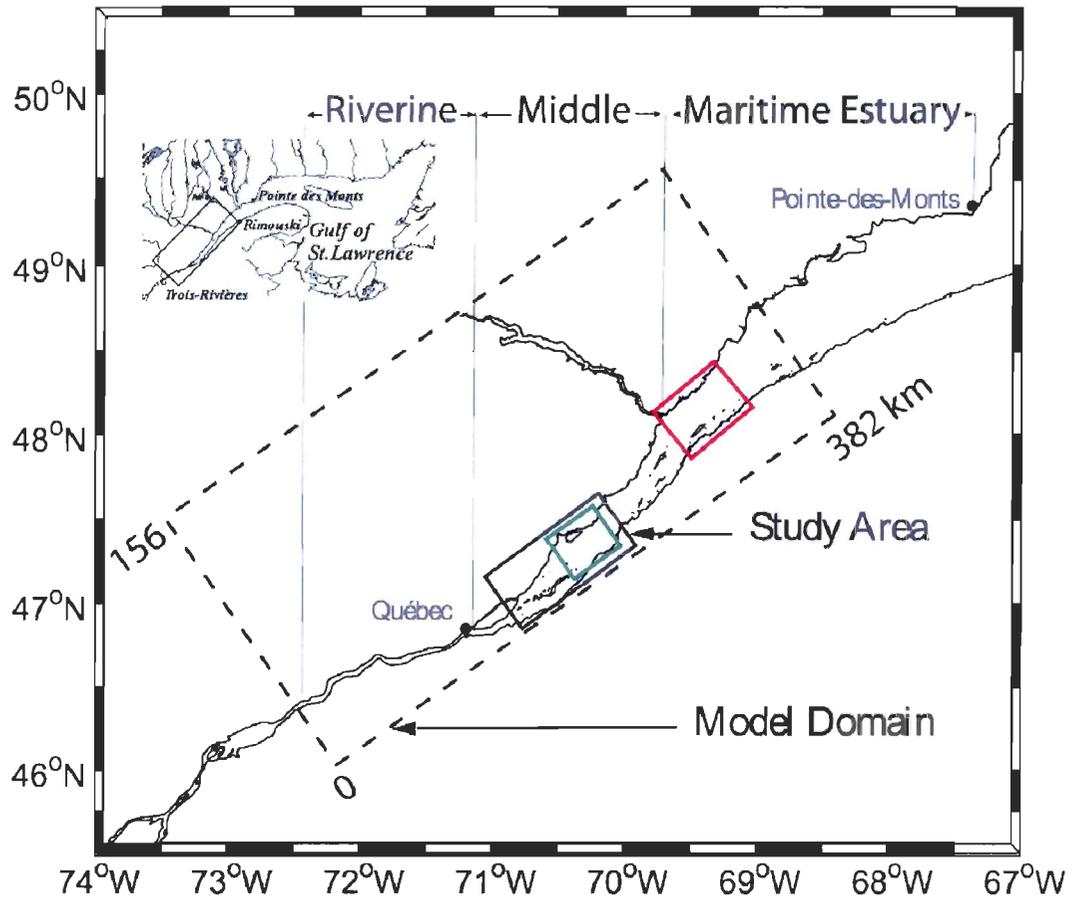


Figure 32 : Global map of the St. Lawrence Estuary. The red rectangle corresponds to Figure 35, the green one to Figure 36. The dashed rectangle corresponds to the domain of the numerical model, where distances are given in km from the origin on the lower left corner. Distances on the subsequent figures refer to this grid.

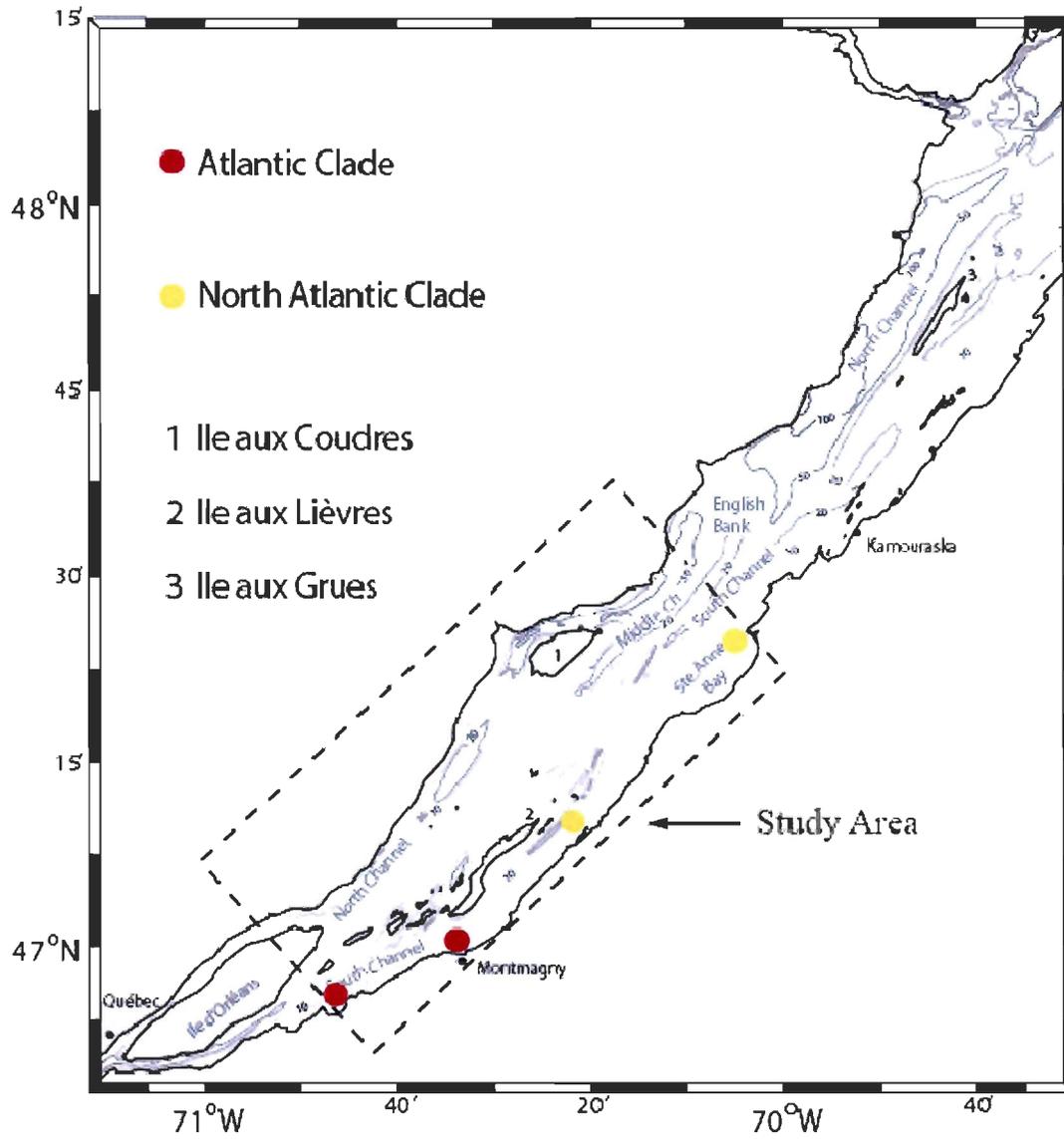


Figure 33 – Distribution of the two clades of *E. Affinis* at four stations along the middle Estuary. Red represents the Atlantic clade and yellow the North Atlantic clade (data from Winkler, Dodson et Lee, 2008)

3.2 METHODS

Study region

The St. Lawrence Estuary's divisions are defined differently according various authors. In this study, the label Riverine, Middle and Maritime Estuary will be used, the Riverine Estuary extending from Trois-Rivières to the western point of Ile d'Orléans; the Middle Estuary reaching the mouth of the Saguenay Fjord and the Maritime Estuary ending at Pointe-des-Monts. This labeling is motivated by bathymetric features (Maritime/Middle Estuary), the limit of salt intrusion (Middle/Riverine Estuary) and the limit of tidal propagation (Riverine Estuary/St. Lawrence River).

The Middle Estuary (Figure 33) is 180 km long, up to 24 km wide and up to 120 m deep. Its water consists of a mixture of freshwater descending from the St. Lawrence River (averaging to 11 000 m³/s) and deep oceanic water coming from the Laurentian channel. A series of shoals and islands divide it in a northern and a southern part. The northern part, generally deeper, is covered by an almost-continuous channel. In the southern part, the South Channel and Middle Channel are shallower than 30 m except in front of Kamouraska, where the South Channel is more than 40 m deep. A large shallow (< 10 m depth) shelf of variable width extends along the south shore (El-Sabh, 1988).

The salinity of the Middle Estuary ranges from around 0 psu upstream to 30 psu at the bottom of the Ile-aux-Lièvres basin (El-Sabh et Silverberg, 1990a; Saucier *et al.*, 2009), and the strongest longitudinal salinity gradients are observed at the level of Ile-aux-Coudres (Greisman et Ingram, 1977; Ingram et El-Sabh, 1990). The general circulation consists of a two layer lengthwise circulation in which brackish water is flowing downstream over deeper, saltier water. The Coriolis force gives rise to a lateral circulation in which the fresher water is flowing downstream principally through the South Channel while saltier water is moving upstream preferentially through the deeper North Channel (Neu, 1970). The resulting lateral salinity gradient can reach up to 8 psu.

Because of the limited extent of the St. Lawrence Gulf and Estuary, the contribution of independent tides is not significant. The tides of this system, which represent 94 % of its energy (Muir, 1982), are co-oscillating. The tidal range is maximum between Ile-aux-Coudres and Iles d'Orléans, where it can reach values up to 7 m (Saucier et Chassé, 2000) and the M2 component is by far the most important (White et Johns, 1997). As the tidal wave length decreases as it propagates upstream, it result in tidal stream up to 4 m/s (Silverberg et Sundby, 1979).

This study mainly focuses on the upstream part of the Middle Estuary, characterized by the limit of salt intrusion and the turbidity maximum, which is maintained by estuarine circulation, strong turbulence (d'Anglejan, 1990) and the Reynolds particle transport associated with the tidal asymmetry on the turbulent field (Hamblin, 1989; Hamblin *et al.*, 1988). According to Pritchard's classification (Pritchard, 1967), El-Sabh (El-Sabh, 1988) described this region as vertically homogeneous around Ile d'Orléans and partially mixed everywhere else.

Copepods

The study led by Bousfield, Filteau et al. (1975) is the first one dealing with abundance and composition of the zooplankton in the middle estuary. According to this study, calanoïd copepods constitutes 60 % of the population of mesozooplankton. And its species diversity is low. It is mainly constituted of three dominant species: *Eurytemora affinis* (43 %), *Acartia longimeris* (35 %) and *Eurytemora herdmani* (17 %). Still according to this study, *E. affinis* is the dominant clalnoïd copepod mainly found in brackish waters between Ile d'Orléans and Ile-aux-Coudres. Its adaptation capacity to salinity fluctuations was noticed by Laprise and Dodson (1994) who observed *E. affinis* in strong abundance in waters with a salinity varying from 0.5 to 23, which confirms *E. affinis* as strongly euryhaline species.

Due to its high abundance, *E. affinis* is the most important grazers of autotrophs in the middle St. Lawrence estuary. It was estimated that its population consumes approximately 50 t algal C d⁻¹, representing 20 % of the net algal production of the

estuarine transition zone, which illustrate the potential impact of copepod grazing on phytoplankton biomass. In turn, its main predators are the larval fishes and mysids, the last ones being by far the most important (Winkler *et al.*, 2003). Recently, it was established that *E. affinis* is a cryptic species complex constituted by 6 ancestral clades distributed in the North hemisphere (Lee, 1999; , 2000). In the middle estuary, two sympatric clades occur between Ile d'Orléans and the bay of Ile Verte: the Atlantic and the North Atlantic clade. Both clades have a similar morphology (Lee et Frost, 2002) but are genetically differentiated (Lee, 2000). The distribution of these clades is compartmentalized, certain regions of the middle estuary being highly dominated by one of the two clades (Winkler, Dodson et Lee, 2008). This geographical segregation is surprising because we would expect that the intense hydrodynamism of the middle estuary homogenizes the distribution of the 2 clades.

Despite of the net downstream flow, *E. affinis* is an endemic species of the middle estuary (Runge et Simard, 1990). Its swimming behavior is certainly an important factor that contributes to maintain the population in this region. As suggested by several studies, it is very likely that zooplankton species adapted to an estuarine environment have the capacity to control their vertical position according to the moment of the tide (Cronin et Forward Jr, 1979; Forward Jr et Cronin, 1980; Orsi, 1986; Runge et Simard, 1990) to remain in such an environment.

Numerical model

The 3-D, hydrostatic, fully prognostic circulation model used in this study, described by Saucier (Saucier et Chassé, 2000; Saucier *et al.*, 2009; Saucier *et al.*, 2003; Saucier *et al.*, 2004), solves the conservation equations (mass, momentum, salinity and temperature) in the Boussinesq approximation. The solution is obtained from the finite difference formulation of the conservation equations originally presented by Backhaus (1982; , 1985) to model oceanographic processes in the North Sea. The solution method uses a semi-implicit scheme in order to increase the time step (30 seconds), lowering the computer time, without violating the physics of the processes to be simulated. Numerous

modifications have been made (Saucier et Chassé, 2000; Saucier *et al.*, 2009; Saucier *et al.*, 2003; Saucier *et al.*, 2004; Stronach, Backhaus et Murty, 1993) to this original model, including the addition of a 3-D flux-corrected transport scheme. This model has been used to model the circulation in the St. Lawrence Gulf and Estuary and in Hudson Bay for the last 15 years (Fauchot *et al.*, 2008; Saucier et Chassé, 2000; Saucier *et al.*, 2009; Saucier *et al.*, 2003; Saucier *et al.*, 2004; Sourisseau, Simard et Saucier, 2006) and the results have been successfully compared to 51 current meter records, extending from a couple of days to a full year (Saucier et Chassé, 2000) and to the trajectories of over two thousand 20 min long surface drifters (Saucier *et al.*, 1999).

The model domain covers part of the St. Lawrence Estuary, extending from Rimouski to the end of the tidal influence near Trois-Rivières, with a horizontal grid resolution of 400 m. The 35 vertical levels vary from 5 to 20 meters in thickness, the first and last levels adjusting their thickness with the water level (at every time step) and the observed depth, respectively.

The parameterization of horizontal diffusivity and viscosity was done according to Smagorinsky (Smagorinsky, 1963). For turbulent kinetic energy, a level-2.5 turbulence closure model is implemented following Mellor and Yamada (Mellor et Yamada, 1982). The vertical eddy viscosity and diffusion coefficients are computed using stability functions derived by Canuto *et al.* (2001) as described by Burchard and Bolding (Burchard and Bolding, 2001) (see Saucier, Senneville *et al.* (2004) for more details).

At the western boundary, the mean sea level with respect to the geoid is close to 4 m higher than at the eastern boundary. The pressure gradient resulting from this hydraulic head is mostly significant upstream of Quebec City.

Initial and boundary condition, forcing

Salinity and temperature profiles obtained from the LASSO Gulf of St. Lawrence model (Saucier *et al.*, 2009; Saucier *et al.*, 2003), a broader model encompassing the domain of the model used in the present study are used as initial conditions. At the eastern

open boundary, the phases and amplitudes of the 15 principal tidal constituents are specified, coming from two tidal gauges on the south and north shore of this boundary. Along this open boundary, the variation of these tidal constituents is a linear interpolation between north and south coast and the salinity and temperature variation is interpolated from the Gulf of St. Lawrence model.

The boundary condition at the side walls is of free-slip type and the bottom stress is a quadratic function of the bottom velocity of the Manning-Chezy type.

Fresh water enters from 20 tributaries, about 80% from the St. Lawrence River and 12% from the Saguenay River (Gearing and Pocklington, 1990). Unfortunately, wind forcing was not implemented in the model for the time period of the drifter deployments, so that the model is running without atmospheric forcing. However, wind driven currents are only of the order of 5% of the tidal currents.

Particle transport

The particles positions as a function of time are obtained by integrating the particle trajectory equation:

$$\dot{\vec{x}} = \vec{u}(x, t) \quad (29)$$

This integration is performed using a fourth order Runge-Kutta method and trilinear serendipity shape functions. Since the time step is 30 seconds, temporal interpolation of the velocity field is not required.

FTLE and LCS

Recently, dynamical system concepts have been intensively applied to geophysical flows (Coulliette *et al.*, 2007; Haller, 2002; Lekien *et al.*, 2005; Ridderinkhof and Zimmerman, 1992). One of the most noticeable results of this approach is that it reveals frontiers between water masses with dynamically distinct characteristics. According to dynamical system theory, these frontiers, or Lagrangian coherent structures (LCS), are the

stable and unstable invariant manifolds of hyperbolic points. LCS, when computed for large integration times, are material lines (meaning that they should be advected by the flow) which, under certain conditions (Shadden, Lekien and Marsden, 2005), represent barriers to transport between distinct water masses, i.e. the flux across these lines (often called separatrices) is negligible (Shadden, Lekien and Marsden, 2005). The theory behind those concepts will not be discussed here, and the reader is referred to Shadden (Shadden, Lekien and Marsden, 2005) for a definition of LCS and to Doherty and Ottino (Doherty, 1988), Ottino (Ottino, 1989) or Wiggins (Wiggins, 2005) for a more complete view of the dynamical system theory applied to geophysical flow.

Due to the complexity of the circulation in many geophysical flows, LCS cannot be revealed by simple observations of the velocity field (Lekien *et al.*, 2005; Olascoaga *et al.*, 2006; Shadden, Lekien and Marsden, 2005) and it might be a very tedious work to identify them from the inspection of individual particle trajectories. Thus, different measures have been developed to reveal LCS in geophysical flows (Haller, 2002; Mancho *et al.*, 2003; Mancho, Small and Wiggins, 2006). The one used here is the computation of finite-time Lyapunov exponents (FTLE) (Haller, 2001; Lekien *et al.*, 2005; Olascoaga *et al.*, 2006; Shadden, 2005; Shadden, Lekien and Marsden, 2005), also called direct Lyapunov exponent. A FTLE is a scalar representing the maximum expanding rate associated with a pair of particles, initially separated by an infinitesimally small distance, transported by a flow for a finite time T . The initial distance here is of 400m, the same as the horizontal grid resolution. The maximum expansion rate at a given time, for a given initial pair, is obtained by following these three steps:

1. Passive tracers are transported horizontally (or not, see discussion), forward in time, as described in section 2.2.2 with currents computed with the numerical model, one particle placed in every surface cell, for a certain time T ;
2. The spatial gradient is computed for every cell of the initial grid by finite-differencing the final positions of the particle initially at the center of the cell and the four neighboring particles (a cross, centered on the relevant cell, consisting of a particle at the

center of the top, bottom, right and left cell). The right Cauchy-Green tensor (Δ) is then computed following equation (30):

$$\Delta = \left[\frac{d\Phi_{t_0}^{t_0+t}(\vec{x})}{d\vec{x}} \right]^T \left[\frac{d\Phi_{t_0}^{t_0+t}(\vec{x})}{d\vec{x}} \right] \quad (30)$$

where \vec{x} is the position vector at $t = t_0$ and $\Phi_{t_0}^{t_0+T}(\vec{x})$ is the position after being transported by the velocity field for a time T . The superscript ' refers to the transpose of a matrix and we used a time of advection T of 6 h;

3. Finally, the FTLE is computed using the maximum eigenvalue of this tensor ($\lambda_{max}(\Delta)$):

$$\sigma_{t_0}^T(\vec{x}) = \frac{1}{|T|} \ln \sqrt{\lambda_{max}(\Delta)} \quad (31)$$

Under certain conditions (Shadden, Lekien and Marsden, 2005), the computation of FTLE reveals ridges of high values organized in lines that provide good approximation to unstable or stable manifolds associated with hyperbolic moving points, depending if the tracers are transported backward or forward in time, respectively. For the present study, the particles were only transported forward in time.

Drifters, fabrication, experiments and comparison parameters

The drifters data used in this study come from two types of drifters: surface drifters and 3-meters deep drogues. The surface drifters are similar to the model 104A made by Brightwaters Instruments (Brightwaters-Instrument-Corporation, 2000). They consist of a

vertical, 1.5 meters long negatively buoyant PVC pipe with a waterproof case on top providing buoyancy stabilization and housing the drifter's electronic components. Small spherical floats inside the pipe and a wooden plate completed buoyancy stabilization. This wooden plate also prevented vertical oscillatory motion between the buoy and the water, which in turn minimized the variation of the drag coefficient and helped averaging the resultant drag to zero over a wave cycle (Davis, 1985). Emerging from the sea surface, the top 4 cm of the head case allowed a GPS and a satellite emitter to receive and transmit signals, and an attached flag made the drifters visible over a longer distance. For the 3-meter deep drogue, we kept the same waterproof case but replaced the pipe by a rope with a drogue at its end.

Each drifter's case contained a handheld GPS receiver and a satellite emitter supplied with its own GPS chip, the SPOT Satellite GPS Messenger. In theory, the positions of the drifters were transmitted through the emitter every ten minutes, using the Global Star satellite system, and were accessible on-line in almost real time. Having Internet access on the research vessel allowed us to detect the position of the drifters and retrieve them afterwards. However, time frequency of the position transmission was irregular, and the interval between two signals was varying from 10 minutes to 1 hour. The GPS receiver device was programmed to record the position of the drifter every 5 or 10 seconds, with a precision of 3 meters (Garmin, 2007). Drifter paths were then computed directly from these data as with this time resolution, no interpolation was needed to compute the trajectories.

A total of 25 drifter clusters have been deployed over the St-Lawrence estuary (Figure 34), resulting in 155 trajectories lasting from 1 to 22 hours. These deployments were realized during summer and autumn of 2008, from June to September, as summarized in table 1. Most of the drifters were released by groups of 7 in a triangle shape, with 6 surface drifters and one 3-meter deep drogue.

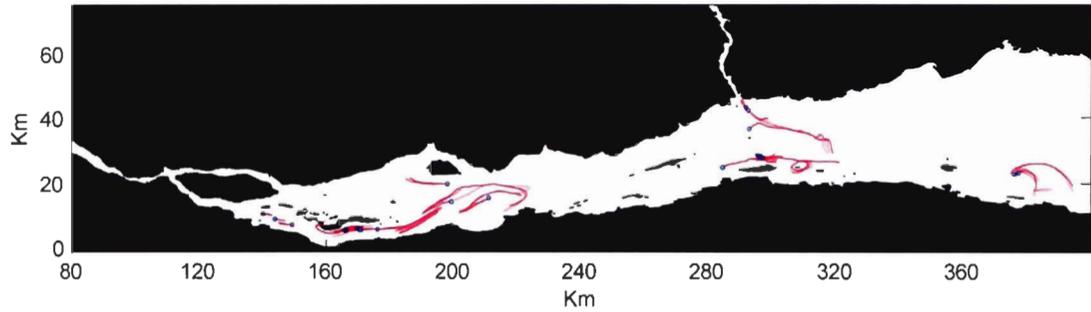


Figure 34 - Global picture of all the drifter trajectories. The launching point represented by a blue disk.

3.3 RESULTS

Comparison of observed and modeled trajectories

To compare the observed and modeled trajectories, we restricted ourselves to an extended analysis of two deployments out of 25, the principal characteristics of all the deployments being summarized in table 1. Each synthetic drifter has been numerically transported from the moment where the real associated drifter was introduced in the water to the moment where it was retrieved from it, or, as it happened quite often, to the moment where the handheld GPS stopped recording the position. We computed two different parameters to quantify the agreement between observed and modeled trajectories: the average separation d between real and modeled trajectories as a function of time and the relative error with respect to the average displacement of the drifters (D), d/D . For both quantities, the average is made over all the drifters (or pair of modeled and observed drifters).

Table 1 - Drifter sampling statistics.

Cluster #	Deployment dates	# drifters	Max drift time	$\langle d/D \rangle$	D
1	June 9, 2008, 20:24 UT	1	1h	0.4767	0.3808
2	June 10, 2008, 14:20-14:24 UT	2	6h	0.5514	1.5979
3	June 11, 2008, 16:47-17:00 UT	4	2h	0.8186	0.1678
4	June 12, 2008, 12:18-12:25 UT	4	9h	0.3146	7.3532
5	August 5, 2008, 10:47-11:01 UT	7	11 h	0.2167	11.6646
6	August 6, 2008, 10:38-10:57 UT	7	3 h	0.1785	4.0731
7	August 7, 2008, 10:30-10:43 UT	7	9 h	0.2114	13.3062
8	August 19, 2008, 12:38-12:57 UT	7	10 h	0.1300	2.3799
9	August 20, 2008, 11:03-11:22 UT	7	4 h	0.4059	1.0357
10	August 20, 2008, 15:42-15:55 UT	7	5 h	0.1375	1.2445
11	August 20, 2008, 20:51-21:11 UT	7	2 h	0.1503	1.063
12	August 22, 2008, 11:41-11:53 UT	7	2 h	0.3780	2.5282
13	September 2, 2008, 12:14-12:27 UT	7	22 h	0.3913	18.3949
14	September 3, 2008, 11:39-11:57 UT	7	10 h	0.1097	3.6186
15	September 4, 2008, 13:16-13:28 UT	7	2 h	0.4651	6.4422
16	September 4, 2008, 16:02-16:13 UT	7	3 h	1.7702	8.3739
17	September 5, 2008, 10:22-10:44 UT	7	2 h	2.8890	5.2299
18	September 5, 2008, 12:55-13:07 UT	7	1 h	0.7961	2.7026

19	September 5, 2008, 14:40-14:50 UT	7	1 h	0.2805	1.3411
20	September 5, 2008, 16:19-16:28 UT	7	1 h	0.5952	3.4801
21	September 5, 2008, 17:45-17:55 UT	7	1 h	0.2101	0.8597
22	September 5, 2008, 19:12-19:22 UT	7	1 h	0.3367	0.6935
23	September 16, 2008, 19:38 UT	1	4 h	-	-
24	September 18, 2008, 19:59-20:09 UT	6	15 h	-	-
25	September 24, 2008, 18:40-19:04 UT	6	16 h	-	-

Drifter paths in the region of Ile-aux-Coudres

The paths of the real and synthetic drifters launched on August 5, 2008 are shown in Figure 35. The launching occurred between 10:47 and 11:01 UT and the launching point is represented by the black circle. The drifters were retrieved from the water after approximately 11 hours of drift time, between 21:44 and 22:27 UT. The wind grew from light at 11:05 UT to approximately 10 knots from the NE at 13:22 UT, and then stayed relatively constant until the drifters were recovered. The transition between upstream and downstream currents (defined as the minimum of the of the velocity amplitude) occurred with a 5 minute interval between the real and synthetic tracers. However, the velocity of the synthetic drifters was underestimated by the numerical model at the end of flood. This seems to be a recurrent problem as it has also been observed with two other numerical launchings in the southern channel of the upstream part of the Middle Estuary.

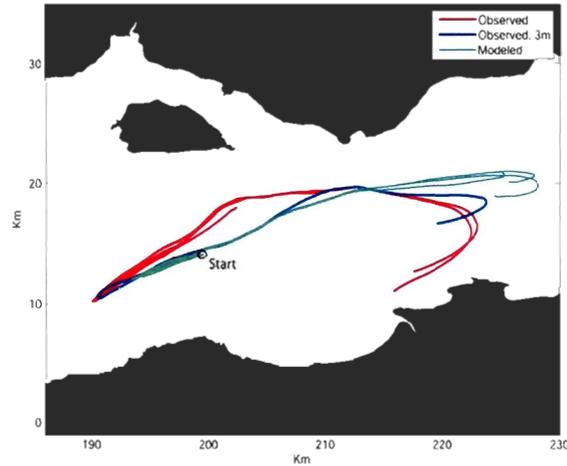


Figure 35 - August 5, 2008. Modeled trajectories are in green, observed surface drifter paths are in red and the observed 3 meter depth drifter path is in blue.

The behavior of the 3-meter deep drifter (in blue, Figure 35) is quite different from the rest of the surface drifters. After 5 hours, the distance separating this drifter from the center of mass of the rest of the drifters reached approximately 3 km. It seems that it followed a different bathymetric structure. Surprisingly, 1 hour later, this drifter joined the group within a distance of 50 meters. Another interesting fact is that the modeled path was in much better agreement for the 3-meters deep trajectory than the surface drifters. This might be partly explained by the thickness of 5 m of the first cell of the numerical model (see section 2.2): computing the currents at the center of the cell is depicting the behavior of a 3-meter deep drogue more than a surface drifter. Moreover, the influence of wind is more significant on surface drifters' trajectories than on a 3-meter deep drogue trajectory.

The separation between the real and observed trajectories (d) is approximately 13 km for 12h. This value is large in comparison to previous studies (20.7 km for 24h (Carniel *et al.*, 2009), 6-7 km for 24h (Thompson *et al.*, 2003)). However, considering the fact that the current velocity is of the order of 2 m/s, the relative error with respect to the mean displacement of the cluster of real drifters (d/D) is more appropriate to compare with previous results. The relative error was 22%, which compares favorably with the values for

other studies (25-50% for Carniel et al. (2009), 50% or more for Ullman et al. (2006) and between 12.5-50% for Molcard et al. (2009), the last two studies comparing real trajectories with trajectories obtained from VHF radar observation). Finally, we can see that the synthetic trajectories were able to reproduce the general pattern of the cluster correctly.

Drifter paths in the region of Ilet Rouge

The observed and modeled trajectories for the drifters deployed on the September 3, 2008, are presented in Figure 36. The launching occurred between 11:39 and 11:57 UT and the launching point is represented by the black circle. The drifters were retrieved from the water after approximately 10 hours of drift time, between 21:13 and 21:38 UT. The separation between the real and modeled paths (d) was 3.6 km for 10 hours, and the relative error with respect to the mean displacement of the cluster (d/D) of real drifters is quite low with a value of 11 %. Again, the synthetic trajectories reproduced correctly the general pattern of the real cluster.

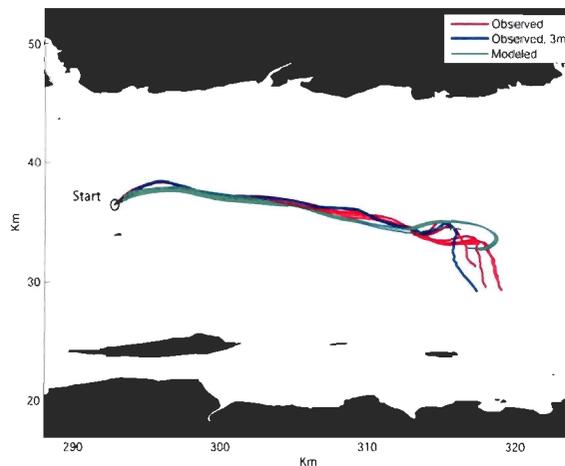


Figure 36 - September 3, 2008. Modeled trajectories are in green, observed surface drifter paths are in red and the observed 3 meter depth drifter path is in blue.

Some of the clusters (#16 and #17) present a very high value of d/D (Table 1). In both cases, the deployment occurred just before high or low tide, and a local tidal phase

difference in the numerical model caused real and modeled cluster to move in opposite directions. The overall average relative error value was 36.5% when all drifters are taken individually.

FTLE

FTLE field computed from particles that are transported horizontally for a period of 6h (see discussion on advection time) are presented in Figure 37. The particles are launched at the surface. Typical values are of the order of -0.2 to 0.6 d^{-1} . Far from being homogeneous, regions of low FTLE value alternate with regions of high FTLE values. Marked by the blue rectangle, we see a clearly defined ridge of high FTLE values which separates two regions of low FTLE values. This ridge, starting downstream close to the shoal between Ile-aux-Coudres and Ste-Anne's Bay, is reaching the southern shoreline, near Montmagny, its upstream extremity. It cyclically appears one hour after high tide and is persistent for three to four hours over a tidal cycle ($\sim 12.5\text{h}$), ending just before low tide. It separates the South Channel from the southern shoreline and Saint-Anne's Bay.

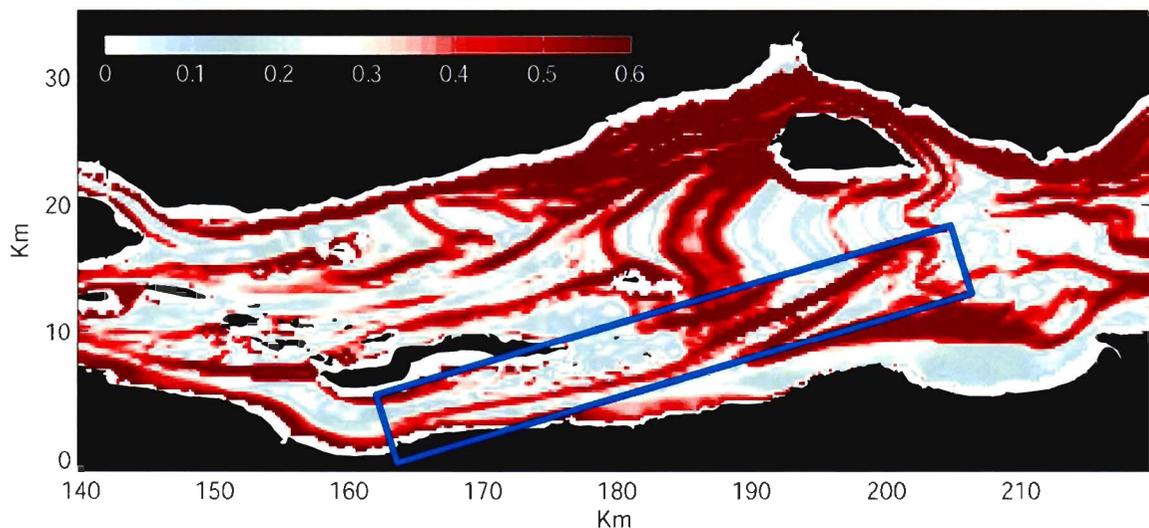


Figure 37 - FTLE computed with an advection time of 6 hours. The particles are transported horizontally, with a constant vertical position. They are initially at the surface

FTLE field computed from particles, initially at the surface, that are transported horizontally and vertically for a period of 6h are presented in Figure 38. The ridge of high FTLE values mentioned above is still there, but many other structures present on Figure 37 are absent or less clearly defined.

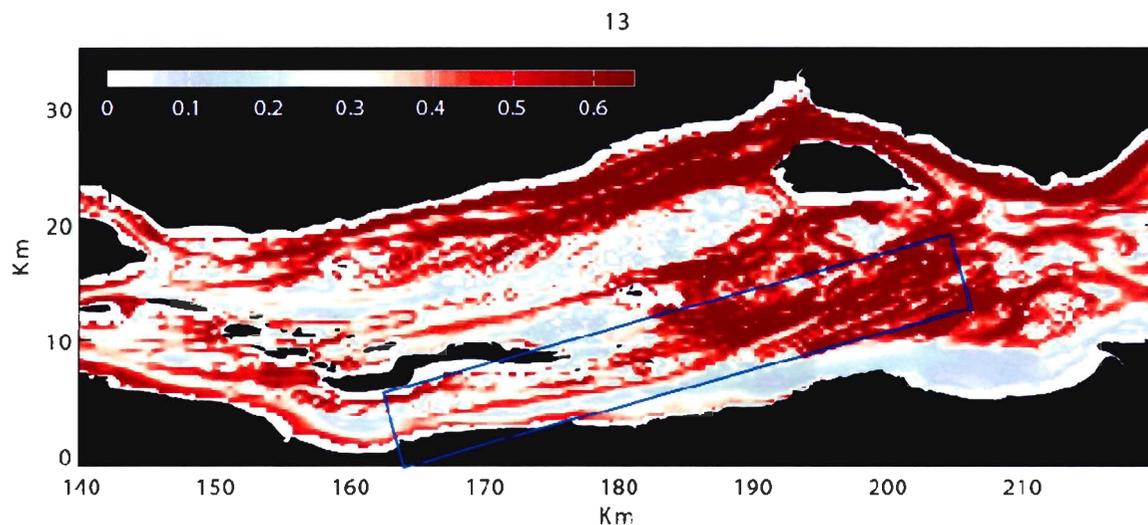


Figure 38 - FTLE computed with an advection time of 6 hours. The particles are transported tridimensionnally. They are initially at the surface.

On Figure 37 or Figure 38, we can see that particles launched in any of the two regions of low FTLE values separated by the ridge inside the blue rectangle will have a tendency to stay grouped together. This comes right from the definition of the FTLE. On the opposite, the distance between two particles launched close to the ridge but on each side of it will grow rapidly. This ridge is an LCS, as defined earlier, and acts as a quasi Lagrangian barrier to transport. As mentioned in part 2, flux across an LCS is negligible. To illustrate this fact, synthetic particles were launched, using the numerical model, initially on each side of the barrier, represented by the blue line on Figure 39. After 18h, the

two different groups do not mix together and experience different outcomes, as seen on Figure 40, which is still true after 68h (Figure 41). Thus, we can say that computing FTLE revealed a structure that clearly organizes the evolution of the flow. Moreover, it would have been impossible to guess the existence of this structure just by looking at the Eulerien currents. This information was hidden by the complexity of the flow in this region.

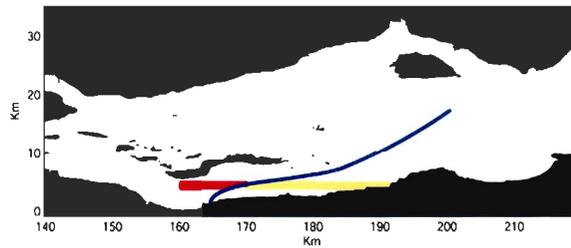


Figure 39 - Particles initially launched on each side of the LCS.

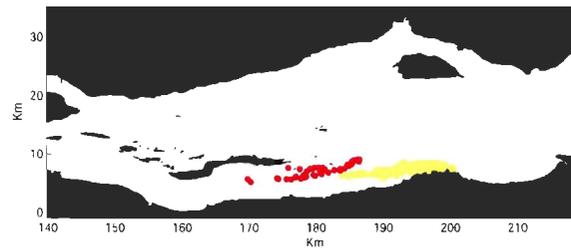


Figure 40 - The two groups of particles after 18h.

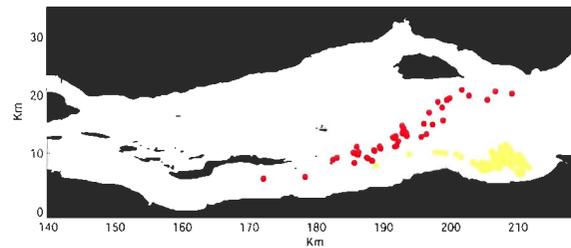


Figure 41 - The two groups of particles after 68h.

3.4 DISCUSSION

In the preceding section, we showed the model capacity to reproduce Lagrangian trajectories for time scales of the order of 10 h. Secondly, FTLE computed with this model revealed a well defined ridge of high FTLE value separating 2 regions. The nature of FTLEs makes it ambiguous to use the relative error on trajectories to quantify the error on FTLEs. However, as FTLEs are computed from particle trajectories transported for a time period of this time scale (6 h), the information revealed from the computation of this parameter must be representative of the reality of this region. Then, we can say that there is a barrier to transport separating two distinct regions, and that if two clusters of passive tracers are released on each side of this barrier, they will experience different outcomes and will not have the tendency to mix together.

If this structure is a barrier for passive tracers, then it must also partly organize the spatial distribution of plankton in the estuary, as long as their swimming activity is small compare to the current speed. This is certainly the case for the copepod *Eurytemora affinis*, which has a length of the order of 1 mm. In fact, the swimming speed of *Eurytemora affinis*, which swim or sink essentially vertically, has been measured in laboratory experiments (Seuront, 2006). The results are found to be between 1 mm/s and 3 mm/s. This is clearly sufficient to modify the trajectory a copepod may take if the vertical structure of the current is inhomogeneous, as will be discuss later, but certainly not enough to ignore the local structure of the currents. If we look again at the spatial distribution of the two clades for the copepod *Eurytemora affinis* (Figure 42), juxtaposing the barrier revealed by the computation of FTLE, we can see that they are separated by this barrier. This supports the hypothesis that the circulation is an important factor in maintaining the separation between the two clades.

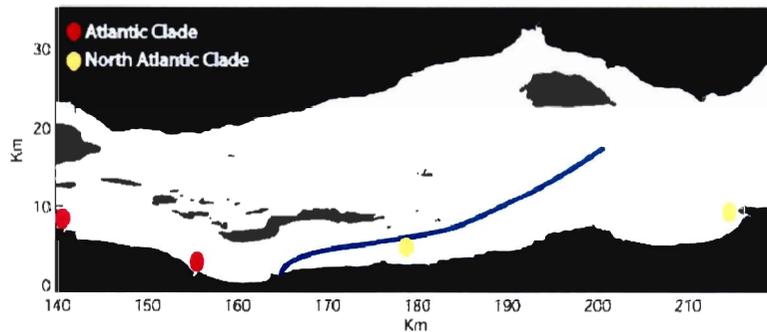


Figure 42 - The LCS revealed by FTLE field and the location of the two clades of the copepod *Eurytemora affinis*.

Structures revealed by FTLE computed from surface particles moving only in the horizontal plane (Figure 37) is sufficient to describe the spatiotemporal evolution of water masses only if vertical motion of water parcels can be neglected. If it is not the case, it is equivalent to describing spatiotemporal evolution of floating objects, like meerschaum or surface debris, but not water parcels. Thus, in this case, LCSs revealed from the observation of the FTLE field cannot be considered as barriers to transport between different water masses. Irregular bathymetric structure of the Middle St. Lawrence Estuary, added to strong tidal currents, suggest that 2D approximation is not appropriate for this region. This is corroborated by the FTLE field computed from tracers, initially at the surface, transported in 3D (Figure 38). As mentioned earlier, many structures that appeared on Figure 37 are absent or less clearly defined on Figure 38. However, the ridge of high FTLE values revealed from 2D particle transport is still there, which suggests that non-autonomous vertical motion (as opposed to autonomous vertical motion of plankton) is weak in this region or that it does not affect horizontal displacements. However, a more complete treatment would be to compute FTLE in 3D as it is done by Lekien, Shadden and Marsden (2007).

As mentioned earlier, autonomous vertical movement can affect the trajectory which a particle may take. To see an example of how it might affect the structure of the FTLE,

we computed FTLE from particles that were transported by the flow with an independent vertical speed based on the tidal cycle. Vertical migration based on tidal cycle is documented for the copepod *Eurytemora affinis* (Hough and Naylor, 1992; Kimmerer, Burau and Bennett, 1998; Morgan, Cordell and Simenstad, 1997). The vertical behavior we simulated is the simplest behavior a zooplankton may adopt to increase its residence time in geophysical flow when there is a net downstream transport. The particles were given a vertical speed of 1 mm/s, positive during flood and negative during ebb. The resulting trajectory of tracers transported for 98 hours are shown in Figure 43: passive tracers trajectories are in red and the trajectories of tracers with vertical migration are in blue. The particles were initially filling the yellow rectangle. The advection time was chosen so that the 2 types of trajectories must have the time to clearly show their different outcomes. It could have been longer, but this was the longest time series we had for passive tracers at the moment. Clearly, vertical migration modifies pathways and increased residence time. The computation of the FTLE is also quite altered. Without vertical migration, the FTLE computed for an advection time of 50 hours (Figure 44) revealed nothing that can be interpreted as an LCS in the region of interest. The two regions separated by an LCS in Figure 37 and Figure 38 (where the FTLE are computed for an advection time of 6 hours) became essentially a region of high FTLE values and a region of low FTLE values. This might be attributed to the fact that particles on the northern part of the LCS are rapidly flushed downstream in the region of Ile-aux-Coudres, as we can see in Figure 41. Dispersion in this region is definitely more important than on the southern shore. This tends to hide the information about the region of interest, in the sense that the clearly defined LCS of Figure 37 or Figure 38 does not appear. This barrier separating the two regions might still exist, but the northern part of it presents high FTLE values because of the region downstream. On the southern part of the barrier, particles are not transported into a high dispersive region, and the FTLE values are still low. Such considerations lead us to choose an advection time of 6 hours for the FTLE computed with passive tracers. However, FTLE computed with vertical migration (Figure 45) and an advection time of 50 hours presents an interesting structure (inside the blue rectangle) more downstream in comparison with the

LCS on Figure 37 and Figure 38. This structure is moving like a material line and is persistent over the whole tidal cycle. Yet, this structure is meaningless if the vertical behavior is not that of the St. Lawrence population of *Eurytemora affinis*. We conclude that field observations to explore vertical migrations behavior of the St. Lawrence population of *Eurytemora affinis* might be an interesting way to refine our understanding of its spatial distribution.

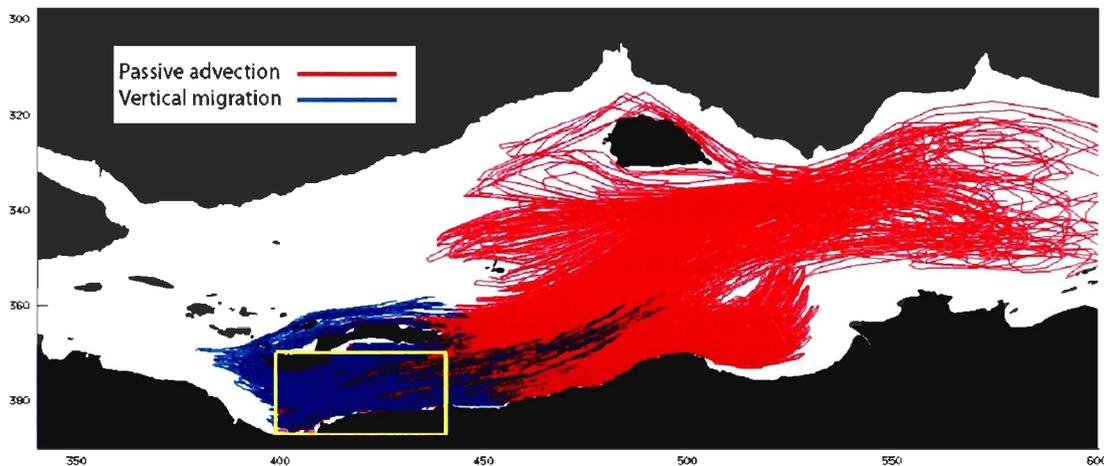


Figure 43 - Synthetic trajectories of particles transported passively (red) and with vertical migration related to the tidal cycle (blue). The particles were initially inside the yellow rectangle.

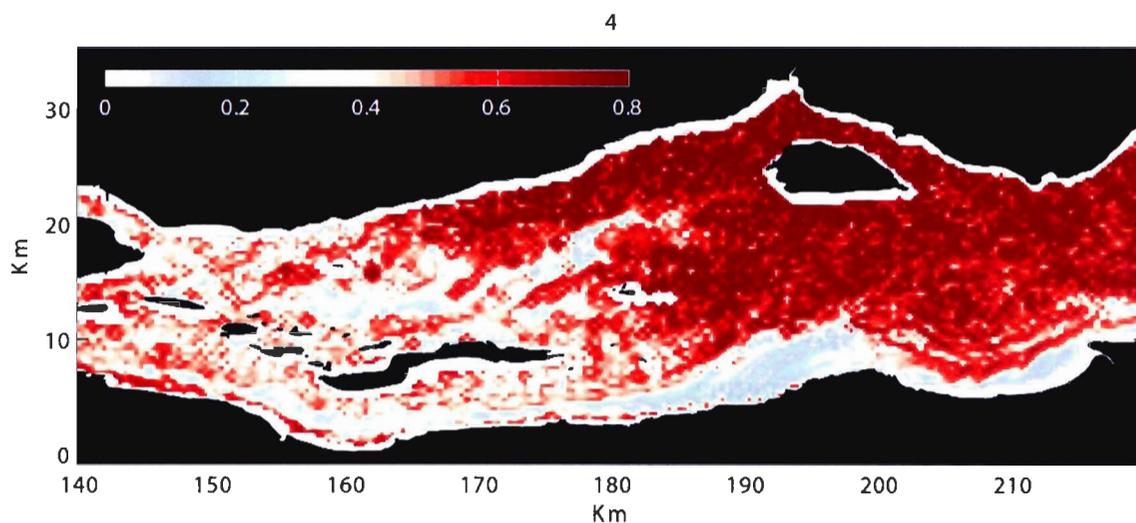


Figure 44 - FTLE computed with an advection time of 50 hours. The particles are transported tridimensionnally. They are initially at the surface.

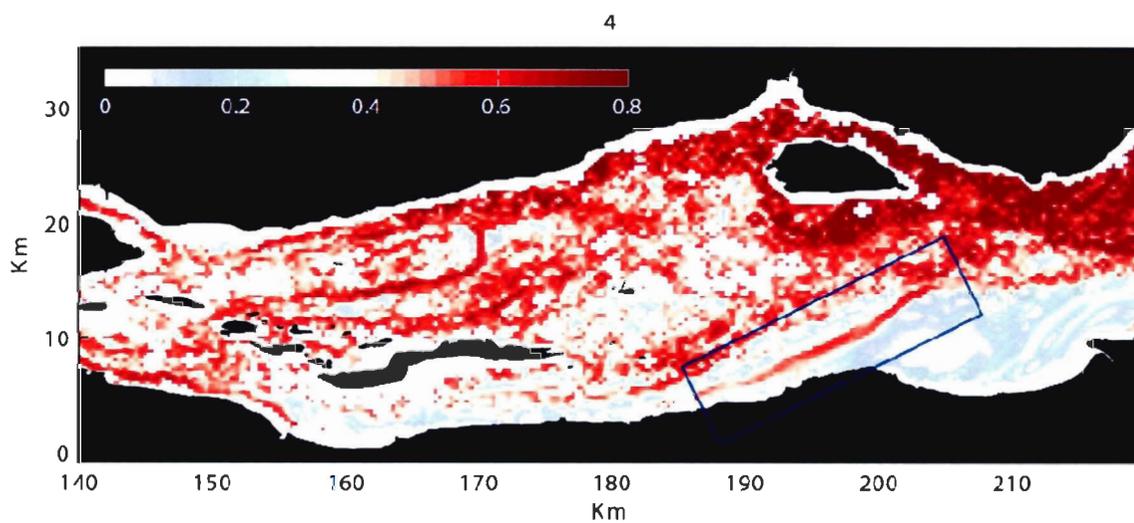


Figure 45 - FTLE computed with an advection time of 50 hours. The particles are transported tridimensionnally with vertical migration related to the tidal cycle. They are initially at the surface.

What we just said might give the impression that the LCS presented on figure 6 does not explain the separation between the 2 clades of *Eurytemora affinis*, since a vertical behavior changed the FTLE field and revealed a new structure of high FTLE values. However, the vertical swimming behavior that we imposed to the particles (copepods) may be too extreme and probably not realistic: particles are moving exclusively upward during flood and downward during ebb, the transition between the 2 behaviors being instantaneous. The real behavior might be somewhere in between, where the copepods act like passive tracers with a partly erratic vertical swimming behavior that might resemble (or not) to a certain degree what we modeled, on the average. As mentioned earlier, as long as their swimming activity is small compared to the current speed, Lagrangian coherent structures must partly organize the spatial distribution of the copepod *E. affinis*. A constant vertical swimming speed of 1 mm/s (positive or negative) is probably not negligible compared to the vertical speed of a passive tracer. Then, this behavior does not result in passive transport, and the particles with this behavior are influenced to a lesser extent by the currents.

3.5 CONCLUSION

The purpose of this study was to look at the importance of hydrodynamics in the spatial distribution pattern of a copepod species complex in the Middle St. Lawrence Estuary. To do this, we used a 3D numerical model of the region. Real trajectories obtained from surface drifters have been successfully compared to modeled trajectories. Then, multiple trajectories have been generated to compute the FTLE. The results of this computation have shown that hydrodynamics must be an important factor in maintaining the separation between the two clades of the copepod species complex *Eurytemora affinis*. The two genetically different clades are separated by a ridge of high FTLE values, which is assumed to be a barrier to transport. We also computed the FTLE for tracers with vertical migration based on the tidal cycle. Our model results showed that more detailed empirical

data on swimming behavior is necessary to evaluate the impact of swimming behavior on the distribution of *Eurytemora affinis*.

However, the Middle St. Lawrence Estuary being a strongly tidal estuary, FTLE computation quickly becomes hard to interpret as we increase advection time. The Gulf of St. Lawrence, where the tidal currents are not as important, might be an interesting region to be explored by means of FTLE computations. A numerical model of this region is already in use (Saucier *et al.*, 2009; Saucier *et al.*, 2003). Numerous studies interested in spatial distribution of organisms in this region would benefit from the results of such a study.

CHAPITRE 4

CONCLUSION GÉNÉRALE

La présente étude a porté sur l'importance de l'hydrodynamisme dans le cloisonnement entre 2 clades génétiquement différenciées du copépode *Eurytemora affinis* dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent. Pour atteindre cet objectif, un modèle numérique de cette région a été utilisé pour y calculer les exposants de Lyapunov pour un temps fini (FTLE), outil mathématique provenant de la théorie des systèmes dynamiques et permettant de révéler la présence de barrières au transport dans un écoulement géophysique.

Le premier chapitre de ce mémoire a permis de résumer l'ensemble des connaissances sur l'océanographie physique de l'estuaire moyen, plus particulièrement la région en amont de l'embouchure du fjord du Saguenay, et de situer la présente étude en continuité avec les précédentes.

Dans le second chapitre, plusieurs concepts provenant de la théorie des systèmes dynamiques ont été présentés dans le but d'explicitier la signification des exposants de Lyapunov et de montrer l'utilité de cet outil appliqué à un écoulement géophysique comme l'estuaire du Saint-Laurent. Pour illustrer l'intérêt de cette application, les FTLE ont d'abord été calculés pour trois exemples d'écoulement analytiques. Le dernier exemple a clairement montré que, pour un écoulement non-autonome, le calcul des exposants de Lyapunov pour un temps fini révèle des informations sur le transport lagrangien inaccessibles par la simple analyse du champ de courant eulérien associé à ce système.

Le troisième chapitre présente les principaux résultats de cette étude sous la forme d'un article scientifique. Tout d'abord, la construction et le déploiement de bouées de surface en divers endroits de l'estuaire du Saint-Laurent a permis de valider un modèle numérique de cette région en ce qui a trait au transport lagrangien sur des périodes de

l'ordre de 12 h. Un grand nombre de trajectoires ont ensuite été générées à partir de ce modèle numérique. De ces trajectoires, des séries temporelles des exposants de Lyapunov pour un temps fini (FTLE) de cette région ont été calculées. Ce calcul a révélé l'existence d'une barrière au transport entre les deux régions associées à chacun des deux clades du copépode *Eurytemora affinis*, cette barrière étant caractérisée par une crête bien définie de valeurs élevées d'exposants de Lyapunov. Cette barrière, qui apparaît environ une heure après la marée haute, persiste de 3 à 4 h par cycle de marée. Si d'autres facteurs biotiques sont d'importance dans le maintien du cloisonnement entre les deux clades (par exemple la tolérance à la variation de salinité ou de température), la présence de cette barrière doit être prise en compte dans l'explication du cloisonnement des deux clades du copépode *E. affinis*. Finalement, la dernière partie de ce chapitre montre que l'attribution d'un comportement natatoire aux traceurs lagrangiens, basé sur la direction des courants, modifie considérablement le temps de résidence des traceurs dans la région de l'Île-aux-Grues ainsi que la distribution des barrières au transport. Toutefois, des observations plus détaillées du comportement natatoire d'*E. affinis* sont nécessaires pour évaluer l'impact de ce comportement sur la distribution d'*E. affinis*.

Dans la perspective de modéliser l'évolution temporelle de la distribution spatiale du copépode *Eurytemora affinis* ou d'une autre espèce de zooplancton, l'importance du comportement natatoire vertical sur la trajectoire résultante d'un traceur lagrangien fait ressortir l'intérêt de mieux cerner les facteurs déterminants dans ce comportement pour l'espèce en question. Dans un même ordre d'idée, il serait intéressant de calculer les exposants de Lyapunov pour une espèce dont on connaît déjà bien le comportement natatoire vertical et pour laquelle on dispose d'abondamment d'observations sur sa distribution spatio-temporelle. Cela permettrait de mettre à l'épreuve l'efficacité du calcul des exposants de Lyapunov pour un temps fini dans l'explication de la distribution spatio-temporelle d'une espèce de zooplancton.

Toutefois, l'estuaire moyen est un environnement avec de forts courants de marée et une bathymétrie très accidentée. Le caractère éphémère des structures cohérentes

lagrangiennes dans un tel environnement en complexifie l'analyse. Or, le golfe du Saint-Laurent semble être un environnement plus propice à l'existence de barrières au transport clairement définies et persistantes dans le temps. Comme un modèle numérique de cette région est aussi opéré par le Laboratoire d'Analyse et de Simulation des Systèmes Océaniques (LASSO) (Saucier *et al.*, 2003), des calculs préliminaires d'exposants de Lyapunov ont été effectués pour cette région à l'aide de ce modèle et les structures observées sont définies d'une façon bien plus nette et semblent, en effet, être plus persistantes dans le temps. Considérant les projets de forages pétroliers dans cette région, l'utilisation des exposants de Lyapunov pour analyser et mieux comprendre le transport lagrangien pourrait s'avérer être une voie intéressante dans l'étude des impacts de tels forages, particulièrement dans le cas d'un déversement pétrolier causé par le bris d'une plate-forme pétrolière, comme cela est le cas dans le golfe du Mexique au moment de la rédaction de ce mémoire.

Dans cette étude, la tridimensionnalité de la circulation n'a été prise en compte que partiellement, c'est-à-dire que les particules ont été transportées verticalement mais que ces particules étaient toujours à la surface initialement. Les structures obtenues étaient donc bidimensionnelles. Il serait intéressant de visualiser la distribution verticale des barrières au transport observées en calculant les exposants de Lyapunov pour un temps fini en tenant compte des trois dimensions, comme cela a été fait pour des écoulements analytiques (Lekien, Shadden et Marsden, 2007). Les structures obtenues seraient donc des surfaces évoluant dans un environnement tridimensionnel.

Dans le but de relier la barrière au transport observée dans le chapitre 4 avec les concepts présentés au chapitre 3, il aurait été intéressant de discuter de la possible présence d'un point hyperbolique à une des extrémités de cette barrière. À l'aide du modèle numérique, des courants résiduels lagrangiens ont été calculés pour cette région dans ce but précis. À l'extrémité ouest de cette barrière, les résultats de ce calcul semblent révéler la présence d'une structure de courant s'apparentant à un point hyperbolique. Toutefois, le

débit fluvial rend l'association de cette structure de courant à un point hyperbolique plutôt ambiguë. Il serait intéressant d'approfondir ce point.

Finalement, pour des raisons de temps de calcul, la variabilité des barrières au transport en fonction des marées de mortes-eaux et de vives-eaux n'a pas été analysée dans cette étude. Cela serait intéressant étant donné que cette variation est très significative dans cette région de l'estuaire moyen du Saint-Laurent.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Aref, H. 1984. « Stirring by chaotic advection ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 143, p. 1-21.
- Aref, H. 1994. « Chaotic advection in perspective ». *Chaos, solitons, and fractals*, vol. 4, n° 6, p. 745-748.
- Backhaus, J.O. 1982. « A semi-implicit scheme for the shallow water equations for application to shelf sea modelling ». *Continental Shelf Research*, vol. 2, p. 243-254.
- Backhaus, J.O. 1985. « A three-dimensional model for the simulation of shelf sea dynamics ». *Ocean Dynamics*, vol. 38, n° 4, p. 165-187.
- Boffetta, G., G. Lacorata, G. Redaelli et A. Vulpiani. 2001. « Detecting barriers to transport: a review of different techniques ». *Physica D*, vol. 159, n° 1 (November 2001), p. 58-70.
- Bourgault, D., M. D. Blokhina, R. Mirshak et D. E. Kelley. 2007. « Evolution of a shoaling internal solitary wavetrain ». *Geophysical Research Letters*, vol. 34, L03601, doi:10.1029/2006GL028462.
- Bourgault, D., et D. E. Kelley. 2003. « Wave-induced boundary mixing in a partially mixed estuary ». *Journal of Marine Research*, vol. 61, n° 5, p. 553-576.

- Bourgault, D., D. E. Kelley et P. S. Galbraith. 2005. « Interfacial solitary wave run-up in the St. Lawrence Estuary », *Journal of Marine Research*, vol. 63, n° 6, p. 1001-1015.
- Bourgault, D., D. E. Kelley et P. S. Galbraith. 2008. « Turbulence and boluses on an internal beach », *Journal of Marine Research*, vol. 66, n° 5, p. 563-588.
- Bourgault, D., F. J. Saucier et C. A. Lin. 2001. « Shear instability in the St. Lawrence Estuary, Canada: A comparison of fine-scale observations and estuarine circulation model results », *Journal of Geophysical Research*, vol. 106, n° C5, p. 9393-9409.
- Bousfield, E. L., G. Filteau, M. O'Neill et P. Gentes. 1975. « Population dynamics of zooplankton in the middle St. Lawrence estuary », *Estuarine Research: Chemistry, biology, and the estuarine system*, vol. 1, p. 325–351.
- Brightwaters-Instrument-Corporation. 2000. « AUTONOMOUS GPS DRIFTER, BRIGHTWATERS MODEL 104 ». <<http://www.brightwaters.com/products/GPSDrifters.htm>>. Consulté le 30 juin 2008.
- Burchard, H., et K. Bolding. 2001. « Comparative analysis of four second-moment turbulence closure models for the oceanic mixed layer », *Journal of Physical Oceanography*, vol. 31, n° 8, p. 1943-1968.
- Canuto, V. M., A. Howard, Y. Cheng et M. S. Dubovikov. 2001. « Ocean turbulence. Part I: One-point closure model—Momentum and heat vertical diffusivities », *Journal of Physical Oceanography*, vol. 31, n° 6.
- Carniel, Sandro, John C. Warner, Jacopo Chiggiato et Mauro Sclavo. 2009. « Investigating the impact of surface wave breaking on modeling the trajectories of drifters in the northern Adriatic Sea during a wind-storm event », *Ocean Modelling*, vol. 30, n° 2-3, p. 225 - 239.

- Coulliette, Chad, Francois Lekien, Jeffrey D. Paduan, George Haller et Jerrold E. Marsden. 2007. « Optimal Pollution Mitigation in Monterey Bay Based on Coastal Radar Data and Nonlinear Dynamics ». *Environmental Science & Technology*, vol. 41, n° 18, p. 6562-6572.
- Cronin, T. W., et R. B. Forward Jr. 1979. « Tidal vertical migration: an endogenous rhythm in estuarine crab larvae ». *Science*, vol. 205, p. 1020-1022.
- d'Anglejan, B. 1981. « On the advection of turbidity in the saint lawrence middle estuary ». *Estuaries and Coasts*, vol. 4, n° 1, p. 2-15.
- d'Anglejan, B., et M. Brisebois. 1978. « Recent sediments of the St. Lawrence middle estuary ». *Journal of Sedimentary Research*, vol. 48, n° 3, p. 951.
- d'Anglejan, B., et R. G. Ingram. 1976. « Time-Depth Variations in Tidal Flux of Suspended Matter in the Saint Lawrence Estuary ». *Estuarine and Coastal Marine Science*, vol. 4, n° 4.
- d'Anglejan, B. 1990. « Recent sediments and sediment transport processes in the St. Lawrence Estuary ». In *Oceanography of a large-scale estuarine system: The St. Lawrence*, sous la dir. de El-Sabh, M. I., et N. Silverberg. Vol. 39, p. 109-129. New York: Springer-Verlag.
- Davis, Russ E. 1985. « Drifter Observations of Coastal Surface Currents During CODE: The Method and Descriptive View ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 90, p. 1176-1188.
- Deese, Heather E., Larry J. Pratt et Karl R. Helfrich. 2002. « A Laboratory Model of Exchange and Mixing between Western Boundary Layers and Subbasin Recirculation Gyres ». *Journal of Physical Oceanography*, vol. 32, n° 6 (June 1, 2002), p. 1870-1889.

- Deguisse, J. C. 1977. « High frequency internal waves in the St. Lawrence Estuary ». Montréal, McGill, 93 p.
- Dionne, J. C. , et M.C. Bouchard. 2000. « Nouvelles données sur l'érosion du schorre supérieur à Montmagny, moyen estuaire du Saint-Laurent ». *Géographie physique et Quaternaire*, vol. 54, n° 2, p. 219-230.
- Dodson, J. J., J. C. Dauvin, R. G. Ingram et B. d'Anglejan. 1989. « Abundance of larval rainbow smelt (*Osmerus mordax*) in relation to the maximum turbidity zone and associated macroplanktonic fauna of the middle St. Lawrence estuary ». *Estuaries and Coasts*, vol. 12, n° 2, p. 66-81.
- Doherty, M. F. 1988. « Chaos in deterministic systems: strange attractors, turbulence, and applications in chemical engineering ». *Chemical engineering science*, vol. 43, n° 2, p. 139-183
- Dohler, G. 1964. *Tides in Canadian Waters*. Ottawa (Ont): Canadian Hydrographic Service, Marine Science Branch, ERM, 14 p.
- Duan, Jinqiao, et Stephen Wiggins. 1996. « Fluid Exchange across a Meandering Jet Quasiperiodic Variability ». *Journal of Physical Oceanography*, vol. 26, n° 7 (July 1, 1996), p. 1176-1188.
- Dyer, K.R. 1973. *Estuaries, A Physical Introduction* Ed. John Wiley and Sons. New York: Ed. John Wiley and Sons, 140 p.
- El-Sabh, M. I., et T. S. Murty. 1990. « Mathematical modelling of tides in the St. Lawrence estuary ». In *Oceanography of a large-scale estuarine system: the St. Lawrence.*, sous la dir. de El-Sabh, M. I., et N. Silverberg. Vol. 39, p. 10-50. Coll. « Coastal and estuarine studies ». New York: Springer-Verlag.

- El-Sabh, M. I., T. S. Murty et L. Levesque. 1979. « Mouvements des eaux induits par la marée et le vent dans l'estuaire du Saint-Laurent ». *Le Naturaliste Canadien*, vol. 106, p. 89-104.
- El-Sabh, M. I., et N. Silverberg. 1990a. « The St. Lawrence Estuary: Concluding Remarks ». In *Oceanography of a Large-Scale Estuarine System: The St. Lawrence*, sous la dir. de El-Sabh, M. I., et N. Silverberg. Vol. 39, p. 421-429. New York: Springer-Verlag.
- El-Sabh, M. I., et N. Silverberg. 1990b. « The St. Lawrence Estuary: Introduction ». In *Oceanography of a Large-Scale Estuarine System: The St. Lawrence*, sous la dir. de El-Sabh, M. I., et N. Silverberg. Vol. 39, p. 1-6. New York: Springer-Verlag.
- El-Sabh, M. I. 1988. « Physical oceanography of the St. Lawrence estuary. ». In *Hydrodynamics of Estuaries, Volume II: Estuarine Case Studies*. Vol. 2, p. 61-78. Boca Raton FL.: CRC Press.
- Environnement Canada. 2010. « Hydrographie du Saint-Laurent ». <<http://www.ec.gc.ca/stl/default.asp?lang=Fr&n=59C4915D-1#sec4>>. Consulté le 28 mai 2009.
- Fauchot, Juliette, François J. Saucier, Maurice Levasseur, Suzanne Roy et Bruno Zakardjian. 2008. « Wind-driven river plume dynamics and toxic *Alexandrium tamarense* blooms in the St. Lawrence estuary (Canada): A modeling study ». *Harmful Algae*, vol. 7, n° 2, p. 214-227.
- Forrester, W. D. 1972. « Tidal transports and streams in the St. Lawrence Estuary ». *International Hydrographic Review*, vol. 49, p. 95-108.
- Forrester, W.D. 1974. « Internal tides in the St. Lawrence Estuary ». *Journal of Marine Research*, vol. 32, p. 55-66.

- Forward Jr, R. B., et T. W. Cronin. 1980. « Tidal rhythms of activity and phototaxis of an estuarine crab larva ». *Biological Bulletin*, vol. 158, n° 3, p. 295-303.
- Garmin. 2007. « Owner's manual ». http://www8.garmin.com/manuals/eTrexH_OwnersManual.pdf. Consulté le 30 juin 2008.
- Gearing, JN, et R. Pocklington. 1990. « Organic geochemical studies in the St. Lawrence estuary ». In *Oceanography of a large-scale estuarine system: The St. Lawrence*, sous la dir. de M. I. El-Sabh, et N. Silverberg. gearing90. Vol. 39. Springer-Verlag.
- Geyer, W. Rockwell, et Richard P. Signell. 1992. « A Reassessment of the Role of Tidal Dispersion in Estuaries and Bays ». *Estuaries*, vol. 15, n° 2, p. 97-108.
- Gildor, H., E. Fredj, J. Steinbuck et S. Monismith. 2009. « Evidence for Submesoscale Barriers to Horizontal Mixing in the Ocean from Current Measurements and Aerial Photographs ». *Journal of Physical Oceanography*, vol. 39, n° 8, p. 1975-1983.
- Godin, G. 1979. « La marée dans le golfe et l'estuaire du Saint-Laurent ». *Le Naturaliste Canadien*, vol. 106, p. 105-121.
- Goldstein, Herbert, Charles Poole et John Safko. 2002. *Classical Mechanics (3rd Edition)*. Addison Wesley, 638 p.
- Grandpre, D. B. D., M. I. El-Sabh et J. C. Salomon. 1981. « Two-Dimensional Numerical Model of the Vertical Circulation of Tides in the St. Lawrence Estuary ». *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, vol. 12, n° 4, p. 375-387.
- Greenhill, G. 1892. *The applications of elliptic functions*. London and New York Macmillan & Co., 357 p.

- Greisman, P., et G. Ingram. 1977. « Nutrient distribution in the St. Lawrence estuary ». *Journal of Fish Research Board of Canada*, vol. 34, n° 11.
- Haller, G. 2001. « Distinguished material surfaces and coherent structures in three-dimensional fluid flows ». *Physica D: Nonlinear Phenomena*, vol. 149, n° 4, p. 248-277.
- Haller, G. 2002. « Lagrangian coherent structures from approximate velocity data ». *Physics of fluids*, vol. 14, p. 1851-1861.
- Hamblin, P. F. 1989. « Observations and model of sediment transport near the turbidity maximum of the upper Saint Lawrence estuary ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 94, n° 10, p. 14419-14428.
- Hamblin, P. F., K. R. Lum, M. E. Comba et K. L. E. Kaiser. 1988. « Observations of suspended sediment flux over a tidal cycle in the region of the turbidity maximum of the upper St. Lawrence River Estuary ». In *Hydrodynamics and sediment dynamics of tidal inlets*. p. 456-470. New York: Springer-Verlag
- Haza, Angelique C., Andrew C. Poje, Tamay M. Özgökmen et Paul Martin. 2008. « Relative dispersion from a high-resolution coastal model of the Adriatic Sea ». *Ocean Modelling*, vol. 22, n° 1-2, p. 48-65.
- Hitchcock, G. L., et R. K. Cowen. 2007. « Plankton: Lagrangian inhabitants of the sea ». In *Lagrangian analysis and prediction of coastal and ocean dynamics*, sous la dir. de Griffa A, Kirwan AD, Mariano AJ, Ozgokmen TM, Rossby T. p. 349-400. Cambridge: Cambridge University Press.
- Hough, A. R., et E. Naylor. 1992. « Endogenous rhythms of circatidal swimming activity in the estuarine copepod *Eurytemora affinis* (Pope) ». *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, vol. 161, n° 1, p. 27-32.

- Ingram, R. G., et M. I. El-Sabh. 1990. « Fronts and mesoscale features in the St. Lawrence estuary ». In *Oceanography of a largescale estuarine system: the St. Lawrence.*, sous la dir. de El-Sabh, M. I., et N. Silverberg. Vol. 39, p. 71-93. New York: Springer-Verlag.
- Ingram, R.G., et B. d'Anglejan. 1977. « On the importance of cross-channel suspended matter flux in the upper St. Lawrence estuary ». In *Proceedings of the Symposium on Modelling of Transport Mechanisms in Oceans and Lakes.* p. 149-159. Environment Canada Manuscript Report.
- Johns, Elizabeth, Rana A. Fine et Robert L. Molinari. 1997. « Deep Flow along the Western Boundary South of the Blake Bahama Outer Ridge ». *Journal of Physical Oceanography*, vol. 27, n° 10 (October 01, 1997), p. 2187-2208.
- Kent, S. 2008. « Lagrangian Coherent Structures: Generalizing Stable and Unstable Manifolds to Non-Autonomous Dynamical Systems ». <http://math.arizona.edu/~skent/files/term_paper_spring_08.pdf>. Consulté le 28 avril 2009.
- Kimmerer, W. J., J. R. Burau et W. A. Bennett. 1998. « Tidally oriented vertical migration and position maintenance of zooplankton in a temperate estuary ». *Limnology and Oceanography*, vol. 43, n° 7, p. 1697-1709.
- Kranck, K. 1979. « Dynamics and distribution of suspended particulate matter in the St. Lawrence Estuary ». *Le Naturaliste Canadien*, vol. 106, p. 163-173.
- Lafleur, C. 1994. « Circulation et dispersion dans un estuaire très peu profond ». Rimouski, Université du Québec à Rimouski, 152 p.
- Laprise, R., et J. J. Dodson. 1989. « Ontogeny and importance of tidal vertical migrations in the retention of larval smelt *Osmerus mordax* in a well-mixed estuary ». *Marine Ecology Progress Series*, vol. 55, p. 101-111.

- Laprise, R., et J. J. Dodson. 1994. « Environmental variability as a factor controlling spatial patterns in distribution and species diversity of zooplankton in the St. Lawrence Estuary ». *Marine Ecology-Progress Series*, vol. 107, p. 67-67.
- Lee, Carol Eunmi. 1999. « Rapid and Repeated Invasions of Fresh Water by the Copepod *Eurytemora affinis* ». *Evolution*, vol. 53, n° 5, p. 1423-1434.
- Lee, Carol Eunmi. 2000. « Global Phylogeography of a Cryptic Copepod Species Complex and Reproductive Isolation between Genetically Proximate "Populations" ». *Evolution*, vol. 54, n° 6, p. 2014-2027.
- Lee, Carol Eunmi, et Bruce W. Frost. 2002. « Morphological stasis in the *Eurytemora affinis* species complex (Copepoda: Temoridae) ». *Hydrobiologia*, vol. 480, n° 1, p. 111-128.
- Lekien, F., S. C. Shadden et J. E. Marsden. 2007. « Lagrangian coherent structures in n-dimensional systems ». *Journal of Mathematical Physics*, vol. 48, p. 065404, doi:10.1063/1.2740025.
- Lekien, Francois, Chad Coulliette, Arthur J. Mariano, Edward H. Ryan, Lynn K. Shay, George Haller et Jerry Marsden. 2005. « Pollution release tied to invariant manifolds: A case study for the coast of Florida ». *Physica D: Nonlinear Phenomena*, vol. 210, n° 1-2, p. 1-20.
- Lichtenberg, A. J., et M. A. Lieberman. 1983. *Regular and stochastic motion*. Coll. « Applied Mathematical Sciences ». New York: Springer, 499 p.
- Lorenz, E. N. 1963. « Deterministic nonperiodic flow ». *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 20, n° 2, p. 130.
- Lucotte, M., et B. d'Anglejan. 1986. « Seasonal control of the Saint-Lawrence maximum turbidity zone by tidal-flat sedimentation ». *Estuaries and Coasts*, vol. 9, n° 2, p. 84-94.

- Malhotra, N. 1998. « Geometric structures, lobe dynamics, and Lagrangian transport in flows with aperiodic time-dependence, with applications to Rossby wave flow ». *Journal of nonlinear science*, vol. 8, n° 4, p. 401-456.
- Mancho, A., D. Small, S. Wiggins et K. Ide. 2003. « Computation of stable and unstable manifolds of hyperbolic trajectories in two-dimensional, aperiodically time-dependent vector fields ». *Physica D*, vol. 182, p. 188-222.
- Mancho, Ana M., Hern, Garc ndez, Emilio a, Des Small, Stephen Wiggins, Fern et Vicente ndez. 2008a. « Lagrangian Transport through an Ocean Front in the Northwestern Mediterranean Sea ». *Journal of Physical Oceanography*, vol. 38, n° 6 (June 01, 2008), p. 1222-1237.
- Mancho, Ana M., G. E. Hernandez, D. Small, S. Wiggins et V. Fernandez. 2008b. « Lagrangian Transport through an Ocean Front in the Northwestern Mediterranean Sea ». *Journal of Physical Oceanography*, vol. 38, n° 6, p. 1222-1237.
- Mancho, Ana M., Des Small et Stephen Wiggins. 2006. « A tutorial on dynamical systems concepts applied to Lagrangian transport in oceanic flows defined as finite time data sets: Theoretical and computational issues ». *Physics Reports*, vol. 437, n° 3-4, p. 55-124.
- Martin, A. P. 2003. « Phytoplankton patchiness: the role of lateral stirring and mixing ». *Progress In Oceanography*, vol. 57, n° 2, p. 125-174.
- Mauchline, J. 1998. *Advances in marine biology, vol 33. The biology of calanoid copepods*. Academic Press, San Diego, 710 p.
- Mellor, G.L., et T. Yamada. 1982. « Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems ». *Reviews of geophysics and space physics*, vol. 20, n° 4, p. 851-875.

- Meric, P. 1975. *Circulation résiduelle dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent et son influence sur les processus sédimentaires*. Centre de recherches sur l'eau. Université Laval, 1-68 p.
- Mertz, G., et Y. Gratton. 1990. « Topographic waves and topographically induced motion in the St. Lawrence Estuary ». In *Oceanography of a Large-Scale Estuarine System: The St. Lawrence.*, sous la dir. de El-Sabh, M. I., et N. Silverberg. Vol. 39, p. 94–108. New York: Springer-Verlag.
- Mertz, G., et Y. Gratton. 1995. « The generation of transverse flows by internal friction in the St. Lawrence estuary ». *Continental Shelf Research*, vol. 15, n° 7, p. 789-801.
- Molcard, A., P.M. Poulain, P. Forget, A. Griffa, Y. Barbin, J. Gaggelli, J.C. De Maistre et M. Rixen. 2009. « Comparison between VHF radar observations and data from drifter clusters in the Gulf of La Spezia (Mediterranean Sea) ». *Journal of Marine Systems*, vol. 78, n° 1, p. 78-89.
- Morgan, C. A., J. R. Cordell et C. A. Simenstad. 1997. « Sink or swim? Copepod population maintenance in the Columbia River estuarine turbidity-maxima region ». *Marine Biology*, vol. 129, n° 2, p. 309-317.
- Muir, L. R. 1979. « Internal tides in the middle estuary of the St. Lawrence. ». *Le Naturaliste Canadien*, vol. 106, p. 27-36.
- Muir, L. R. 1982. *Internal tides in a partially mixed estuary*. Coll. « Ocean Science and Surveys, Central Region, Report No. 9 ». Burlington, Ontario: Canada Centre for Inland Waters, 177 pp., 177 p.
- Muir, L. R., et O. Burlington. 1981. « Variability of Temperature, Salinity and Tidally-Averaged Density in the Middle Estuary of the St Lawrence ». *Atmosphere-Ocean*, vol. 19, n° 4, p. 320-336.

- Neu, H. J. A. 1970. *A study on mixing and circulation in the St. Lawrence estuary up to 1964*. Coll. « AOL REPORT 1970-9 ». Nouvelle-Écosse: Bedford Institute of Oceanography, 31 pp., 31 p.
- Okubo, A. 1973. « Effect of shoreline irregularities on streamwise dispersion in estuaries and other embayments ». *Netherlands Journal of Sea Research*, vol. 6, n° 1-2, p. 213-224.
- Olascoaga, M. J., F. J. Beron-Vera, L. E. Brand et H. Koçak. 2008. « Tracing the early development of harmful algal blooms on the West Florida Shelf with the aid of Lagrangian coherent structures ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 113, n° c12, p. c12014.
- Olascoaga, MJ, II Rypina, MG Brown, FJ Beron-Vera, H. Kocak, LE Brand, GR Halliwell et LK Shay. 2006. « Persistent transport barrier on the West Florida Shelf ». *Geophysical Research Letters*, vol. 33, n° 22, p. L22603 (doi:10.1029/2006GL027800).
- Orsi, J. J. 1986. « Interaction between diel vertical migration of a mysidacean shrimp and two-layered estuarine flow ». *Hydrobiologia*, vol. 137, n° 1, p. 79-87.
- Ottino, J.M. 1989. *The Kinematics of Mixing : Stretching, Chaos, and Transport* Coll. « Cambridge text in applied mathematics ». New York: Press syndicate of the university of Cambridge, 364 p.
- Ouellet, Y., et C. Trump. 1979. « La circulation hydrodynamique dans la zone de mélange estuarienne du Saint-Laurent ». *Le Naturaliste Canadien*, vol. 106, p. 13-26.
- Perianez, R. 2004. « A particle-tracking model for simulating pollutant dispersion in the Strait of Gibraltar ». *Marine Pollution Bulletin*, vol. 49, n° 7-8, p. 613-623.
- Poincaré, H. 1899. *Les méthodes nouvelles de la mécanique céleste*. Paris: Gauthier-Villars.

- Postma, H. 1967. « Sediment transport and sedimentation in the estuarine environment ». In *Estuaries. American Association for the Advancement of Science Publication*, sous la dir. de Lauff, G.H. Vol. 83, p. 158-179. Washington: The Science Press.
- Pritchard, D. W. 1967. « What is an estuary: physical viewpoint ». *Estuaries*, vol. 83, p. 3-5.
- Ridderinkhof, H., et J. T. F. Zimmerman. 1992. « Chaotic Stirring in a Tidal System ». *Science*, vol. 258, n° 5085, p. 1107-1111.
- Runge, J. A., et Y. Simard. 1990. « Zooplankton of the St. Lawrence Estuary: the imprint of physical process on its composition and distribution ». In *Oceanography in a Large-scale Estuarine System: The St. Lawrence*, sous la dir. de El-Sabh, M. I., et N. Silverberg. Vol. 39, p. 298-320. New York: Springer-Verlag.
- Saltzman, B. 1962. « Finite amplitude free convection as an initial value problem - I ». *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 19, n° 4, p. 329-341.
- Saucier, F. J., et J. Chassé. 2000. « Tidal circulation and buoyancy effects in the St. Lawrence Estuary ». *Atmosphere-Ocean*, vol. 38, n° 4, p. 505-556.
- Saucier, F.J. , F. Roy, S. Senneville, G. Smith, D. Lefavre, B. Zakardjian et J.F. Dumais. 2009. « Modélisation de la circulation dans l'estuaire et le golfe du Saint-Laurent en réponse aux variations du débit d'eau douce et des vents. ». *Revue des Sciences de l'Eau*, vol. 22 n° 2, p. 159-176.
- Saucier, F.J., F. Roy, D. Gilbert, P. Pellerin et H. Ritchie. 2003. « Modeling the formation and circulation processes of water masses and sea ice in the Gulf of St. Lawrence, Canada ». *Journal of Geophysical Research-Oceans*, vol. 108, n° C8, p. 3269, doi:10.1029/2000JC000686.

- Saucier, FJ, J. Chassé, M. Couture, R. Dorais, A. D'astous, D. Lefaiivre et A. Gosselin. 1999. « The making of a surface current atlas of the St. Lawrence Estuary, Canada ». *Coastal Engineering and Marina Developments*, p. 87-97.
- Saucier, FJ, S. Senneville, S. Prinsenber, F. Roy, G. Smith, P. Gachon, D. Caya et R. Laprise. 2004. « Modelling the sea ice-ocean seasonal cycle in Hudson Bay, Foxe Basin and Hudson Strait, Canada ». *Climate Dynamics*, vol. 23, n° 3, p. 303-326.
- Seuront, L. 2006. « Effect of salinity on the swimming behaviour of the estuarine calanoid copepod *Eurytemora affinis* ». *Journal of Plankton Research*, vol. 28, n° 9, p. 805-813.
- Shadden, S. C. 2005. « Lagrangian coherent structure ». <<http://www.cds.caltech.edu/~shawn/LCS-tutorial/contents.html>>. Consulté le 15 juin 2008.
- Shadden, S. C., François Lekien et Jerrold E. Marsden. 2005. « Definition and properties of lagrangian coherent structures from finite-time Lyapunov exponents in two-dimensionnal aperiodic flows ». *Physica D*, vol. 212, p. 271-304.
- Silverberg, N., et B. Sundby. 1979. « Observations in the turbidity maximum of the St. Lawrence Estuary ». *Canadian Journal of Earth Sciences*, vol. 16, n° 4, p. 939-950.
- Simons, R. D. 2004. « Circulation and zooplankton retention in the estuarine transition zone of the St. Lawrence Estuary ». Stanford University.
- Simons, R. D., S. G. Monismith, L. E. Johnson, G. Winkler et F. J. Saucier. 2006. « Zooplankton retention in the estuarine transition zone of the St. Lawrence Estuary ». *Limnology and Oceanography*, vol. 51, n° 6, p. 2621-2631.
- Simons, R. D., S. G. Monismith, F. J. Saucier, L. E. Johnson et G. Winkler. 2010. « Modelling Stratification and Baroclinic Flow in the Estuarine Transition Zone of the St. Lawrence Estuary ». *Atmosphere-ocean*, vol. 48, n° 2, p. 132-146.

- Smagorinsky, J. 1963. « General circulation experiments with the primitive equations ». *Monthly weather review*, vol. 91, n° 3, p. 99-164.
- Soucy, A., Y. Berube, J.P. Troude et P. Meric. 1976. « Evolution des suspensions et sédiments dans l'estuaire moyen du Saint-Laurent ». *Les Cahiers de Centreau*, vol. 1, n° 5, p. 1-67.
- Sourisseau, M., Y. Simard et F.J. Saucier. 2006. « Krill aggregation in the St. Lawrence system, and supply of krill to the whale feeding grounds in the estuary from the gulf ». *Marine Ecology Progress Series*, vol. 314, p. 257-270.
- Strogatz, S. H. 2000. *Nonlinear dynamics and chaos: With applications to physics, biology, chemistry, and engineering*. Addison-Wesley.
- Stronach, JA, JO Backhaus et TS Murty. 1993. « An update on the numerical simulation of oceanographic processes in the waters between Vancouver Island and the Mainland: the GF 8 model ». *Oceanography and Marine Biology*, vol. 31, p. 1-86.
- Testor, P., et J. C. Gascard. 2006. « Post-convection spreading phase in the Northwestern Mediterranean Sea ». *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, vol. 53, n° 5, p. 869-893.
- Thibault, B., P. Larouche et J. M. M. Dubois. 2002. « Variabilité des phénomènes hydrodynamiques de l'estuaire supérieur du Saint-Laurent à l'aide des données thermiques TM de Landsat-5 ». *International Journal of Remote Sensing*, vol. 23, n° 3, p. 511-524.
- Thompson, K.R., J. Sheng, P.C. Smith et L. Cong. 2003. « Prediction of surface currents and drifter trajectories on the inner Scotian Shelf ». *Journal of Geophysical Research-Oceans*, vol. 108, n° C9, p. 3287, doi:10.1029/2001JC001119.

- Trump, C. L. 1983. « A Current-Induced Ekman Spiral in the St. Lawrence Estuary ». *Journal of Physical Oceanography*, vol. 13, n° 8, p. 1540-1543.
- Ullman, D.S., J. O Donnell, J. Kohut, T. Fake et A. Allen. 2006. « Trajectory prediction using HF radar surface currents: Monte Carlo simulations of prediction uncertainties ». *Journal of Geophysical Research*, vol. 111, p. C12005, doi:10.1029/2006JC003715.
- White, L. , et F. Johns. 1997. *Evaluation Du Milieu Marin de L'Estuaire Et Du Golfe Du Saint-Laurent*. Pêches et océans Canada, Programme d'étude des produits chimiques toxiques, 128 p.
- Wiggins, S. 1999. « Chaos in the dynamics generated by sequences of maps, with applications to chaotic advection in flows with aperiodic time dependence ». *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik*, vol. 50, n° 4, p. 585-613.
- Wiggins, Stephen. 2005. « The dynamical systems approach to lagrangian transport in oceanic flows. ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 37, n° 1, p. 295-328.
- Winkler, G., J. J. Dodson, N. Bertrand, D. Thivierge et W. F. Vincent. 2003. « Trophic coupling across the St. Lawrence River estuarine transition zone ». *Marine Ecology Progress Series*, vol. 251, p. 59-73.
- Winkler, G., J.J. Dodson et C.E. Lee. 2008. « Heterogeneity within the native range: Population genetic analyses of sympatric invasive and noninvasive clades of the freshwater invading copepod *Eurytemora affinis* ». *Molecular Ecology*, vol. 17, n° 1, p. 415-430.

