

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC
INSTITUT NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
CENTRE EAU, TERRE ET ENVIRONNEMENT

**MÉLANGE ET FRONTS OCÉANIQUES DANS
LES COUCHES SUPÉRIEURES DU GOLFE
D'AMUNDSEN ET DE L'ARCTIQUE
CANADIEN**

Par CAROLINE SÉVIGNY

Thèse présentée pour obtenir le grade de
Philosophiæ Doctor, Ph.D.

Doctorat en sciences de l'eau
Océanographie physique

Septembre 2013

©Caroline Sévigny, 2013



Cette thèse intitulée

**MÉLANGE ET FRONTS OCÉANIQUES DANS
LES COUCHES SUPÉRIEURES DU GOLFE
D'AMUNDSEN ET DE L'ARCTIQUE
CANADIEN**

est présentée par

CAROLINE SÉVIGNY

au jury composé de

M. Cédric CHAVANNE, examinateur externe
Institut des sciences de la mer de Rimouski
Université du Québec à Rimouski

M. Daniel NADEAU, examinateur externe
Département des génies civil, géologique et des mines
École Polytechnique de Montréal

M. Alain ROUSSEAU, examinateur interne
Institut National de la Recherche Scientifique
Centre Eau, Terre et Environnement

M. Peter GALBRAITH, codirecteur
Pêches et Océans Canada
Institut Maurice-Lamontagne

M. Yves GRATTON, directeur
Institut National de la Recherche Scientifique
Centre Eau, Terre et Environnement

Septembre 2013

Remerciements

J'aurais dû, ben dû, donc dû ...

– Richard Desjardins

Mon entrée dans le domaine de l'océanographie physique est survenue sur le tard, à l'impromptu, comme un coup de barre qui redresse définitivement la dérive d'un navire. Je me souviens d'un de ces matins, devant la machine à café du département d'oncologie de l'Hôtel-Dieu de Québec, de l'une de ces pauses matinales passées avec mon ancien collègue à discuter de tout et de rien. Je me rappelle de lui avoir parlé de mon amie, Manu, qui parcourait l'Arctique à bord de son gros bateau, de tout ce que m'évoquait ses voyages et de cette phrase jetée à la volée : «...y avoir réfléchi plus longuement, j'aurais probablement suivi ses traces». Et puis, de ce courriel qui tombe des nues : son directeur de maîtrise est à la recherche d'étudiants. Me voilà lancée pour une longue traversée de sept ans.

Je suis devenue océanographe par curiosité, par désir d'espace, de froid, de vent et d'horizons sans fin. La science : un moyen. Sur l'*Amundsen*, j'étais l'adepte de la timonerie, seul lieu duquel on pouvait inlassablement admirer l'étendue de ce désert de glace sans risquer de prendre froid. Je conserve de ces voyages une foule d'images, de visages, de gens, une expérience hors du commun et un goût certain pour le travail de terrain. Je n'étais visiblement pas faite pour demeurer entre les murs d'un hôpital. Merci Manu !

Ce long parcours doctoral, je le dois tout d'abord à mes directeurs de recherche qui ont toujours su me laisser toute la latitude voulue. L'expression d'une idée a parfois besoin de désordre pour définitivement voir le jour. Je les remercie donc pour leur confiance et leur patience, particulièrement quand le vent commençait à manquer. Je tiens également à remercier mes collègues de route, en mer et sur terre, de même que les membres

d'équipage de ce gros bateau qui sillonne chaque année les eaux de l'Arctique, rendant ainsi possible la recherche au Nord. Merci spécialement à Roch et René, qui s'évertuaient à mettre le Zodiac à flot, ainsi qu'à Pascal Massot, qui me voyait arriver de loin avec mes grands sourires et mon profileur malade. Merci naturellement aux organismes gouvernementaux et paragouvernementaux qui ont financé cette recherche.

Merci enfin à Marina et Juliette de m'avoir écoutée déblatérer les mêmes histoires durant toutes ces années, merci pour votre soutien et votre écoute. Ce document, je le dois en grande partie à vous qui avez su m'épauler dans les derniers milles alors que tout ne tenait qu'à un fil.

À Marine et Jule, mes «deux oreilles à tentative».

À mon bonhomme, qui me garde à quai.

Résumé

Cette thèse cherche avant tout à préciser le rôle du mélange dans la couche de surface du Haut-Arctique et de la baie de Baffin en exploitant deux points : la variabilité spatiale et l'influence des mécanismes de mélange alternatifs.

Dans un premier temps, la dynamique locale de grandes échelles est considérée pour son rôle sur le mélange. Une étude ciblée a donc été réalisée dans les eaux de l'Arctique de l'Ouest (plateau du Mackenzie et golfe d'Amundsen), à l'aide de données récoltées au printemps 2004. Cette zone, qui accueille des remontées d'eau épisodiques, est particulièrement sensible à la formation de fronts. C'est d'ailleurs dans cette conjoncture que s'est déroulée la campagne *Canadian Arctic Shelf Exchange Study*, alors qu'une remontée d'eau a considérablement modifié les conditions océanographiques dans le golfe d'Amundsen et le sud-est de la mer de Beaufort.

Cette dynamique s'est avérée très influente pour le mélange observé localement durant le mois de juin 2004. La microstructure thermique échantillonnée près des lignes de front rend compte d'une turbulence particulièrement active. L'aire de remontée située à la pointe du cap Bathurst affiche en outre un taux de dissipation de $\mathcal{O}(10^{-7}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$, lequel est largement supérieur aux valeurs estimées dans le reste du domaine (plutôt de $\mathcal{O}(10^{-9}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$). Lors de l'échantillonnage, tant le réchauffement saisonnier que la fonte des glaces restreignaient le développement d'un mélange mécanique dans les premiers mètres de la colonne d'eau. L'activité turbulente s'est d'ailleurs avérée faible en surface, voire quasi absente à l'extérieur du rayon d'influence du front. Le mélange différentiel y est omniprésent, ce qui démontre le peu de sources d'énergie alors disponibles. La dynamique de grandes échelles est donc primordiale pour le maintien d'une diffusivité turbulente et le transfert de la quantité de mouvement.

Dans un deuxième temps, l'impact des mécanismes de mélange non mécaniques sur la détermination des flux turbulents a été évalué. Les méthodes conventionnellement uti-

lisées pour estimer ces flux présupposent que le mélange est généré par une turbulence idéale, à haut nombre de Reynolds. Les conditions d'échantillonnage en Arctique sont loin d'être représentatives de ce type d'écoulement, le milieu étant *faiblement énergétique* et, par là même, soumis à une turbulence de faible intensité et intermittente. Les flux estimés par les méthodes de Dillon-Park et Osborn-Cox sont donc biaisés lorsque appliqués dans ce contexte. Ces biais dépendent de la nature des mécanismes qui engendrent une diffusion et peuvent, à ce titre, être employés pour départager la turbulence d'un mélange non mécanique, promu par le transport différentiel de la chaleur (c.-à-d. une double-diffusion ou un mélange différentiel). Cette nouvelle méthode d'identification, qui s'applique aux données de profilage de la microstructure océanique, a été utilisée pour déterminer le mélange actif dans les différentes régions de l'Arctique canadien. Il a ainsi été possible de préciser l'intervalle de la diffusivité diapycnale plausible, $K_\rho = J'_b N^{-2}$, pour chacune des stations visitées entre 2004–2007.

Table des matières

Résumé	xi
Table des matières	xiv
Liste des tableaux	xv
Liste des figures	xx
Liste des symboles	xxiii
Liste des sigles	xxvi
Introduction	1
1 Théorie	7
1.1 La turbulence océanique tridimensionnelle	7
1.1.1 Le formalisme mathématique	9
1.1.2 La vorticité et la cascade d'énergie de la turbulence	16
1.1.3 Le transport des scalaires	23
1.1.4 Microstructure et turbulence océanique	25
1.2 Fronts océaniques	28
1.2.1 Frontogénèse	30
1.2.2 Vorticité potentielle d'Ertel	41
1.2.3 Mélange à la limite d'un front	42
1.3 Remarques finales	46
2 Contexte des recherches et méthode	51
2.1 Caractéristiques physiques du domaine d'étude	52
2.2 L'échantillonnage : projets et données	57
2.2.1 CASES- 2004	58
2.2.2 ArcticNet et CFL-2007	64
2.3 Le prétraitement des données	66
2.3.1 Propriétés physiques : stations et mouillages	66
2.3.2 Microstructure	67

3 Fronts et mélange dans la mer de Beaufort et le golfe d'Amundsen	75
3.1 Particularités régionales du profil TS	78
3.1.1 Les intrusions d'eau pacifique estivale	79
3.1.2 Les intrusions de surface	84
3.2 Évènement de fronts, CASES 2004	89
3.2.1 La remontée du printemps 2004	90
3.2.2 Le front dans le golfe d'Amundsen	92
3.2.3 La dynamique de subsurface	105
3.3 Le mélange aux abords d'un front	122
3.3.1 Classification des évènements	123
3.3.2 Structure verticale du mélange	134
3.3.3 Mélange durant CASES, 2004	138
3.4 Remarques finales	156
4 Classification du mélange	163
4.1 Le cycle de l'énergie d'un retournement	165
4.1.1 Turbulence classique et flux advectif	166
4.1.2 Double-diffusion et mélange-différentiel	172
4.1.3 $J_{b,\xi}/J_{b,oc} > 1$ ou < 1	176
4.2 L'application au contexte océanographique	178
4.2.1 La préclassification des stations	178
4.2.2 La pertinence de $J_{b,\xi}/J_{b,oc}$: exemples types	180
4.2.3 Caractérisation du domaine d'étude	188
4.3 Application plus générale à l'Arctique canadien	193
4.4 Remarques finales	197
Conclusion	203
Bibliographie	231
A Données de microstructure, 2004–2007	233
B Ajustement des spectres de Batchelor	241
B.1 Routine et procédure d'ajustement	243

Liste des tableaux

3.1	Les caractéristiques des intrusions d'eau pacifique estivale observées au printemps 2004 et à l'automne 2005, 2006 et 2007 dans le golfe d'Amundsen et le sud-est de la mer de Beaufort.	80
3.2	Les caractéristiques des intrusions de surface observées entre 2004 et 2007 dans le golfe d'Amundsen et le sud-est de la mer de Beaufort.	85
3.3	Statistique du mélange par couches pour la campagne CASES, 2004.	140
4.1	Biais systématiques introduits par l'application des modèles d'estimation du flux advectif en condition de turbulence classique, de double-diffusion ou de mélange différentiel.	177
A.1	Type de mélange et intervalle de diffusivité diapycnale empirique, K_ρ , pour les stations de microstructures échantillonnées entre 2004–2007 dans la baie de Baffin.	234
A.2	Type de mélange et intervalle de diffusivité diapycnale empirique, K_ρ , pour les stations de microstructures échantillonnées entre 2004–2007 dans le bassin de Foxe.	236
A.3	Type de mélange et intervalle de diffusivité diapycnale empirique, K_ρ , pour les stations de microstructures échantillonnées entre 2004–2007 dans le passage du Nord-Ouest.	237
A.5	Type de mélange et intervalle de diffusivité diapycnale empirique, K_ρ , pour les stations de microstructures échantillonnées entre 2004–2007 dans la mer de Beaufort et le golfe d'Amundsen.	238

Table des figures

1.1	Écoulement turbulent dans un film de savon généré par une grille bidimensionnelle.	8
1.2	Les principes d'étirement et d'inclinaison du tourbillon.	17
1.3	La représentation de la cascade d'énergie selon Bradshaw (1976).	19
1.4	Schématisation du spectre de Kolmogorov.	21
1.5	Dynamique d'étirement et de pliage agissant sur un petit élément de fluide coloré en noir.	24
1.6	Lignes de courant d'un champ de déformation horizontal agissant sur un gradient de densité $\partial\rho/\partial x$	31
1.7	Schématisation d'une frontogénèse initiée par une confluence de grande échelle.	35
1.8	Configuration d'une frontogénèse océanique.	38
1.9	Représentation schématique de l'évolution temporelle d'un front de surface selon la théorie quasi géostrophique et semi-géostrophique.	41
2.1	L'Arctique canadien.	52
2.2	(a) Principaux lieux géographiques de la zone d'étude. (b) Schématisation de la circulation qui domine le déplacement des masses d'eau sur le plateau canadien de la mer de Beaufort.	54
2.3	Structure verticale de la colonne d'eau dans le sud-est du bassin canadien.	55
2.4	Stations d'échantillonnage des propriétés physiques durant CASES.	59
2.5	Transects MVP échantillonnés à la mi-juin 2004 (CASES).	61
2.6	Stations SCAMP échantillonnées durant le mois de juin 2004 (CASES-0404/0405).	62
2.7	Stations d'échantillonnage de la microstructure durant ArcticNet-2005-2007 et CFL-2007.	65
2.8	La différence entre une <i>patch</i> et un segment stationnaire.	70
2.9	(a) Schématisation d'un retournement complet et du profil en «Z». (b)-(c) Identification des <i>patches</i> dans un profil réel et déplacement de Thorpe.	71
3.1	Distribution horizontale de la densité à 16 m durant CFL-2007.	76
3.2	Un exemple de profil et de diagramme θ - S composés d'une intrusion de surface et d'une intrusion d'eau pacifique estivale.	79

3.3	Distribution des intrusions de type ACW dans le domaine durant les legs CASES 0404/0405 (2004).	81
3.4	La température potentielle enregistrée à la station fixe entre le 12 et le 30 mai 2004.	83
3.5	Distribution des intrusions de surface dans le domaine durant les legs CASES 0404/0405.	87
3.6	Image MODIS du 25 et du 28 juin 2004.	89
3.7	Courants moyens enregistrés entre 0 et 30 m aux stations de mouillages entre le 25 mai et le 6 juin 2004.	90
3.8	La densité potentielle enregistrée aux mouillages CA19-03, CA15-03 et CA03-03 entre le 30 avril et le 30 juin 2004.	91
3.9	Distributions horizontales de la densité à 5 et 30 m obtenues par krigeage ordinaire à partir des données CTD de CASES, 2004.	93
3.10	Température de surface moyenne déduite des données satellitaires du 13 juin 2004.	94
3.11	Image MODIS du 12 juin 2004.	95
3.12	Température de surface moyenne déduite des images satellitaires pour les deuxième et troisième semaines du mois de juin 2004.	96
3.13	Distribution horizontale de la hauteur dynamique à 5 m et schéma du front du printemps 2004.	99
3.14	Distributions horizontales de la température potentielle à 5 et 25 m obtenues par krigeage ordinaire pour les données de CASES-0404.	101
3.15	Température de surface déduite des images satellitaires pour la dernière semaine du mois de juin 2004.	102
3.16	Température de surface déduite des images satellitaires durant la phase de décroissance du front (entre le 23 et le 28 juin 2004).	104
3.17	La distribution verticale de la température potentielle obtenue par interpolation cubique le long de la ligne M300.	106
3.18	Profil vertical de la température potentielle aux stations M325 à M332, le long de la ligne M300.	107
3.19	Vorticité potentielle d'Ertel et vorticité isentropique le long de la ligne M300.	108
3.20	La distribution verticale de la température potentielle obtenue par interpolation cubique le long de la ligne M100.	109
3.21	Vorticité potentielle d'Ertel et vorticité isentropique le long de la ligne M100.	110
3.22	La distribution verticale de la température potentielle obtenue par interpolation cubique le long de la ligne 400.	113
3.23	Vorticité potentielle d'Ertel et vorticité isentropique le long de la ligne 400.	114

3.24	Profil vertical de la température potentielle aux casts 96 à 103, station 406.	115
3.25	Profil vertical de la température potentielle aux stations M80 à M83, ligne M100.	116
3.26	Profils de la température et de la salinité à l'est du golfe d'Amundsen.	117
3.27	La distribution verticale de la température potentielle obtenue par krigeage ordinaire le long de la ligne 100.	118
3.28	Profil vertical de la température potentielle enregistrée par le SCAMP à 750 m de la station 108 et aux abords du pont de glace, 15 km plus loin.	119
3.29	Température potentielle, vorticité potentielle d'Ertel et vorticité isentropique le long de la portion nord de la ligne 400.	120
3.30	Représentation schématique du principe de subduction décrit par Spall (1995).	121
3.31	Courants moyens enregistrés entre 0 et 30 m aux stations de mouillages entre le 1 et le 12 juin 2004.	122
3.32	Schématisation des différents types de mélange.	125
3.33	Signal des gradients de température verticaux en condition de double-diffusion et de turbulence active.	130
3.34	Profils verticaux de la fine et de la microstructure observées en présence de double-diffusion dans les eaux du golfe d'Amundsen.	133
3.35	Schématisation de la division en couches d'un profil mixte.	135
3.36	Stratification type aux stations d'échantillonnage de la microstructure durant CASES-0404/0405.	138
3.37	Moyenne pondérée de la dissipation ε déduit des segments stationnaires par saut de 1 m, profil de la température et profil de la densité pour les stations S406-1 et S406-2.	143
3.38	Exemple de fluctuations de densité qui entravent la détection de <i>patches</i>	144
3.39	Profil vertical du taux de dissipation empirique, ε , normalisé par le taux théorique prédit par la loi du mur, $\varepsilon_{\text{LOW}} = u_*^3/k z $	147
3.40	Idem à la figure 3.39, mais pour les stations S398, S400 et S347 uniquement.	149
3.41	Influence des structures de densité sur le mélange.	154
3.42	Schématisation des mécanismes de subsurface actifs dans le golfe d'Amundsen au printemps 2004. Les traits bleus, tiretés suivent le dessin des isopycnes en bordure des lignes de front et du tourbillon de mésoéchelle. Les ondelettes indiquent la présence d'une turbulence classique.	157
4.1	Localisation des stations de profilage pour les années 2004 à 2007.	179
4.2	Exemple de profils collectés à une station turbulente de l'Arctique (passage du Nord-Ouest).	181
4.3	Ratio des flux $J_{b,\xi}/J_{b,0c}$ calculé d'après l'estimateur du maximum de vraisemblance, par sauts de 1 m.	182

4.4	Exemple de profils collectés à une station double-diffusive (mer de Beaufort).	184
4.5	Exemple de profils collectés dans un environnement propice au mélange différentiel (golfe d'Amundsen).	186
4.6	Chartes de classification du mélange.	189
4.7	Nombre de Froude turbulent en fonction des flux estimés par la méthode de Dillon-Park et de Osborn-Cox.	191
4.8	Diffusivités diapycnales minimales-maximales pour l'Arctique de l'Ouest.	194
4.9	Diffusivités diapycnales minimales-maximales pour le centre et l'est de l'Arctique.	195
A.1	Schématisation des différents types de mélange.	233
A.2	Stations échantillonnées dans la baie de Baffin. Les couleurs indiquent le type de mélange dominant dans la colonne d'eau sondée : turbulence (gris), mélange différentiel (orange) ou double-diffusion (vert).	235
A.3	Stations échantillonnées dans la bassin de Foxe. Les couleurs indiquent le type de mélange dominant dans la colonne d'eau sondée : turbulence (gris), mélange différentiel (orange) ou double-diffusion (vert).	236
A.4	Stations échantillonnées dans le passage du Nord-Ouest. Les couleurs indiquent le type de mélange dominant dans la colonne d'eau sondée : turbulence (gris), mélange différentiel (orange) ou double-diffusion (vert).	237
A.5	Stations échantillonnées dans le golfe d'Amundsen et la mer de Beaufort. Les couleurs indiquent le type de mélange dominant dans la colonne d'eau sondée : turbulence (gris), mélange différentiel (orange) ou double-diffusion (vert).	239
B.1	Procédure d'ajustement du spectre de Batchelor (routine <code>FitBatchelorSpectrum.py</code>).	244
B.2	Exemples d'ajustement du spectre de Batchelor pour différents segments stationnaires d'un même profil.	245

Liste des symboles

α	Coefficient d'expansion thermique [$^{\circ}\text{C}^{-1}$].
β	Coefficient de contraction haline.
δ_T	Déplacement de Thorpe [m].
Γ	Efficacité du mélange théorique $\Gamma \equiv 0,2$.
γ_{app}	Efficacité apparente du mélange ou coefficient de mélange $\gamma_{\text{app}} = J'_b/\varepsilon$.
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente [$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$].
θ'_z	Gradient des fluctuations de température turbulentes [$^{\circ}\text{C} \text{m}^{-1}$].
κ_{θ}	Diffusivité moléculaire de la chaleur [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$].
κ_S	Diffusivité moléculaire du sel [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$].
μ	Viscosité dynamique $\mu = \nu/\rho_0$ [$\text{kg} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$].
ν	Viscosité cinématique [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$].
ξ	Énergie potentielle disponible aux fluctuations [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$].
ξ_g	Composante verticale de la vorticité (ou vorticité relative géostrophique) $\xi_g = \partial v_g/\partial x - \partial u_g/\partial y$ [s^{-1}].
σ_{θ}	Densité potentielle, $\sigma_{\theta} = \sigma(\theta, S, 0)$ [$\text{kg} \text{m}^{-3}$].
Φ_d	Flux diasculaire [$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$].
χ_{θ}	Taux de diffusion de la variance des fluctuations de températures [$^{\circ}\text{C}^{-2} \text{s}^{-1}$].
χ_S	Taux de diffusion de la variance des fluctuations de salinité [s^{-1}].
d_{χ}	Ratio des taux de diffusion $d_{\chi} = \chi_S/\chi_{\theta}(d\bar{\theta}/d\bar{S})^2$.
d	Ratio des diffusivités $d = K_S/K_{\theta}$.
D_{ML}	Épaisseur de la couche mélangée [m].
E_a	Énergie potentielle disponible, aussi notée APE (<i>[ang] Available Potential Energy</i>) [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$].
E_b	Énergie potentielle minimale ou <i>[ang] background potential energy</i> [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$].
$E_p = E_a + E_b$	Énergie potentielle totale du système [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$].
E_k	Énergie cinétique totale du système [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$].
f	Paramètre de Coriolis [s^{-1}].

- $F_{r,t}$ Nombre de Froude turbulent $F_{r,t} = u' / NL_T$.
- g Constante gravitationnelle $g = 9,8 \text{ m s}^{-2}$.
- J_b Flux advectif total $J_b = \bar{J}_b + J'_b$ [$\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$].
- \bar{J}_b Flux advectif non fluctuant [$\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$].
- J'_b Flux advectif turbulent ou fluctuant $J'_b = (g/\rho_0)\overline{w'\rho'}$ [$\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$].
- $J_{b,oc}$ Flux advectif turbulent estimé par la méthode de Osborn-Cox $J_{b,oc} = \chi_\theta N^2 / 2 (\partial\bar{\theta}/\partial z)^2$ [$\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$].
- $J_{b,\xi}$ Flux advectif turbulent estimé par la méthode de Dillon-Park $J_{b,\xi} = \xi N / 2$ [$\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$].
- $J_{b,r\acute{e}el}$ Flux advectif turbulent non biaisé [$\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$].
- J_b^{DD} Flux advectif double-diffusif [$\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$].
- $J_{b,0}$ Flux de flottabilité de surface [$\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$].
- K_ρ Coefficient de diffusivité diapycnale $K_\rho = -\overline{w'\rho'} / (\partial\bar{\rho}/\partial z)$ [$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$].
- K_ν Coefficient de viscosité turbulente $K_\nu = -\overline{u'w'} / (\partial U/\partial z)$ [$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$].
- K_T Coefficient de diffusivité thermique $K_T = -\overline{w'T'} / (\partial\bar{T}/\partial z)$ [$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$].
- K_θ Coefficient de diffusivité thermique pour la température potentielle $K_\theta = -\overline{w'\theta'} / (\partial\bar{\theta}/\partial z)$ [$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$].
- K_S Coefficient de diffusivité du sel $K_S = -\overline{w'S'} / (\partial\bar{S}/\partial z)$ [$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$].
- L_O Échelle d'Ozmidov $L_O = (\varepsilon/N^3)^{1/2}$ [m].
- L_T Échelle de Thorpe $L_T = \bar{\delta}^2^{1/2}$ [m].
- L_D Rayon de déformation interne de Rossby $L_D = (g'H)^{1/2}/f = NH/f$ [m], avec $g' = g\Delta\rho/\rho_0$, la gravité réduite, et H , la hauteur de la couche considérée.
- M_e Transport d'Ekman [$\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$].
- N Fréquence de flottabilité [s^{-1}].
- P_r Taux de production de l'énergie cinétique turbulente par le cisaillement moyen [$\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$].
- q_{iso} Vorticité potentielle d'Ertel isentropique, aussi notée EPV (*[ang] Ertel Potential Vorticity*) [$\text{m}^{-1} \text{ s}^{-1}$].
- q_g Vorticité potentielle d'Ertel [$\text{m}^{-1} \text{ s}^{-1}$].
- R_f Nombre de Richardson de flux $R_f = J'_b / -\overline{u'w'} (\partial U/\partial z)$.
- $R_{i,g}$ Nombre de Richardson de gradient local $R_{i,g} = N^2 / (\partial U/\partial z)^2$.
- Re Nombre de Reynolds $Re = uL/\nu$.

- $R_{e,t}$ Nombre de Reynolds turbulent $R_{e,t} = u' L_T / \nu$.
 $R_{e,b}$ Nombre de Reynolds de flottabilité $R_{e,b} = \varepsilon / \nu N^2$.
 R_O Nombre de Rossby $R_O = U / fL$.
 R_{OT} Ratio des échelles de la turbulence $R_{OT} = L_O / L_T$.
 R_ρ Ratio de densité $R_\rho = \beta(\partial \bar{S} / \partial z) / \alpha(\partial \bar{\theta} / \partial z)$.
 R_D Rayon de déformation externe de Rossby $R_D = (gH)^{1/2} / f$ [m], avec H , la hauteur de la couche considérée.
 t_0 Temps requis par le mélange pour épuiser l'énergie potentielle disponible, ξ [s].
 T, θ, S, ρ, p Température, température potentielle, salinité, densité et pression.
 $\bar{T}, \bar{\theta}, \bar{S}, \bar{\rho}, \bar{P}$ Température, température potentielle, salinité, densité et pression moyennes.
 $T', \theta', S', \rho', p'$ Anomalies (ou fluctuations) de température, de température potentielle, de salinité, de densité et de pression.
 $T_0, \theta_0, S_0, \rho_0, p_0$ Température, température potentielle, salinité, densité et pression constantes.
TKE [ang] *Turbulent Kinetic Energy* $= u'^2 + v'^2 + w'^2$ [m²s⁻²].
 u, v, w Vitesses.
 U, V Vitesses moyennes.
 u', v', w' Fluctuations de vitesses turbulentes.
 u_g, v_g Vitesses géostrophiques [m s⁻¹].

Liste des sigles

ACC [ang] *Alaskan Coastal Current*
ACW [ang] *Alaskan Coastal Water*
ADCP [ang] *Acoustic Doppler Current Profiler*
APE [ang] *Available Potential Energy*
AVHRR [ang] *Advanced Very High Resolution Radiometer*
CASES [ang] *Canadian Arctic Shelf Exchange Study*
CB cap Bathurst
CD Convection Diffusive
CFL [ang] *Circumpolar Flaw Lead System Study*
CTD [ang] *Conductivity Temperature Depth*
DD Double-Diffusion
DF Dans le Front
DP Dillon-Park
EPV [ang] *Ertel Potential Vorticity*
hal halocline
HF Hors Front
ICARP [ang] *International Conference on Arctic Research Planning*
LOW [ang] *Law Of the Wall*
MD Mélange Différentiel
min θ minimum de température
ML [ang] *Mixed Layer*
mle [ang] *maximum-likelihood estimation*
MODIS [ang] *Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*
MVP [ang] *Moving Vessel Profiler*
NARR [ang] *North American Regional Reanalysis*
NCEP [ang] *National Centers for Environmental Prediction*
NGCC [ang] *Navire de la Garde Côtière Canadienne*
NSTM [ang] *Near-Surface Temperature Maximum*
OC Osborn-Cox
PG Pont de Glace

PSW [*ang*] *Pacific Summer Waters*
pyc pycnocline
SCAMP [*ang*] *Self Contained Autonomous MicroProfiler*
SST [*ang*] *Sea Surface Temperature*
sTM [*ang*] *surface Temperature Maximum*
TA Tourbillon Anticyclonique
TKE [*ang*] *Turbulent Kinetic Energy*
VI Vorticité Isentropique

Introduction

À Dieu, je demanderai : pourquoi la relativité et pourquoi la turbulence ? Et je suis persuadé qu'il ne pourra répondre qu'à ma première question.

– Heisenberg

En 2001, le Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat rendait public son troisième rapport d'évaluation des impacts passés et futurs du réchauffement climatique. Les conclusions avancées dans ce document s'avéraient inquiétantes, particulièrement pour les zones polaires qui formeront, selon ces scientifiques, les régions les plus sensibles à l'élévation prévue de 1,1 à 6,4 degrés Celsius de la température atmosphérique moyenne d'ici 2090-2099 (Meehl *et coll.*, 2007). Certains effets de ces changements se font d'ailleurs déjà sentir en Arctique, où l'étendue des glaces a atteint un niveau record en 2007 avec une diminution moyenne de 43% depuis 1979 et l'ouverture complète du passage du Nord-Ouest (Kerr, 2007). Cette tendance s'est poursuivie entre 2008 et 2010, années durant lesquelles ont été recensés les deuxième, quatrième et troisième records respectivement. Puis 2012, qui marque une nouvelle baisse du minimum historique (Parkinson & Comiso, 2013), ce qui donne lieu à une décroissance à long terme de -12,4% par décennie (Stroeve *et coll.*, 2012). Certains chercheurs suggèrent en outre qu'un point de basculement a été atteint en raison de la forte rétroaction positive qui permet au système atmosphère-océan de maintenir et d'accélérer la réduction et l'amincissement du couvert de glace (Holland *et coll.*, 2006; Lindsay & Zhang, 2005).

Selon Turner *et coll.* (2007), les transformations subies par l'océan Arctique dans le courant des dernières décennies seraient attribuables à une altération simultanée de la

circulation océanique, des gaz à effet de serre et des processus de rétroaction locaux (p.ex. l'albedo de la neige, la formation de nuages, etc.). Les programmes numériques destinés à reproduire le climat devraient donc tenir compte des interactions qui se produisent aux interfaces atmosphère-glace, glace-océan et atmosphère-océan s'ils désirent comprendre le réchauffement en cours et prédire son évolution. Bien que les modèles océaniques aujourd'hui utilisés possèdent une bonne résolution spatiale, certains processus physiques de petites échelles demeurent encore largement négligés par leurs calculs. Le mélange vertical, qui joue un rôle central dans la dispersion des polluants, la croissance des organismes marins (p.ex. le plancton) et l'ensemble des phénomènes de transfert à la surface des eaux, est de loin la plus grande omission, pour ne pas dire limitation, à laquelle fait face leurs simulations (p.ex. Zhang *et coll.* 1998). Cette problématique a d'ailleurs attiré l'attention de l'*International Conference on Arctic Research Planning* (ICARP) de Copenhague (Danemark) à l'automne 2005. Selon les chercheurs de ce groupe, le problème du paramétrage du mélange arctique s'explique notamment par le manque d'études théoriques et pratiques dédiées à ce sujet. Idéalement, la compréhension du réchauffement global devrait donc passer par un approfondissement des connaissances acquises sur le mélange océanique des régions polaires.

Une diffusivité médiane pour l'Arctique ? Certaines avancées ont été réalisées depuis, notamment grâce aux travaux de Polyakov *et coll.* (2012) qui s'attardent à l'impact du réchauffement des couches intermédiaires de l'océan Arctique, composées des eaux atlantiques qui transitent par le détroit de Fram (entre 150–900 m de profondeur). Il existerait une corrélation directe entre l'évolution temporelle de la température de ces eaux et l'étendue des glaces pluriannuelles. Les simulations numériques réalisées sur la base des connaissances aujourd'hui disponibles ne permettent toutefois pas de quantifier avec certitude le flux de chaleur à l'origine de cette corrélation. La diffusivité médiane employée dans les calculs est ni représentative de la forte hétérogénéité qui caractérise la turbulence en Arctique, ni appropriée à l'intermittence du phénomène. L'importance de plus en plus grande accordée aux mécanismes de mélange alternatifs, tels que la double-diffusion (p.ex. Kawaguchi *et coll.* 2013), complexifie également la donne comme ces événements demeurent largement sous étudiés.

Et qu'en est-il de la dynamique de grandes échelles ? Pour l'heure, l'impact des larges structures océaniques sur le mélange qui s'opère entre la surface et les couches plus profondes demeure difficilement quantifiable. Peu d'études explicitent le lien entre ces deux phénomènes, bien que certaines observations suggèrent qu'il soit de première importance. Par exemple, les tourbillons de mésoéchelles observés le long de la marge continentale du bassin Eurasien (Dmitrenko *et coll.*, 2008; Woodgate *et coll.*, 2001) peuvent générer un transport de la chaleur contenue dans la couche atlantique vers la surface, où se concentrent les échanges glace-eau. Ce type de transport est associé aux phénomènes de fronts qui se créent à la surface des océans et qui influencent la dynamique dans les premiers 100–200 m (Pollard & Regier, 1992). Pour un environnement tel l'Arctique, où les sources d'énergie mécanique disponibles au mélange sont limitées (Padman, 1995), l'amplitude de la diffusivité associée à cette dynamique peut être déterminante.

Le projet de thèse Avec les impacts annoncés du réchauffement climatique, de nombreuses études scientifiques ont été mises sur pied dans le but de suivre l'évolution du phénomène et de quantifier ses effets. Au Canada, ces études se sont penchées sur les conditions océanographiques observées au nord du cercle polaire, là où étaient anticipés les plus grands changements. Entre 2002 et 2004, le programme d'échantillonnage CASES (*Canadian Arctic Shelf Exchange Study*) a ainsi vu le jour, suivi du réseau de centres d'excellence ArcticNet (2004–2018), puis du projet CFL (*Circumpolar Flaw Lead System Study*), qui a été créé dans le cadre de l'Année polaire internationale 2007–2008. Le projet de thèse proposé dans ce document s'inscrit dans les efforts menés par ces grands pôles de recherche et tente avant tout de répondre aux interrogations qui entourent le mélange arctique. Bien qu'une simple description est-ouest de l'intensité du phénomène était initialement projetée, il est vite apparu essentiel d'approfondir le problème. Aucun schéma clair ne permettait d'expliquer la variabilité des événements de mélange observés dans le domaine d'étude. D'une part, la nature des mécanismes à l'origine du mélange semblait peu liée au lieu géographique. D'autre part, un lien entre le mélange et les structures de la colonne d'eau (p.ex. intrusions, minimum de température) s'avérait évident.

L'importance attribuée aux lieux géographiques tient beaucoup aux études réalisées par le passé dans le Haut-Arctique canadien et, plus particulièrement, à l'observation d'une turbulence intense, anormalement élevée dans le centre du passage du Nord-Ouest. Les données récoltées par Marsden *et coll.* (1994a; 1994b) près de Resolute signalent une diffusivité de l'ordre de $\sim 10^{-3}$ – 10^{-2} $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ dans la pycnocline, soit supérieure à la valeur typiquement observée plus au sud ($\sim 10^{-5}$ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$; Gregg 1989), mais néanmoins comparable à celle des *hot spots* de mélange ($> 10^{-4}$ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ en Arctique et $\sim 10^{-3}$ au sud; MacKinnon & Gregg 2003; Padman & Dillon 1991). Le peu de données disponibles contraint malheureusement à des généralisations qui ne tiennent souvent pas compte de la très grande irrégularité de la dynamique océanographique. Il importait donc de déterminer ce qui pouvait expliquer les grandes variations interrégionales de la turbulence et de cibler les zones potentiellement sujettes au développement de phénomènes non turbulents (p.ex. la double-diffusion). Ces phénomènes peuvent avoir des implications importantes en océanographie observationnelle puisqu'ils faussent l'estimation du flux turbulent. Ce flux est de loin le paramètre clé du mélange : il quantifie le transport vertical qui modifie les propriétés du milieu et, par là-même, chiffre la diffusivité. La mesure directe de ce flux s'avère néanmoins complexe en raison des limitations techniques des instruments de mesure dédiés à l'échantillonnage en mer. Elle demeure donc très peu pratiquée, ce qui explique le recours à des méthodes d'estimation qui ne sont pas toujours adaptées aux conditions du milieu.

Les objectifs L'objectif de cette thèse est donc double :

- ❶ évaluer l'impact de la dynamique régionale de grandes échelles sur le mélange dans la mer de Beaufort et le golfe d'Amundsen au printemps 2004.
- ❷ mettre au point une méthode simple d'identification des évènements turbulents/non turbulents.

Alors que le premier objectif a été motivé par le nombre croissant d'évidences qui démontrent une augmentation des taux de dissipation aux abords des structures frontales (p.ex. D'Asaro *et coll.* 2011; Jackson *et coll.* 2011), le second répond davantage aux questions qu'ont soulevé l'analyse des données. Ce dernier vise essentiellement à préci-

ser les biais qu'occasionnent l'application des méthodes conventionnelles d'estimation du flux lorsque le caractère de l'écoulement s'éloigne de la turbulence idéalisée.

La structure du document Outre cette introduction, la structure de cette thèse comporte quatre grands chapitres. Le **chapitre 1**, qui dresse les grands pans de la théorie de la turbulence et des fronts. Il sera notamment traité du formalisme mathématique de la turbulence et de son application dans les océans, ainsi que de la frontogénèse et des mécanismes de mélange qui naissent à la limite d'un front. Le **chapitre 2**, où sera décrit le contexte général, l'échantillonnage réalisé entre 2004–2007 et le prétraitement effectué sur les données de turbulence. Le **chapitre 3**, qui est dédié à l'objectif ❶. Ce chapitre comporte deux grandes sections : une description sommaire des conditions océanographiques observées en 2004, dans l'ouest de l'Arctique canadien, et une discussion portant sur le mélange et la particularité des événements observés aux abords des lignes de front. Seules les données collectées dans la mer de Beaufort et le golfe d'Amundsen durant le projet CASES seront discutées. Le **chapitre 4** est, quant à lui, réservé à l'objectif ❷. Ce dernier est plus théorique comme il retrace l'origine des biais associés aux méthodes conventionnelles d'estimation du flux. Ces biais serviront de base à l'élaboration d'une méthode d'identification des mécanismes de mélange, qu'ils soient mécanique ou non mécanique. Puisqu'il s'agit avant tout de caractériser le mélange, la totalité des stations échantillonnées entre 2004 et 2007 sera considérée, sans égard à la zone géographique. Les grandes lignes de cette recherche seront résumées en fin de document, par l'intermédiaire d'une conclusion.

Théorie

Ce chapitre, dédié à la théorie, vise essentiellement à présenter les concepts généraux et les définitions utiles à la compréhension du propos de la thèse. Il est question de turbulence océanique tridimensionnelle (sec. 1.1) et de fronts (sec. 1.2), les deux grands sujets qui seront abordés à travers les objectifs de recherche énoncés en introduction.

1.1 La turbulence océanique tridimensionnelle

Malgré l'intérêt porté au phénomène depuis la fin du 19^e siècle, la turbulence tridimensionnelle demeure un sujet de controverse au sein de la communauté scientifique : aucune condition spécifique ne permet de prédire a priori sa présence, au mieux son évolution (Thorpe, 2005). Elle n'en demeure pas moins importante pour la dynamique des milieux déformables comme elle constitue une *caractéristique* de l'écoulement et non une propriété du fluide, tout fluide pouvant à terme être turbulent. L'absence de *définition* claire et précise est plutôt palliée par l'énumération de *descriptions* qui sont elles, établies.

Caractéristiques de la turbulence Premièrement, l'écoulement doit présenter un comportement *chaotique*, décrit par un patron de déplacement erratique et irrégulier, en apparence désordonné (voir fig. 1.1). Le mouvement turbulent n'est donc pas aléatoire, comme le veut la vision classique, mais *déterministe* en ce sens qu'il demeure décrit par

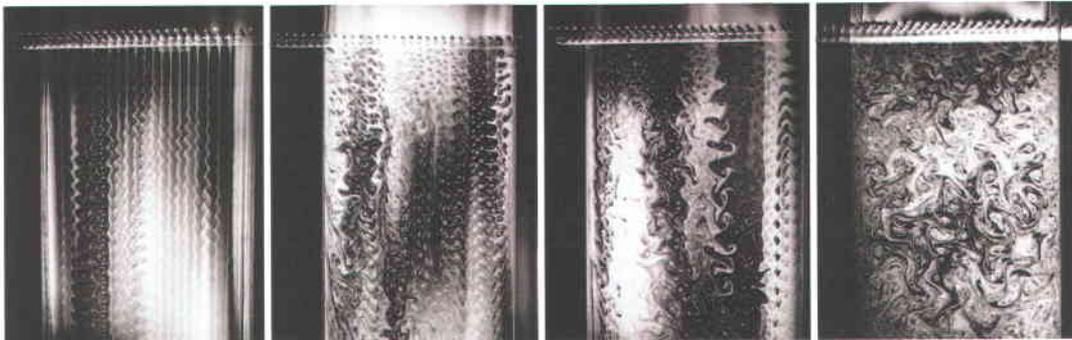


FIGURE 1.1 – Écoulement turbulent dans un film de savon généré par une grille bidimensionnelle. Les images illustrent le patron d'écoulement obtenu pour un nombre de Reynolds croissant (de gauche à droite). Modifié d'après Samimy *et coll.* (2004).

les équations de Navier-Stokes (ci-après nommées N-S) à la base de la dynamique des fluides (Chapman & Tobak, 1985).

Deuxièmement, sa description mathématique se doit d'être *tridimensionnelle*, une contrainte imposée par le phénomène d'étirement des tourbillons auquel est attribuée la turbulence. Les structures qui se développent sont donc *rotationnelles* puisque associées à la vorticité de l'écoulement, une particularité qui sera détaillée   la section 1.1.2.

Troisièmement, la turbulence est caractérisée par une cascade d'énergie qui décrit un *continuum* spatio-temporel. Les structures turbulentes ont la propriété de transférer l'énergie cinétique vers les plus petites échelles de l'espace, en générant des tourbillons de dimension décroissante via le procédé d'étirement précédemment nommé. Aussi, toute turbulence engendre des fluctuations de vitesses qui se propagent   la totalité du spectre de l'écoulement, jusqu'  l'échelle de la viscosité où est finalement freiné le mouvement. Ce transfert inter chelles provoque une augmentation de la *dissipation* dans le milieu et une accélération de la *diffusion* (ou mélange) des propriétés.

Enfin, l'écoulement turbulent est généralement *intermittent*, tant dans l'espace que dans le temps, et particulièrement sensible aux conditions initiales   l'origine de sa création (Lorenz, 1963; Ruelle & Takens, 1971). Ce caractère *non répétitif*, qui permet de distinguer la turbulence d'un déplacement laminaire irrégulier (p.ex. un régime d'écoulement

quasi périodique), rend difficile, voire impossible toute tentative de prédiction. C'est d'ailleurs la raison fondamentale pour laquelle des méthodes statistiques ont historiquement été employées pour décrire le formalisme mathématique de la turbulence.

L'ensemble de ces points sera explicité dans les sections qui suivent, sections qui posent les bases théoriques de la turbulence océanique. Il sera traité du formalisme mathématique tel que présenté par Richardson (section 1.1.1), du rôle de la vorticité et de la cascade d'énergie (section 1.1.2), de l'aspect scalaire de la turbulence (section 1.1.3) ainsi que de la microstructure océanique (section 1.1.4).

1.1.1 Le formalisme mathématique

Les écoulements turbulents possèdent une infinité de solutions admissibles. Une expérience répétée   maintes reprises, dans des conditions nominales similaires qui s'efforcent de reproduire les prémisses des expériences passées produira donc un champ de vitesses invariablement diff rent. Tel que mentionné précédemment, les détails de l'écoulement sont très sensibles aux modifications des conditions initiales et, ce faisant,   toute imprécision. D'un point de vue mathématique, ce problème peut être résolu en considérant les propriétés statistiques des variables de l'écoulement,   savoir l'une des trois composantes de la vitesse du fluide, $u_i(\mathbf{x}, t)$ ($i = 1, 2, 3$, les trois composantes de l'espace), qui dépend de la position, \mathbf{x} , et du temps, t . En supposant que ces vitesses sont des paramètres continus, des quantités utiles peuvent être extraites de l'ensemble des solutions obtenues : des probabilités et des moyennes. Sous des conditions initiales contrôlées, une expérience reproduite un nombre important de fois peut vraisemblablement générer un patron d'écoulement moyen, bien défini : $U_i(\mathbf{x}, t)$. Dans ce cas, la probabilité est liée   la fréquence   laquelle la vitesse u_i tombe dans une plage de valeurs donnée, la moyenne correspondant   l'espérance mathématique de cette variable aléatoire. Toute fluctuation par rapport   cette moyenne est conventionnellement associée   la turbulence. Cette astuce est   la base de la décomposition de Reynolds communément employée pour simplifier la description du phénomène.

La décomposition de Reynolds L'écoulement est représenté par la somme d'un écoulement moyen, \overline{U}_i , et des fluctuations de vitesses, u'_i , définis de telle sorte que $\overline{U}_i \equiv U_i$ et $\overline{u'_i} = 0$. Selon le cas, une moyenne temporelle (écoulement stationnaire, indépendant du temps ; $U_i(\mathbf{x}, t) = U_i(\mathbf{x})$), spatiale (écoulement homogène, indépendant de l'espace ; $U_i(\mathbf{x}, t) = U_i(t)$) ou d'ensemble est utilisée. La moyenne d'ensemble, qui est un opérateur linéaire, est calculée selon

$$U_i(\mathbf{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_i^{(j)}(\mathbf{x}, t), \quad (1.1)$$

où $u_i^{(j)}(\mathbf{x}, t)$ correspond aux réalisations indépendantes observées dans une région de l'espace, pour un laps de temps donné. Pour comprendre l'effet des perturbations u'_i sur l'écoulement moyen, la définition $u_i = U_i + u'_i$ peut être introduite dans l'équation de N-S, laquelle décrit le mouvement d'un fluide visqueux dans un milieu continu. Puisque les fluctuations u'_i ne perturbent que les très petites échelles du mouvement, la description de la turbulence 3D néglige les effets de la rotation terrestre. En supposant un milieu incompressible, en accord avec l'approximation de Boussinesq, l'équation de N-S prend la forme

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{g}{\rho_0} \delta_{i3} \rho - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.2)$$

ou

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(U_i + u'_i) + (U_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j}(U_i + u'_i) = & -\frac{g}{\rho_0} \delta_{i3} (\overline{\rho} + \rho') \\ & - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_i} (P + p') + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} (U_i + u'_i), \end{aligned} \quad (1.3)$$

avec p , la pression, ν , la viscosité cinématique, ρ , la densité, et g , l'accélération gravitationnelle¹. Comme les variables $'$ sont des fluctuations statistiques aléatoires de moyenne nulle, une relation simple peut être déduite de l'équation 1.3 en appliquant

1. Outre l'accélération eulérienne, $\partial u_i / \partial t$, les termes de l'équation 1.2 correspondent au déplacement occasionné par (de gauche à droite) : (i) l'advection ($u_j \partial / \partial x_j$), (ii) la gravité (qui n'influence que la composante verticale du mouvement, x_3), (iii) le gradient de pression et (iv) la friction interne (ou viscosité). La notation tensorielle a été adoptée par souci de concision, de même que la convention d'Einstein pour la sommation. Dans l'écriture de la relation 1.3, la décomposition de Reynolds a également été appliquée aux termes de pression et de densité, soit $p = P + p'$ et $\rho = \overline{\rho} + \rho'$

l'opérateur moyenne à l'écoulement, \overline{u}_i .

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} &= -\frac{g}{\rho_0} \delta_{i3} \bar{\rho} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-P \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho_0 \overline{u'_i u'_j} \right] \\ &= -\frac{g}{\rho_0} \delta_{i3} \bar{\rho} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\sigma}_{ij}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

avec μ , la viscosité dynamique ($\nu = \mu/\rho_0$), $\bar{\sigma}_{ij} = -P \delta_{ij} + 2\mu S_{ij} + \tau'_{ij}$, le tenseur des contraintes, qui quantifie le taux de déformation attribuable à la pression et à la viscosité, et $S_{ij} \equiv 1/2(\partial U_i/\partial x_j + \partial U_j/\partial x_i)$. La turbulence, via les fluctuations de vitesses, génère donc une contrainte supplémentaire qui modifie le transport : le tenseur de contrainte de Reynolds, $\tau'_{ij} = -\rho_0 \overline{u'_i u'_j}$. Ce tenseur, qui est lié au terme d'advection non linéaire de l'équation de N-S, est symétrique. Sur le plan de l'écoulement, les termes hors diagonale induisent une contrainte de cisaillement qui joue un rôle important dans le transfert de la quantité de mouvement.

Les hauts nombres de Reynolds La contrainte τ'_{ij} est généralement plus importante que la contrainte visqueuse issue de l'agitation moléculaire², $\tau_{ij} = 2\mu S_{ij}$. La turbulence devient donc prépondérante lorsque les termes non linéaires dominant, en ordre de grandeur, les termes de viscosité. Pour un écoulement caractérisé par une vitesse u et une taille l , ces termes sont de l'ordre de u^2/l et $\nu u/l^2$ respectivement, leur ratio équivalant au nombre adimensionnel de Reynolds,

$$Re = \frac{u^2/l}{\nu u/l^2} = \frac{ul}{\nu}. \quad (1.5)$$

La transition d'un régime d'écoulement laminaire à un régime turbulent se produit donc aux hauts nombres de Reynolds, lorsque les termes d'advection non linéaires sont suffisamment importants pour générer un comportement chaotique.

2. Exception faite des écoulements qui naissent près d'une frontière solide (p.ex. écoulement de fond).

L'énergie cinétique turbulente La dynamique océanique est influencée par les différentes sources qui alimentent en quantité de mouvement et en chaleur l'intérieur de ses eaux. Les termes non linéaires qui contrôlent les détails de l'écoulement modifient donc le budget énergétique du système en altérant le taux de contrainte auquel est soumis le déplacement et, de là, le taux de dissipation moléculaire. L'énergie cinétique, $(1/2)U_i U_i$, transportée par l'écoulement moyen correspond, d'après l'équation 1.4, à

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \frac{U_i U_i}{2} = & \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-P U_j + 2\mu U_i S_{ij} - \rho_0 \overline{u'_i u'_j} U_i \right] \\ & - \frac{g}{\rho_0} \delta_{i3} \bar{\rho} U_i \\ & + 2\nu S_{ij} S_{ij} + \overline{u'_i u'_j} S_{ij}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Les termes entre $[\cdot]$ du membre de droite correspondent au transport de $(1/2)U_i U_i$ par la pression, les contraintes visqueuses et les contraintes de Reynolds. Ces termes ne servent qu'à redistribuer l'énergie à l'intérieur d'un certain volume de contrôle et ne modifient en rien la quantité totale d'énergie cinétique contenue dans le système. Le terme $2\nu S_{ij} S_{ij}$ quantifie quant à lui les effets de la viscosité. Comme les écoulements géophysiques sont par nature turbulents, ce dernier peut aisément être négligé. Le terme $(g/\rho_0)\delta_{i3}\bar{\rho}U_i$, qui correspond à la production de flottabilité de grande échelle (notée $b = -(g/\rho_0)\bar{\rho}$), contrôle l'échange entre les réservoirs d'énergie cinétique et potentielle du système. Cette conversion crée une énergie cinétique lorsque la configuration du champ de flottabilité est instable. Enfin, le terme $\overline{u'_i u'_j} S_{ij}$ représente l'énergie cinétique transférée au mouvement turbulent par l'écoulement moyen. Il quantifie l'énergie cinétique turbulente instantanée (ci-après nommée TKE pour [*ang*] *turbulent kinetic energy*) générée par le cisaillement du champ de vitesse, $\partial U_{i,j}/\partial x_{j,i}$, et est communément identifié comme le terme source de la turbulence. L'évolution de TKE est d'ailleurs donnée par

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} = & - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{\rho_0} \overline{u'_j p'} + \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j} - 2\nu \overline{u'_i s_{ij}} \right] \\ & - \overline{u'_i u'_j} S_{ij} - 2\nu \overline{s_{ij} s_{ij}} - \frac{g}{\rho_0} \overline{\rho' u'_i} \delta_{i3}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

une relation qui met bel et bien en évidence le terme de production qui gère le transfert de l'énergie cinétique entre l'écoulement moyen et le mouvement turbulent, $-\overline{u'_i u'_j} S_{ij}$ (signe opposé dans les éq. 1.6 et 1.7). Encore ici, les termes entre $[\cdot]$ du membre de droite ne servent qu'à redistribuer l'énergie. Il s'agit du transport provoqué par les gradients de pression, les fluctuations de vitesses turbulentes et les contraintes visqueuses. Les deux premiers termes entre crochets peuvent être négligés lorsque l'échantillonnage de la turbulence est suffisant pour, en moyenne, éliminer leur influence. Il en va de même pour les contraintes visqueuses, $2\nu\overline{u'_i s_{ij}}$, qui sont généralement faibles.

La transformation de l'énergie cinétique turbulente est donc assurée par les termes $2\nu\overline{s_{ij}s_{ij}}$ et $(g/\rho_0)\overline{\rho' u'_i} \delta_{i3}$. Le premier quantifie le taux de déformation $s_{ij} \equiv 1/2(\partial u'_i/\partial x_j + \partial u'_j/\partial x_i)$ par les contraintes de très petites échelles. Ce terme est invariablement négatif et quantifie le taux de dissipation visqueuse de TKE, ε . Ce taux est nettement plus important que la dissipation moléculaire normalement attendue dans un régime d'écoulement laminaire³. Les fluctuations de vitesses turbulentes servent donc à accentuer, voire accélérer un phénomène préexistant.

Le second représente le flux de flottabilité, soit la production d'énergie potentielle par le mouvement fluctuant, J'_b . Ce flux est réversible et son impact sur la production ou la perte de TKE dépend de la corrélation $\overline{\rho' u'_i} \delta_{i3} = \overline{\rho' w'}$. À titre d'exemple, une stratification verticale statiquement instable, $\partial\bar{\rho}/\partial z > 0$, peut rapidement générer une convection qui force l'échange vertical des particules fluides et le retour à un état d'équilibre⁴. Ce déplacement se traduit par $\overline{\rho' w'} < 0$, ce qui engendre un gain d'énergie cinétique aux dépens de l'énergie potentielle initialement contenue dans la colonne d'eau. À l'inverse, le mélange diapycnal (c.-à-d. en travers des isosurfaces de densité) qui survient en stratification stable, $\partial\bar{\rho}/\partial z < 0$, provoque une perte de TKE, d'où un $\overline{\rho' w'} > 0$. Le flux de flottabilité est donc intimement lié à la stabilité statique du milieu. Ce lien peut être explicité en reformulant J'_b à l'aide de la première loi de Fick, qui suppose

3. Soit de l'ordre de $10^{-10} - 10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$, comparativement à $10^{-12} - 10^{-10} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ en milieu océanique stratifié.

4. Ici et dans la suite du document, le vecteur unité vertical \mathbf{k} est symboliquement dirigé vers le haut.

que le flux diffusif est donné de $\overline{u'_i c'} = -K \partial \bar{c} / \partial x_i$, avec K , la constante de diffusion, et c , une des variables de l'écoulement. Selon cette fermeture du premier ordre, le flux diffusif turbulent se fait de manière phénoménologique, c.-à-d. dans la direction opposée à la direction positive du gradient $\partial \bar{c} / \partial x_i$, et la constante de diffusion, K , peut, par analogie avec la diffusion moléculaire, être interprétée comme un coefficient de diffusivité turbulente. Ce faisant, la turbulence est assimilée à une propriété intrinsèque du fluide et le flux J'_b peut être réécrit sous la forme

$$J'_b \equiv \frac{g}{\rho_0} \overline{\rho' w'} = -\frac{g}{\rho_0} K_\rho \frac{d\bar{\rho}}{dz} = K_\rho N^2, \quad (1.8)$$

avec K_ρ , la diffusivité (apparente) de la masse (ou de la densité, [m^2s^{-1}]), souvent nommée diffusivité diapycnale turbulente, et $N^2 \equiv -(g/\rho_0) d\bar{\rho}/dz$ ($[\text{s}^{-1}]$), la fréquence de flottabilité caractéristique du milieu, aussi appelée fréquence de Brunt-Väisälä. Il s'agit de la fréquence d'oscillation naturelle d'une particule fluide déplacée de sa position d'équilibre sous l'action de la force de flottabilité, $-(g/\rho_0)\bar{\rho}$. En océanographie, N^2 est souvent employée pour caractériser l'importance de la stratification, un milieu étant considéré fortement stratifié lorsque $|d\bar{\rho}/dz|$ est grand.

Il est possible de simplifier la formulation de l'équation 1.7 en supposant, d'une part, que l'écoulement est stratifié et strictement soumis à un cisaillement vertical ($U_i = (U(z), 0, 0)$) et, d'autre part, que la turbulence est stationnaire ($\partial u'_i / \partial t = 0$), homogène ($\partial u'_i / \partial x_j = 0$) et isotrope ($\partial / \partial x = \partial / \partial y = \partial / \partial z$). Ce faisant,

$$\overline{u' w'} \frac{\partial U}{\partial z} = P_r = -\varepsilon - J'_b, \quad (1.9)$$

avec $\varepsilon = (15/2)\nu \overline{(\partial w' / \partial z)^2}$. Sous ces conditions, l'écoulement moyen ne génère qu'une énergie cinétique turbulente dans la direction x , soit $\overline{u'^2}$. L'énergie en y et en z provient de l'action des termes de redistribution liés aux fluctuations p' . Cette simplification crée un équilibre entre ce qui est produit par les contraintes (p.ex. par le vent, les marées baroclines, le bris des ondes internes), ce qui est dissipé par les frictions visqueuses et ce qui est gagné ou perdu via la force de flottabilité (p.ex. écoulement convectif générant une turbulence).

L'efficacité de la turbulence Deux nombres adimensionnels servent à quantifier le gain ou la perte d'énergie cinétique turbulente aux dépens de l'écoulement moyen. Premièrement, le nombre de Richardson de flux, qui quantifie le gain en énergie cinétique attribuable au cisaillement versus le gain (ou la perte) attribuable à la flottabilité,

$$R_f \equiv \frac{J'_b}{P_r} = \frac{(g/\rho_0)\overline{\rho'w'}}{-\overline{u'w'}\partial U/\partial z}, \quad (1.10)$$

En supposant que $\partial U/\partial z > 0$ et que le coefficient de viscosité turbulente est strictement positif ($\overline{u'w'} = -K_\nu \partial U/\partial z$ avec $K_\nu > 0$, le coefficient de viscosité turbulente), $\overline{u'w'} < 0$. Aussi, $R_f < 0$ si $\overline{\rho'w'} < 0$, c.-à-d. en présence d'une instabilité convective qui génère une TKE, et $R_f > 0$ si $\overline{\rho'w'} > 0$, soit dès qu'il y a transformation de TKE en énergie potentielle. Lorsque seules les caractéristiques de l'écoulement moyen sont connues, le nombre de Richardson prend plutôt la forme

$$R_{i,g} \equiv \frac{N^2}{(\partial U/\partial z)^2}, \quad (1.11)$$

lequel correspond au nombre de Richardson de gradient local⁵. Par convention, la turbulence est dite inhibée par la flottabilité dès que $R_{i,g} > 0,25$, soit dès que l'écoulement présente les caractéristiques du régime laminaire. La dissipation est alors essentiellement contrôlée par l'agitation moléculaire. À $R_{i,g} < 0,25$, la flottabilité ne parvient plus à contrer les fluctuations de vitesse et la dissipation (diffusion) relève du coefficient K_ν (K_ρ), lequel est pondéré par l'amplitude de $R_{i,g}$ (p.ex. Durski *et coll.* 2004; Ivey *et coll.* 2008).

Deuxièmement, si la dissipation de l'énergie cinétique turbulente est considérée en lieu et place de P_r , le ratio

$$\gamma_{\text{app}} \equiv \frac{J'_b}{\varepsilon} = \frac{K_\rho N^2}{\varepsilon}, \quad (1.12)$$

est obtenu, lequel quantifie l'efficacité apparente du mélange (aussi appelée «coefficient de mélange», Oakey 1985). Cette efficacité est équivalente à $\gamma_{\text{app}} = R_f/(1 - R_f)$ en condition stationnaire et homogène. Pour des raisons strictement structurelles, $\gamma_{\text{app}} \ll$

5. En utilisant les définitions des coefficients de diffusivité diapycnale, $K_\rho = J'_b/N^2$, et de viscosité turbulente, $K_\nu = -\overline{u'w'}/(\partial U/\partial z)$, et en se rapportant aux relations 1.10 et 1.11, il se trouve que $K_\nu/K_\rho = R_{i,g}/R_f$.

1/3 : la flottabilité n'influence que la dynamique verticale du mouvement, alors que les trois composantes du champ fluctuant subissent les effets de la dissipation, $u'_i = (u', v', w')$. Des mesures empiriques tendent d'ailleurs à statuer que $\gamma_{\text{app}} \leq 0,2$ ($R_f \leq 0,15$; Ivey & Imberger, 1991), $\Gamma \equiv 0,2$ étant l'efficacité seuil communément employée en océanographie (Moum, 1996). Cette donnée ne donne toutefois qu'une limite supérieure au mélange, l'amplitude de γ_{app} étant plutôt variable et dépendante des conditions de l'écoulement. Lorsque $R_{i,g}$ tombe sous le seuil critique de $\sim 0,1-0,25$, c.-à-d. lorsque l'écoulement devient pleinement turbulent, l'efficacité tendrait vers une valeur quasi constante de $\gamma_{\text{app}} \approx 0,16-0,2$. À l'extérieur de ce régime, ce ratio demeurerait toutefois largement indéterminé (Lozovatsky & Fernando, 2013).

1.1.2 La vorticité et la cascade d'énergie de la turbulence

D'entrée de jeu, l'écoulement turbulent a été décrit comme un phénomène qui assure le transfert de l'énergie cinétique vers les plus petites échelles du mouvement. Cette passation est assurée par la vorticité du fluide et, plus particulièrement, par la propriété d'étirement des remous qui permet de générer des structures tourbillonnaires de plus en plus petites. Du point de vue dynamique, c'est l'interaction entre la vorticité et les gradients de vitesse qui est   l'origine de la création et du maintien de la turbulence.

La vorticité La vorticité, qui n'est autre que le rotationnel du champ de vitesse $\omega_i = \epsilon_{ijk} \partial u_k / \partial x_j$ (avec ϵ_{ijk} , le tenseur des permutations antisymétrique), est implicitement liée   la dynamique de l'écoulement telle que décrite par l'équation de N-S. Cette variable est dans les faits masquée dans les termes d'advection et de viscosité qui, pour un fluide incompressible, peuvent être r ecrits sous la forme

$$\begin{aligned} u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= -\epsilon_{ijk} u_j \omega_k + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{2} u_j u_j \right) \\ \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} &= -\nu \epsilon_{ijk} \frac{\partial \omega_k}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

ce qui transforme l'équation 1.2,

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{g}{\rho_0} \delta_{i3} \rho - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{p}{\rho_0} + \frac{1}{2} u_j u_j \right) + \epsilon_{i,j,k} u_j \omega_k - \nu \epsilon_{ijk} \frac{\partial \omega_k}{\partial x_j}. \quad (1.14)$$

Dans un écoulement irrotationnel, $\omega_k = 0$ et la relation précédente se réduit à la relation de Bernouilli : l'accélération inertielle n'est alors dictée que par les gradients de pression dynamique. Dans un écoulement turbulent, $\omega_k \neq 0$ et le produit croisé $\epsilon_{i,j,k} u_j \omega_k$ induit un déplacement analogue à la force de Coriolis dans un référentiel en rotation. ω_k représente donc (le double de) la vitesse angulaire d'un petit élément de fluide transporté par l'écoulement et $\epsilon_{i,j,k} u_j \omega_k$, la force exercée sur cet élément suivant le déplacement u_j . Plus important encore, il apparaît que la vorticité peut strictement être générée (ou détruite) par le biais des frictions visqueuses. C'est d'ailleurs la variation $\nu \partial^2 u_i / \partial x_j \partial x_j = \partial(\tau_{ij}) / \partial x_j = -\epsilon_{ijk} \nu \partial \omega_k / \partial x_j$ qui est responsable de ces changements : sans vorticité, aucune énergie cinétique ne peut donc être dissipée par le système.

 tirement et inclinaison des tourbillons L'équation de transport de la vorticité s'obtient en appliquant l'opérateur rotationnel   l'équation de N-S ($\epsilon_{ijk} \partial / \partial x_j$), en notant

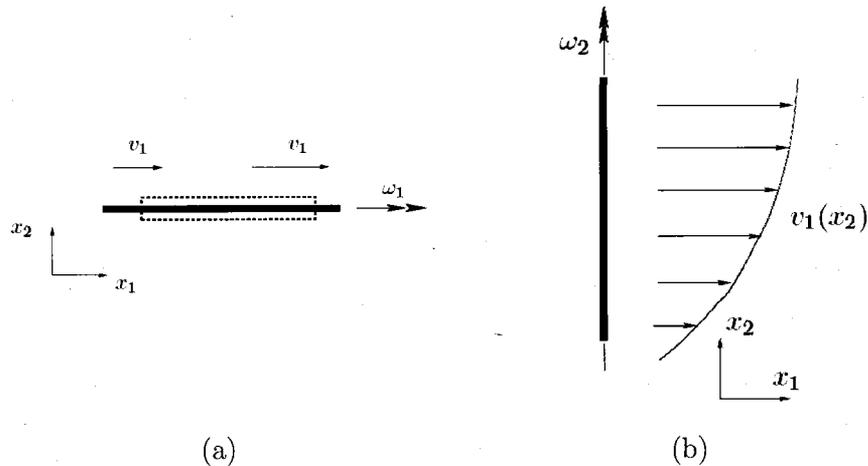


FIGURE 1.2 – (a) Le principe d'étirement du tourbillon. La ligne pointillée indique la dimension du tube vortex sous l'action de $\partial v_1 / \partial x_1 > 0$. (b) Le principe d'inclinaison du tourbillon. Pour une vorticité initiale ω_2 , l'action du champ de cisaille $\partial v_1 / \partial x_2$ mène   la génération d'une vorticité dans la direction x_1 via le terme source $\omega_2 \partial v_1 / \partial x_2$. Modifié d'après Davidson, 2013.

que $\partial u_i / \partial x_i = 0$ (incompressibilité) et $\partial \omega_i / \partial x_i = 0$,

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} = \omega_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.15)$$

$$= \omega_j s_{ij} + \nu \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (1.16)$$

Le terme de pression disparaît de cette description : il s'agit d'un terme symétrique qui s'annule lorsque multiplié par le tenseur antisymétrique ϵ_{ijk} . De fait, les gradients de pression exercent une contrainte normale qui agit sur le centre d'une particule fluide et ne peut, en ce sens, produire une rotation. La gravité est également évacuée du problème comme elle constitue un invariant du déplacement.

Outre le terme de viscosité, qui élimine tout mouvement aux très petites échelles de l'espace, l'équation précédente fait apparaître un terme source essentiel à la turbulence. $\omega_j \partial u_i / \partial x_j$ illustre l'amplification et la rotation/inclinaison des lignes de vorticité par l'écoulement. Écrit terme à terme, ce dernier prend la forme

$$\omega_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \begin{cases} \omega_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \omega_2 \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \omega_3 \frac{\partial u_1}{\partial x_3}, & i = 1 \\ \omega_1 \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \omega_2 \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \omega_3 \frac{\partial u_2}{\partial x_3}, & i = 2 \\ \omega_1 \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \omega_2 \frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \omega_3 \frac{\partial u_3}{\partial x_3}, & i = 3 \end{cases} \quad (1.17)$$

Les composantes $i = j$ (diagonales) représentent l'*étirement des tourbillons* (voir la fig. 1.2a). Un gradient de vitesse $\partial u_i / \partial x_j > 0$ qui agit sur un élément de fluide cylindrique en rotation va nécessairement induire une augmentation de ω_j comme le décrit l'équation 1.16. Lorsque la viscosité est négligeable, le tube vortex (ou tube tourbillon) que forme ce cylindre se déplace avec le fluide. Le flux de vorticité (ou la circulation) le long de ce tube est supposé constant et invariant dans le temps. L'augmentation de ω_j provoque donc un étirement du tube et, tel que l'impose l'incompressibilité (conservation de la masse et donc, du volume du tube), une diminution de sa section transversale. Sous l'effet des gradients de vitesse $\partial u_i / \partial x_j > 0$, l'élément de fluide sera conséquemment allongé et aminci : il y a aura transfert d'énergie cinétique vers les plus petites échelles

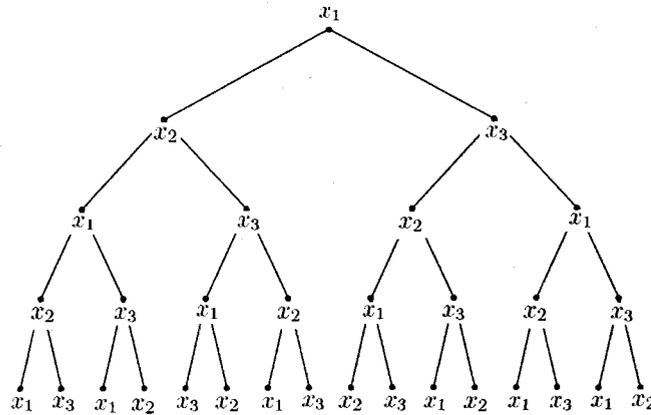


FIGURE 1.3 – La représentation de la cascade d'énergie selon Bradshaw (1976). Chacune des branches de l'arbre représente une famille de tourbillons générés par le processus d'étirement/inclinaison. L'axe x_1 , x_2 , x_3 des structures est indiqué à chacune des étapes.

de l'espace. Par extension, seuls les tourbillons alignés en direction du tenseur des contraintes, s_{ij} , sont en mesure d'extraire une énergie cinétique du mouvement moyen.

Pour leur part, les composantes $i \neq j$ de l'équation 1.17 (hors diagonale) représentent l'*inclinaison des tourbillons* (voir la fig. 1.2b). Il s'agit de l'obliquité des filets tourbillons qu'occasionne le cisaillement d'un champ de vitesse, un phénomène qui provoque l'apparition d'une composante rotationnelle dans les directions perpendiculaires à la vorticit   initiale. La turbulence, via les termes $\omega_j \partial u_i / \partial x_j$, est donc intrins  quement tridimensionnelle⁶.

La cascade d'  nergie L'  tirement des tourbillons assure le transfert de l'  nergie cin  tique d'une   chelle    l'autre du mouvement. Ce transfert ne favorise pas unique-

6. La turbulence dite *bidimensionnelle*, pour laquelle $\omega_j \partial u_i / \partial x_j = 0$, est un cas tr  s particulier de la dynamique des   coulements g  ophysiques. Comme ce d  placement n'admet aucune g  n  ration de vorticit  , l'ensrophie, d  finie comme $\overline{\omega'_i \omega'_i}$, ne peut que d  cro  tre sous l'action de la viscosit      mesure que s'intensifie le champ fluctuant. Cette quantit   est donc conserv  e en turbulence 2D lorsque $\nu \rightarrow 0$.    ces   chelles du mouvement, la dissipation de l'  nergie cin  tique est (quasi) nulle. La conservation simultan  e de $\overline{\omega'_i \omega'_i}$ et $\overline{u'_i u'_i}$ impose le d  veloppement de deux cascades exclusives. D'une part, une cascade directe d'ensrophie, dirig  e vers les plus petites   chelles du mouvement, et, d'autre part, une cascade inverse d'  nergie, dirig  e vers les grandes   chelles du mouvement. Cette turbulence est donc soumise    l'action de la stratification et de la force de Coriolis qui restreignent les d  placements verticaux. Ce type d'  coulement chaotique, quasi g  ostrophique et bidimensionnel est d  sign   sous l'appellation *turbulence g  ostrophique* (voir p.ex. Kundu & Cohen, 2008).

ment la direction initialement touchée par le cisaillement, mais bien l'ensemble des trois composantes de l'espace grâce aux termes hors diagonale de $\omega_j \partial u_i / \partial x_j$. Ces modes d'interaction non linéaire permettent la création d'un ensemble de tourbillons de plus en plus petits, qui induisent eux-mêmes des gradients de vitesse de plus en plus grands. Aussi, une perturbation initiale de grande échelle génère une suite d'interactions qui peut être représentée à la manière d'un « arbre généalogique », la superposition des générations illustrant la chronologie des événements qui mène à la cascade d'énergie de la turbulence (Richardson, 1922). Il s'agit de l'arbre de Bradshaw (1976) qui offre une représentation graphique du transfert interéchelle et du caractère isotropique qu'acquiert le champ tourbillonnaire à mesure que s'opère le mécanisme d'étirement. Comme le démontre la figure 1.3, les tourbillons oublient peu à peu l'orientation du champ de contrainte à l'origine du mouvement turbulent. Contrairement à leurs « ancêtres », les remous de petites échelles ne conservent pas les caractéristiques de l'écoulement moyen, d'où la perte d'une direction préférentielle. Cette réaction en chaîne produit un spectre d'énergie $S(k)$ où le nombre d'onde $k = 2\pi/l$ ([cpm]) illustre symboliquement l'échelle spatiale l des tourbillons créés aux différentes générations : c'est l'idée du *continuum* précédemment énoncée.

Le spectre de Kolmogorov La description statistique de cette passation de l'énergie fait généralement référence au spectre de Kolmogorov (1941). Cette théorie décrit le caractère *universel* de la turbulence aux échelles inertielles du mouvement, lorsque $\nu \rightarrow 0$. Elle s'appuie sur une analyse dimensionnelle pour prédire, à l'aide d'une loi d'échelle, l'allure du spectre de l'énergie cinétique $S(k, \varepsilon, \nu)$, soit

$$E(k, \varepsilon) \sim \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \text{ lorsque } \nu \rightarrow 0. \quad (1.18)$$

Cette loi présuppose que la turbulence est homogène et isotrope, et que la vitesse u' d'un tourbillon varie proportionnellement à sa taille, $u'(l) \sim (\varepsilon l)^{1/3}$ (la loi d'échelle de Taylor, 1935). Ce faisant, chacune des échelles du mouvement possède un temps caractéristique qui varie selon $l/u' \sim \varepsilon^{-1/3} l^{2/3}$, ce qui assure la validité de la représentation spectrale et, par le fait même, le concept de cascade lié à l'étirement des tourbillons. Les interactions

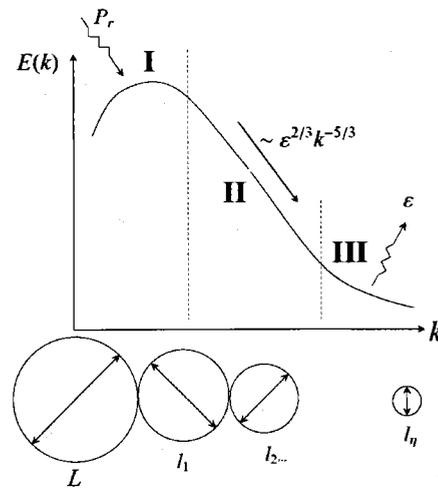


FIGURE 1.4 – Schématisation du spectre de Kolmogorov.

se font donc localement, entre des structures de même dimension, ce qui permet une décroissance rapide du spectre et le transfert de l'énergie vers les plus petites échelles de l'espace. Aussi, quelle que soit la valeur de la viscosité, il y aura dissipation de l'énergie cinétique dans les zones de fort cisaillement où se concentre la vorticité. $\varepsilon \rightarrow 0$ même si $\nu \rightarrow 0$.

Le spectre de Kolmogorov se compose de trois grands domaines (voir la fig. 1.4) : **I** la sous-échelle [*ang*] d'*energy-containing*, dans laquelle est produite l'énergie cin tinue turbulente grâce aux interactions non linéaires qui naissent entre le courant moyen et les tourbillons de grandes échelles (le terme P_r de l' q. 1.9) ; **II** la sous-échelle inertielle, dans laquelle l'énergie est strictement transférée selon la loi $E(k, \varepsilon)$; et **III** la sous-échelle dissipative, où la TKE résiduelle est finalement transformée en énergie thermique par les contraintes visqueuses (le terme ε de l' q. 1.9). Symboliquement, un équilibre se crée entre ce qui pénètre dans le système, P_r , et ce qui en sort, ε , d'où un flux d'énergie stationnaire dans l'intervalle $2\pi/L_0 = k_0 < k < k_\eta$, avec $k_\eta = (\varepsilon/\nu^3)^{1/4}$, le nombre d'onde de Kolmogorov.

  l'échelle $L_\eta \sim k_\eta^{-1}$, les forces visqueuses qui freinent le mouvement acquièrent une importance similaire aux forces inertielles, ce qui survient aux plus petites échelles du mouvement (typiquement de 6×10^{-5} m, dans les zones les plus actives tels les détroits

océaniques, à 10^{-2} m, dans les abysses ; Thorpe, 2005). À l'autre extrémité du spectre, la taille maximale L des tourbillons est limitée par la flottabilité qui impose une contrainte dynamique supplémentaire. En milieu stratifié, l'énergie cinétique transportée par les remous doit contrer la tendance à l'équilibre qui impose une réorganisation verticale des particules fluides (c.-à-d. la restratification qui inhibe le mouvement turbulent). En océanographie, l'échelle d'Ozmidov, $L = L_O \equiv (\epsilon/N^3)^{1/2}$ (typiquement de 1 à 10 m ; Thorpe, 2005), sert généralement à définir cette limite spatiale. Elle correspond à l'échelle spatiale à laquelle l'énergie cinétique transportée par le champ fluctuant, $\overline{u'^2} \sim (l\epsilon)^{2/3}$, est égale à l'énergie potentielle générée par les retournements, $\sim N^2 l^2$. Enfin, il est intéressant de noter que la séparation spectrale entre les domaines I et III est directement proportionnelle au nombre de Reynolds, $k_O/k_\eta \sim Re^{3/4}$: l'échelle inertielle ne subsiste qu'en turbulence pleinement développée, lorsque Re est grand.

Les rapports d'échelle de la turbulence L'importance relative des différentes échelles du mouvement fluctuant et, plus spécifiquement, des forces qui le contrôlent détermine le *caractère* turbulent de l'écoulement. C'est du moins ce que permet le nombre adimensionnel de Froude turbulent, qui oppose l'échelle de temps de la flottabilité, N^{-1} , à l'échelle de temps inertielle des fluctuations de vitesses, l/u' ,

$$F_{r,t} = \frac{u'}{NL_T} = \left(\frac{L_O}{L_T} \right)^{2/3} \quad (1.19)$$

Dans cette relation, l'échelle spatiale l caractéristique de la turbulence est donnée par l'échelle de Thorpe, qui est définie comme la moyenne quadratique des déplacements verticaux générés par les tourbillons, $L_T \equiv \overline{\delta_T^2}^{1/2}$ (Thorpe, 1977)⁷. Le nombre $F_{r,t}$ est donc dépendant du ratio des échelles de la turbulence, $R_{OT} = L_O/L_T$, lequel tendrait, selon Wijesekera & Dillon (1997) et Smyth & Moum (2000), à augmenter avec l'âge des retournements, de leur création (régime pré-turbulent) à leur complète disparition (régime visqueux, dans lequel est freiné le mouvement). À $R_{OT} \approx 1$ ($F_{r,t} \approx 1$), la turbulence est dite à l'équilibre d'inertie-flottabilité (*[ang] inertial-buoyancy balance*) : les forces inertielles associées aux fluctuations u' sont juste assez importantes pour

7. Une description plus détaillée de l'échelle de Thorpe est présentée au chapitre 2, section 2.3.

contrer les effets de la gravité. À $R_{OT} \gg 1$ ($F_{r,t} \gg 1$), le mouvement fluctuant n'est plus soumis au retour à l'équilibre statique qu'impose la stratification et l'écoulement présente un caractère fortement turbulent.

Aux très petites échelles du mouvement, l'échelle de temps caractéristique des fluctuations de vitesses est inversement proportionnelle au champ de contraintes des plus petits tourbillons, $\gamma = (\varepsilon/\nu)^{1/2}$, d'où

$$F_{r,\gamma} = \frac{\gamma}{N} = \left(\frac{\varepsilon}{\nu N^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{L_O}{L_\eta} \right)^{2/3}, \quad (1.20)$$

le nombre de Froude de petites échelles (Imberger & Boashash, 1986), qui permet de quantifier l'importance de la flottabilité à l'autre bout du spectre de la turbulence, où dominant les forces visqueuses. Puisque $F_{r,\gamma}$ fixe l'intervalle spectral à l'intérieur duquel le mouvement fluctuant est influencé ni par la flottabilité ni par la viscosité, qui affectent respectivement les plus grandes et les plus petites échelles de la turbulence, $F_{r,\gamma}$ a historiquement été associé à un nombre de Reynolds,

$$R_{e,b} = \frac{\varepsilon}{\nu N^2}, \quad (1.21)$$

le nombre de Reynolds de flottabilité. Ce dernier a été largement utilisé dans la littérature pour quantifier l'intensité de la turbulence stratifiée (p.ex. Ivey & Nokes 1989; Stlinger *et coll.* 1983), le régime de la turbulence classique étant généralement contenu à $R_{e,b} > 15 - 30$.

1.1.3 Le transport des scalaires

Les fluctuations de vitesses provoquent une cascade spatiale de la quantité de mouvement qui entraîne avec elle les traceurs ϕ du fluide, soit toutes quantités conservées le long du parcours d'une particule fluide se déplaçant avec l'écoulement (les propriétés du fluide, que ce soit la température ou la salinité, $\phi = T, S$, ou tout élément qui donne lieu à une concentration $\phi = C$). Ces dernières sont *compressées* par le champ de

contrainte qui se forme entre les structures turbulentes, puis *transportées* aux différentes échelles de l'espace. La trajectoire chaotique de l'écoulement turbulent étire et plie les isolignes de la propriété (voir la fig. 1.5), ce qui génère une variation ϕ' de la concentration scalaire. Ce processus amplifie les gradients locaux $\partial\phi'/\partial x_i$ qui, progressivement, atteignent l'échelle de la diffusivité moléculaire où s'opère la destruction de la variance par l'agitation thermique des molécules. Les vitesses u' affectent donc la variance $\overline{\phi'^2}$ et engendrent une accélération du taux de mélange, ce qui provoque une homogénéisation du fluide. En turbulence pleinement développée, le transport des scalaires est essentiellement contrôlé par le champ fluctuant. Ces derniers sont donc dits *passifs* comme ils n'influencent en rien l'écoulement.

Description mathématique Il est possible de dériver une relation similaire à l'équation 1.7 pour décrire l'évolution temporelle de la variance $\overline{\phi'^2}$. En posant $\phi = T$ et en utilisant la décomposition de Reynolds, $T = \bar{T} + T'$, il se trouve que

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j}\right) \frac{\overline{T'^2}}{2} = \frac{1}{2} \left[\kappa_T \frac{\partial^2 \overline{T'^2}}{\partial x_j \partial x_j} - \overline{u'_j \frac{\partial T'^2}{\partial x_j}} \right] - \overline{u'_j T'} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \kappa_T \frac{\partial \overline{T'} \frac{\partial T'}{\partial x_j}}{\partial x_j}, \quad (1.22)$$

avec κ_T , la diffusivité thermique ($[m^2s^{-1}]$). À la manière de l'énergie cinétique, les termes entre $[\cdot]$ du membre de droite correspondent au transport de la variance par les contraintes visqueuses et les contraintes de Reynolds : ces derniers ne servent qu'à redistribuer $\overline{T'^2}$ à l'intérieur d'un certain volume de contrôle et peuvent, en moyenne, être

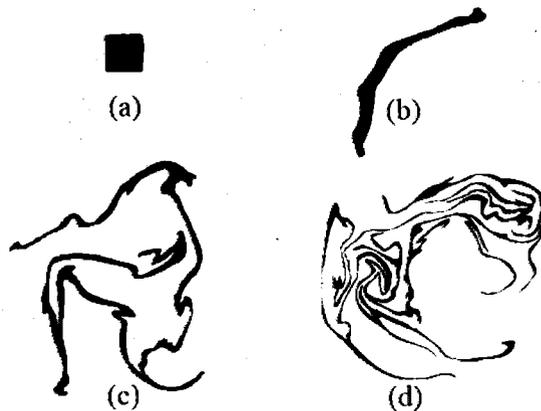


FIGURE 1.5 – Dynamique d'étirement et de pliage agissant sur un petit élément de fluide coloré en noir. L'intensité du mélange augmente de (a) à (d). Modifié d'après Welander (1955).

négligés. Les deux derniers termes correspondent respectivement au taux de production de la variance par les retournements qui agissent contre le gradient moyen de l'écoulement, $\partial\bar{T}/\partial x_j$, et au taux de destruction des fluctuations T' à l'échelle moléculaire. En supposant une turbulence stationnaire, homogène et isotrope, et une stratification verticale dominante, $\partial\bar{T}/\partial x_j \sim \partial\bar{T}/\partial z$, l'équation 1.22 se réduit à

$$2\overline{w'T'}\frac{\partial\bar{T}}{\partial z} = -6\kappa_T\overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial z}\right)^2}. \quad (1.23)$$

Il s'agit du cas simplifié où la production de la variance $\overline{T'^2}$ est balancée par le taux de diffusion $\chi_\theta = 6\kappa_T\overline{(\partial T'/\partial z)^2}$, le taux de destruction de la variance T' qui survient typiquement à l'échelle du millimètre (Thorpe, 2005). En utilisant l'analogie du flux Fickien, la relation précédente peut se réécrire sous la forme (Osborn & Cox, 1972)

$$K_T = \frac{\chi_\theta}{2(\partial\bar{T}/\partial z)^2}, \quad (1.24)$$

ce qui donne une estimation simple du coefficient *apparent* de diffusivité thermique turbulente.

1.1.4 Microstructure et turbulence océanique

En pratique, il est quasi impossible de déterminer l'opérateur moyenne qui permet de dissocier convenablement les manifestations de la turbulence océanique (·) du champ d'écoulement moyen. L'observation du phénomène se fait donc par le biais de la *microstructure* que laisse le champ fluctuant dans le milieu, à savoir les structures de très petites échelles qui naissent de la cascade d'énergie et qui sont liées de manière non équivoque à l'existence d'une turbulence. Ces dernières influencent tant la dimension vectorielle de l'écoulement, via les termes u'_i , que la dimension scalaire, via les traceurs passifs, ce qui donne deux avenues possibles à l'échantillonnage.

Échantillonnage de la turbulence L'observation dite *directe* tire profit de la description spectrale du transfert de l'énergie cinétique turbulente et, plus spécifiquement,

de la forme théorique du spectre universel $E(k)$, sachant que

$$\varepsilon = \frac{15}{2} \nu \left(\int_{k_O}^{k_N} S_{du'/dz}(k) dk \right) \quad (1.25)$$

en condition stationnaire, homogène et isotrope. Ici, $S_{du'/dz}(k)$ correspond au spectre unidimensionnel des gradients de vitesse horizontale, du'/dz , tel qu'estimé par des mesures empiriques entre k_O et k_N . k_N représente le nombre d'onde de Nyquist qui fixe, pour un échantillonnage donné, l'échelle minimale des fluctuations pouvant être observées. Les profileurs à cisaille employés en milieu marin se doivent donc d'offrir des caractéristiques (p.ex. pas d'échantillonnage, vitesse de descente) qui permettent une précision de mesure de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov de sorte que $k_N \sim k_\eta$ (en pratique, de l'ordre du centimètre). Cette condition remplie, différents modèles théoriques servent à prédire la forme exacte du spectre (simplifié) de Kolmogorov, $E(k) \sim S_{du'/dz}(k)$, et de là, à estimer le taux ε (voir p.ex. Roget *et coll.*, 2006).

De manière analogue, la densité spectrale $S_{dT'/dz}$ des gradients scalaires, dT'/dz , sert à quantifier l'effet des fluctuations en milieu stratifié, soit

$$\chi_\theta = 6\kappa_T \left(\int_{k_O}^{k_N} S_{dT'/dz}(k) dk \right), \quad (1.26)$$

ce qui permet d'exploiter l'aspect scalaire de la turbulence. Dans ce cas, l'échelle $k_N^{-1} \sim k_B^{-1} \sim (\nu\kappa_T^2/\varepsilon)^{1/4}$ donne la limite inférieure des anomalies de température observables (en pratique, de l'ordre du millimètre), une limite imposée par la théorie de Batchelor qui prédit le comportement des traceurs passifs soumis à un écoulement turbulent (Batchelor, 1959). Cette approche ne donne qu'une estimation *indirecte* du taux de dissipation ε , un sujet qui sera traité en plus amples détails au chapitre 2.

Microstructure et finestructure La petitesse typique des fluctuations du'/dz , dT'/dz explique le terme *microstructure* souvent utilisé pour décrire les structures turbulentes observées aux échelles inférieures au mètre. L'appellation *finestructure* fait plutôt référence aux manifestations visibles à l'échelle du mètre (entre 1 et 100 m), c.-à-d. aux

processus physiques qui *peuvent* causer un mélange, sans pour autant y être directement liés. Les ondes inertielles, les ondes internes de gravité, les inversions de densité (ou retournements) et les [*ang*] *interleaving* sont des exemples de phénomènes océanographiques dits de finestructure.

Origine dynamique Les instabilités dynamiques de hautes fréquences, qui ne constituent qu'une petite fraction du spectre de la cisaille, sont habituellement identifiées comme étant la cause probable de la turbulence en milieu marin. Ces instabilités englobent les trois modes de déplacement dominants des fluides stratifiés et incompressibles, à savoir (i)-(ii) la propagation ascendante et descendante des ondes internes, dont la fréquence est comprise entre la fréquence de Coriolis effective ($f_{eff} = f + \xi/2$ avec ξ , la composante verticale de la vorticité locale de grande échelle; Kunze, 1985) et la fréquence de flottabilité (N); et (iii) les vortex horizontaux, qui possèdent une vorticité potentielle, aucune vitesse verticale et une structure verticale arbitraire (Muller, 1984). Ces tourbillons règlent l'échelle horizontale de la turbulence, qui s'étend de quelques mètres à quelques kilomètres (Gregg, 1987), et composent la portion basse fréquence des phénomènes dissipatifs. Il s'agit de structures non propagatives qui se développent dans des écoulements horizontaux et rotationnels. Elles se présentent sous la forme de tourbillons anisotropes et très aplatis (d'où l'appellation [*ang*] *pancake eddies*). Le mécanisme physique à l'origine de leur création demeure néanmoins mal connu et seuls les modes propagatifs sont généralement considérés dans l'étude du mélange. En milieu naturel, l'observation ciblée des ondes internes et de leurs interactions représente toutefois un défi, tant sur le plan de l'échantillonnage que du traitement des données (voir p.ex. Pinkel (2005)). Aussi, les recherches observationnelles se contentent généralement de décrire la dynamique source/redistribution/dissipation de l'énergie cinétique via les termes ε et χ_θ , sans en expliquer la genèse.

1.2 Fronts océaniques

Depuis le milieu des années 1990, la littérature scientifique accorde une attention grandissante aux manifestations océanographiques de submésoséchelles ($\mathcal{O}(1-10)$ km). Cette branche de la dynamique est considérée comme la clé du paradigme de l'océanographie moderne, à savoir l'une des *routes* que suit le transfert de l'énergie cinétique des échelles planétaires, où se concentrent les sources d'énergie géophysiques ($\mathcal{O}(1000-10000)$ km), aux micro-échelles, où s'opère l'essentiel de la dissipation et du mélange nécessaires au maintien d'un état stationnaire ($\mathcal{O}(0,01)$ km et moins; Boccaletti *et coll.*, 2007; McWilliams, 2008; Molemaker *et coll.*, 2005). En dehors des effets de friction liés à l'interaction des courants de larges échelles avec la bathymétrie, qui s'avèrent également importants pour le bilan énergétique des océans (Nikurashin *et coll.*, 2012), ces échelles seraient donc déterminantes pour l'équilibre du système.

Mésoséchelles et submésoséchelles Aux très grandes échelles de l'espace, l'écoulement est supposé balancé par les équilibres hydrostatique et géostrophique qui modulent les déplacements dans le plan vertical et horizontal. Cet équilibre géostrophique des forces demeure valide pour les écoulements océaniques de mésoséchelles ($\mathcal{O}(10-100)$ km) qui constituent l'état *perturbé* du courant moyen, c.-à-d. l'état créé par les instabilités barotrope et barocline. La dynamique tourbillonnaire qui émerge de ces instabilités est primordiale pour le transport latéral des propriétés et de la quantité de mouvement dans le domaine. Il s'agit de la turbulence géostrophique qui donne naissance à des tourbillons de plus en plus grands et, ce faisant, à une cascade d'énergie inverse quasi adiabatique (McWilliams, 2008). Les vitesses verticales associées à ces structures sont $\mathcal{O}(10^{-3} - 10^{-4})$ fois plus petites que la grandeur type des vitesses horizontales, qui s'élèvent à $0,1 \text{ ms}^{-1}$ (Thomas *et coll.*, 2008), d'où le caractère bidimensionnel de ce champ d'écoulement.

Aux échelles juste un peu plus petites, l'équilibre géostrophique est violé par les propriétés locales du déplacement qui tendent à modifier le nombre adimensionnel de Rossby, $R_o = U/fL$, où U et L correspondent à la vitesse et à la longueur caractéristiques de

l'écoulement, et f , au paramètre de Coriolis. Ce dernier quantifie le rapport de force entre l'accélération inertielle et l'accélération occasionnée par la rotation terrestre (ce qui permet de définir le régime rotationnel, $R_O \ll 1$, et le régime non rotationnel, $R_O \gg 1$). À $R_O \sim \mathcal{O}(1)$, l'équilibre des forces n'est plus valide et une circulation agéostrophique secondaire apparaît, laquelle génère des vitesses verticales de $\mathcal{O}(10^{-3})$ m s⁻¹ (Klein & Lapeyre, 2009; Legal *et coll.*, 2007; Mahadevan & Tandon, 2006). Plus importantes que celles normalement observées aux mésoéchelles, ces vitesses s'avèrent très influentes pour le milieu océanique comme elles touchent les cent premiers mètres de la colonne d'eau. Bien que non entièrement tridimensionnelle, la dynamique de submésoéchelles ouvre donc la porte à un transfert de l'énergie vers les échelles dissipatives et favorise le transport des propriétés entre la surface, où s'opère le gros des changements adiabatiques, et l'intérieur des océans.

Frontogénèse Des divers mécanismes aujourd'hui reconnus à titre de générateur de structures de submésoéchelles, la frontogénèse demeure la route la plus probable du transfert direct de l'énergie entre les échelles de l'écoulement (Capet *et coll.*, 2008a; Molemaker *et coll.*, 2010). Il s'agit de l'intensification du gradient de densité que provoque l'action d'un champ de déformation horizontal de grande échelle (Hoskins & Bretherton, 1972; Stone, 1966). Cette manifestation dynamique apparaît, par exemple, dans les zones de confluence des tourbillons et des méandres de mésoéchelles qui caractérisent tout courant géostrophique barocliniquement instable. Plusieurs évidences ont d'ailleurs été accumulées quant à l'existence de ces structures (p.ex. Capet *et coll.* 2008a,b; Castelao *et coll.* 2006; Rudnick 1996) et à leur rôle dans le transfert de l'énergie cinétique du régime d'écoulement rotationnel, au régime d'écoulement non rotationnel et dissipatif (Capet *et coll.*, 2008c; Mahadevan & Tandon, 2006). Les fronts de quelques kilomètres de largeur qui se forment à la surface des océans devraient donc altérer significativement le mélange. C'est du moins ce que tendent à démontrer les études observationnelles réalisées sur le sujet depuis le début des années 2000 (D'Asaro *et coll.*, 2011; Hales *et coll.*, 2009; Inoue *et coll.*, 2010; Johnston *et coll.*, 2011; Nagai *et coll.*, 2009, 2012).

Pour bien comprendre le lien qui unit mélange et fronts, lequel est au cœur du second objectif de cette thèse, les sections qui suivent présentent les bases théoriques de la dynamique de submésoséelles et, plus spécifiquement, de la frontogénèse océanique. Il sera question de la description mathématique du phénomène (section 1.2.1), du concept de vorticité potentielle d'Ertel essentiel au diagnostic des effets de fronts (section 1.2.2), ainsi que des mécanismes de mélange liés aux fronts (section 1.2.3).

1.2.1 Frontogénèse

La discussion qui suit ne traite que de la frontogénèse générée par un champ de déformation horizontal. Ce faisant, le problème consiste en un gradient horizontal de densité, initialement faible et constant, soumis à une contrainte qui impose un étirement dans une direction horizontale compensé par une compression dans la direction opposée (figure 1.6). Ce champ de déformation est supposé purement barotrope et idéalise une zone de confluence. Comme le démontre Pedlosky (1987), si la contrainte imposée par ce champ est constante et que les isopycnes sont alignées parallèlement à l'axe y , tel qu'illustré à la figure 1.6, le gradient de densité en surface augmentera de manière exponentielle dans la zone de confluence. Cette représentation n'est valide qu'en phase de croissance, alors que se forme le front. Avec le temps, la modification de l'équilibre géostrophique qu'impose l'augmentation du gradient de densité en surface induira un déplacement selon l'axe x qui altérera le champ de déformation initial.

Afin de simplifier la description de cette dynamique, il est possible de traiter le problème en supposant que le système respecte l'équilibre dit quasi géostrophique. Cette approximation est admise lorsque les dimensions de l'écoulement sont telles que le nombre de Rossby est petit, mais non suffisant pour permettre l'élimination complète de l'accélération inertielle des équations du mouvement. Les courants océaniques limitrophes respectent, en général, cette condition. C'est le cas du Gulf Stream, pour lequel $U \sim 1 \text{ ms}^{-1}$, $L \sim 10^5 \text{ m}$ et $f \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, et donc $R_O \sim 0,1$. Le traitement exhaustif du problème des petits nombres de Rossby commande une dérivation formelle des équations par le biais de variables adimensionnelles qui permettent un développement en série à

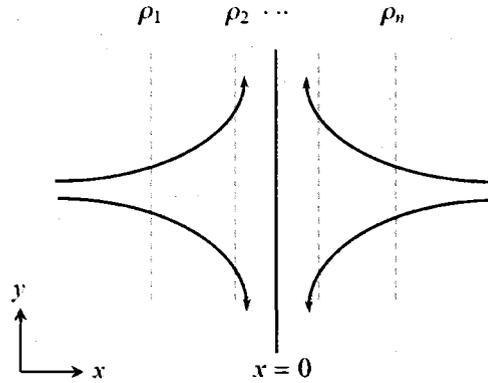


FIGURE 1.6 – Lignes de courant (flèches) d'un champ de déformation horizontal agissant sur un gradient de densité $\partial\rho/\partial x$, avec $\rho_1 > \rho_2 > \rho_n$.

l'ordre $\mathcal{O}(R_0)$ (Pedlosky, 1987). Par souci de concision, une version heuristique de ce développement est présentée dans les paragraphes qui suivent.

L'équilibre quasi géostrophique

Tel que communément formulé pour la description générale de la circulation dans un plan f , le système est considéré incompressible et non-visqueux. Bien que les modifications diabatiques auxquelles est soumise la surface océanique influencent la formation d'un front, elles ne sont pas essentielles à l'apparition de la frontogénèse. Cette dernière survient malgré l'existence d'une diffusion verticale ou horizontale de la chaleur et de la quantité de mouvement, avec ou sans friction de surface et sans dégagement de chaleur latente (Hoskins & Bretherton, 1972). En première approximation, l'écoulement est donc supposé adiabatique.

Sous ces hypothèses, et en posant l'approximation de Boussinesq, l'évolution de l'écoulement peut être décrite par le système d'équations primitives qui rassemble les équations horizontales du mouvement, l'incompressibilité, la conservation de la masse et l'équilibre

hydrostatique, soit

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{u} + \frac{1}{\rho_0} \nabla_h p' = 0, \quad (1.27)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1.28)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0, \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g = 0, \quad (1.30)$$

avec \mathbf{k} , le vecteur unité vertical, $p = p_0 + \bar{p}(z) + p'(x, y, z, t)$, la pression, g , l'accélération gravitationnelle, $\rho = \rho_0 + \bar{\rho}(z) + \rho'(x, y, z, t)$, la densité, ρ_0 et f , la densité de référence et le paramètre de Coriolis, tous deux constants, de même que

$$\mathbf{u} = (u, v, 0)$$

$$\mathbf{v} = (u, v, w) = \mathbf{u} + w\mathbf{k}$$

$$\nabla_h = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, 0)$$

$$\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z) = \nabla_h + \mathbf{k}\partial/\partial z$$

$$D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla.$$

Comme il s'agit ici de trouver le système d'équations qui permettra de décrire l'évolution d'un écoulement à la limite du régime rotationnel, lorsque $R_O \ll 1$, il est possible de développer les équations du mouvement en négligeant, dans un premier temps, les termes d'ordre R_O et en considérant, dans un deuxième temps, les termes d'ordre $R_O = \mathcal{O}(1)$. Cette approche permet de définir le système dit *quasi géostrophique* utile à la description des processus menant à la formation d'un front, premier pas vers la frontogénèse.

Ordre zéro À l'ordre zéro du développement en R_O , l'accélération inertielle peut être négligée dans les équations horizontales du mouvement. Ces dernières deviennent

$$f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_g + \frac{1}{\rho_0} \nabla_h p' = 0, \quad (1.31)$$

ce qui réduit le problème à la forme usuelle de l'équilibre géostrophique (d'où le g ajouté en indice aux composantes horizontales de la vitesse). Puisque f et ρ_0 sont des constantes, l'écoulement peut être défini par une fonction de courant qui satisfait

$$\mathbf{u}_g = \mathbf{k} \times \nabla \psi, \quad (1.32)$$

soit

$$\psi = \frac{1}{f\rho_0} p'. \quad (1.33)$$

Cette formulation contraint les vitesses géostrophiques à respecter l'équation de continuité bidimensionnelle, $\nabla_h \cdot \mathbf{u} = 0$: ces dernières sont conséquemment non divergentes. De plus, l'équilibre du vent thermique, qui correspond à la $\partial/\partial z$ de l'équation 1.33, et l'équilibre hydrostatique permettent de poser que

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{1}{f\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} = -\frac{g}{f\rho_0} \rho'. \quad (1.34)$$

Les fluctuations verticales de ψ sont donc liées aux perturbations de l'état d'équilibre (c.-à-d. aux anomalies de densité).

Ordre un À l'ordre un, toute fonction de courant génère un écoulement géostrophique dont l'évolution est influencée par les correctifs d'ordre $R_O = \mathcal{O}(1)$ dans le système d'équations 1.27 à 1.30. Ces correctifs induisent une déviation, ou agéostrophie (notée a), de l'état d'équilibre :

$$\frac{D\mathbf{u}_g}{Dt} + f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_a = 0, \quad (1.35)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_a + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1.36)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla \rho' - w \frac{d\bar{\rho}}{dz} = 0. \quad (1.37)$$

Dans cette expression, la dérivée totale suit la trajectoire d'une particule fluide⁸ se déplaçant avec l'écoulement géostrophique,

$$D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u}_g \cdot \nabla_h. \quad (1.38)$$

Aussi, l'advection, qui est du premier ordre en R_O , ne tient pas compte du déplacement vertical occasionné par $w(\partial w/\partial z)$. Ce terme est d'ordre R_O^2 , la vitesse verticale constituant elle-même une perturbation d'ordre un. Tel que le démontre l'équation 1.35, l'accélération du mouvement géostrophique et, par conséquent, son évolution sont assurées par la composante agéostrophique de l'écoulement que produit la force de Coriolis. En utilisant la définition de la vorticité relative, $\xi_g = \nabla \times \mathbf{u}_g = \partial v_g/\partial x - \partial u_g/\partial y = \nabla_h^2 \psi$, l'écriture des équations horizontales du mouvement (éq. 1.35) peut être simplifiée, ce qui réduit le système quasi géostrophique aux relations

$$(\partial/\partial t + \mathbf{u}_g \cdot \nabla_h)\xi_g = \frac{D\xi_g}{Dt} = f \frac{\partial w}{\partial z} \quad (1.39)$$

et

$$(\partial/\partial t + \mathbf{u}_g \cdot \nabla_h)\rho' = \frac{D\rho'}{Dt} = w \frac{d\bar{\rho}}{dz}, \quad (1.40)$$

où $\bar{\rho}(z)$ est la distribution de densité standard qui possède une fréquence de flottabilité $N^2 \equiv -(g/\rho_0)d\bar{\rho}/dz$. Les dérivées temporelles, $\partial/\partial t$, peuvent aisément être éliminées du problème en combinant les équations 1.39 et 1.40. Pour ce faire, il suffit de noter que

$$f\xi_g = -\frac{1}{\rho_0}\nabla_h^2 \rho', \quad (1.41)$$

une relation obtenue en introduisant la définition de la vorticité ξ_g dans l'équation des vitesses géostrophiques (éq. 1.31), et que

$$f \frac{\partial \xi_g}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\nabla_h^2 \rho') = \frac{g}{\rho_0} \nabla_h^2 \rho'. \quad (1.42)$$

Ce faisant,

$$\left(N^2 \nabla_h^2 + f^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)w = f \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{u}_g \cdot \nabla_h \xi_g) - \frac{g}{\rho_0} \nabla_h^2 (\mathbf{u}_g \cdot \nabla \rho'), \quad (1.43)$$

8. [déf.] Chacun des éléments de matière infiniment petits constituant un fluide (Grand Dictionnaire Terminologique, consulté en 2013).

une relation connue sous la dénomination d'équation- ω (Hoskins *et coll.*, 1978). Cette dernière permet de stipuler que le déplacement vertical peut être déduit des propriétés de l'écoulement géostrophique. Le mouvement agéostrophique est donc une conséquence de l'état d'équilibre et y est intimement lié.

En première approximation, et en supposant que l'écoulement prend la forme d'une onde sinusoïdale, le terme de gauche de l'équation 1.43 peut être assimilé à un déplacement vertical négatif (lorsque le terme de droite est positif), soit $(N^2 \nabla_h^2 + f^2 \partial^2 / \partial z^2) w \sim -w$ (Hoskins *et coll.*, 1978). Les sources de ce déplacement sont données par les termes de droite, qui correspondent respectivement à la dérivée verticale de l'advection de la vorticité géostrophique et au laplacien de l'advection horizontale de la densité par l'écoulement géostrophique.

L'application à une frontogénèse bidimensionnelle Pour bien comprendre l'ajustement agéostrophique qui se crée en situation de frontogénèse, il est possible

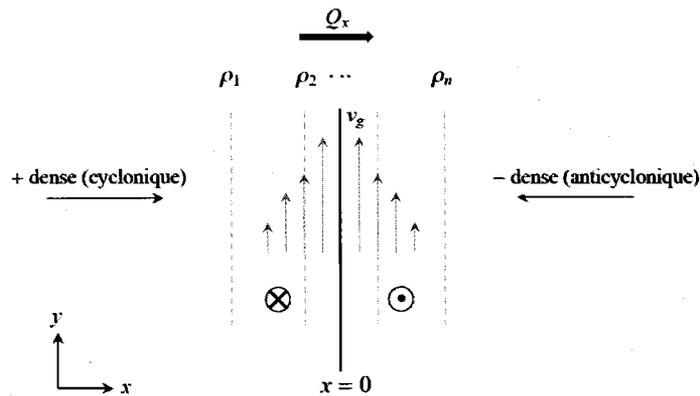


FIGURE 1.7 – Schématisation d'une frontogénèse initiée par une confluence de grande échelle. Le front est orienté selon l'axe x de sorte que $\partial \rho' / \partial x < 0$ et $\partial \rho' / \partial y = 0$ (avec $\rho_1 > \rho_2 > \rho_n$). Dans cette configuration, $Q_x = g / \rho_0 (\partial u_g / \partial x \cdot \partial \rho' / \partial x) > 0$ et le courant-jet, représenté par les flèches bleues, est dirigé vers les y positifs. Ce faisant, $\partial v_g / \partial x > 0$ et $\partial Q_x / \partial x > 0$ (divergent) du côté dense du front, ce qui induit une descente des eaux ($\partial w / \partial z > 0$, l'axe des z pointant hors de la page). Inversement, $\partial v_g / \partial x < 0$ et $\partial Q_x / \partial x < 0$ (convergent) du côté moins dense et un mouvement ascendant se développe. Ce déplacement vertical augmente l'intensité de la vorticité relative en surface (cyclonique à gauche, anticyclonique à droite), ce qui accélère le courant-jet.

de considérer le cas simple d'une confluence à grande échelle orientée selon l'axe x (fig. 1.7). Pour simplifier le problème, le gradient de densité initial est supposé parallèle à cet axe et négatif, $\partial\rho'/\partial x < 0$. Dans cette géométrie, et en considérant l'équilibre $f\partial v_g/\partial z = -(g/\rho_0)\partial\rho'/\partial x$, le système d'équations quasi géostrophique correspond à

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla\right)v_g + fu_a = 0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla\right)\rho' + w\frac{d\bar{\rho}}{dz} = 0 \quad (1.44)$$

$$\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (1.45)$$

Si les mouvements agéostrophiques, (u_a, w) , sont dans un premier temps négligés, il est possible de démontrer que

$$\frac{g}{\rho_0} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla\right) \left(\frac{\partial\rho'}{\partial x}\right) = -f \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla\right) \left(\frac{\partial v_g}{\partial z}\right) = Q_x \quad (1.46)$$

avec $Q_x = -(g/\rho_0)(\partial\mathbf{u}_g/\partial x) \cdot \nabla\rho'$ (Hoskins *et coll.*, 1978). Pour une particule fluide se déplaçant avec l'écoulement, le déplacement géostrophique détruit l'équilibre du vent thermique en modifiant ses deux composantes par une quantité égale mais opposée. Les déplacements agéostrophiques servent donc à restaurer cet équilibre en générant soit un déplacement w qui modifie le gradient horizontal de densité, soit une vitesse u_a qui altère le cisaillement de la vitesse géostrophique. En combinant l'effet de ces termes, les équations 1.44 peuvent être retranscrites sous la forme

$$N^2 \frac{\partial w}{\partial x} - f^2 \frac{\partial u_a}{\partial z} = 2Q_x, \quad (1.47)$$

dont la dérivée en x correspond à la version bidimensionnelle (x, z) de l'équation- ω (équ. 1.43).

Pour $Q_x > 0$, l'état d'équilibre sera généralement maintenu par un déplacement vertical $\partial w/\partial x > 0$ et une vitesse agéostrophique horizontale $\partial u_a/\partial z < 0$ ⁹. Le patron de déplacement qui naît dans le plan $x - z$ est schématisé à la figure 1.8. Pour un front positionné en $x = 0$, il sera possible d'observer un déplacement vertical orienté vers le bas du côté dense du front, c.-à-d. du côté des x négatifs, et inversement. La boucle de circulation secondaire est complétée par un écoulement agéostrophique orienté vers les

9. En rappelant que l'axe z est conceptuellement dirigé vers le haut.

x négatifs en surface et, à l’opposé, vers les x positifs en profondeur. Cette circulation tend à incliner les isopycnes par rapport à la verticale et donc, à provoquer une restratification à la limite du front qui contrebalance le renforcement du gradient de densité qu’occasionne la confluence.

De plus, la conservation de la vorticité potentielle,

$$\Pi = \frac{f + \xi}{h}, \quad (1.48)$$

où h correspond à la profondeur de la colonne d’eau déplacée par l’écoulement géostrophique, impose la création d’une vorticité relative cyclonique (anticyclonique) du côté dense (léger) du front pour compenser la compression (étirement ; c.-à-d. diminution ou augmentation de h) qu’entraîne le mouvement de remontée (descente). C’est l’analogie du processus d’étirement du tourbillon déjà discuté (voir la section 1.1.2).

A priori, la circulation agéostrophique secondaire réduit l’énergie potentielle soutirée à l’écoulement géostrophique. Néanmoins, près de la surface, où les conditions frontières imposent une vitesse $w \approx 0$, le différentiel $\partial w / \partial z$ est important, ce qui accentue la divergence horizontale agéostrophique ($\partial u_a / \partial x$, éq. 1.45). Cette rétroaction accélère le courant-jet et amplifie la frontogénèse, laquelle surpasse, en absolu, l’effet de la restratification. Elle permet donc au front de perdurer (Capet *et coll.*, 2008b).

Le vecteur \mathbf{Q} La forme bidimensionnelle de l’équation 1.47 est donnée par

$$\left(N^2 \nabla_h^2 - f^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) w = 2 \nabla \cdot \mathbf{Q}, \quad (1.49)$$

où $\mathbf{Q} = -(g/\rho_0) \nabla \mathbf{u}_g \cdot \nabla \rho'$ n’est autre que le vecteur Q tel que défini par Hoskins *et coll.* (1978). Il s’agit d’une version modifiée de l’équation- ω , qui explicite le point majeur de la théorie quasi géostrophique, à savoir que la vitesse verticale est uniquement générée par la divergence de \mathbf{Q} . C’est donc le taux de changement horizontal du gradient de densité le long de la trajectoire d’une particule entraînée par le mouvement géostro-

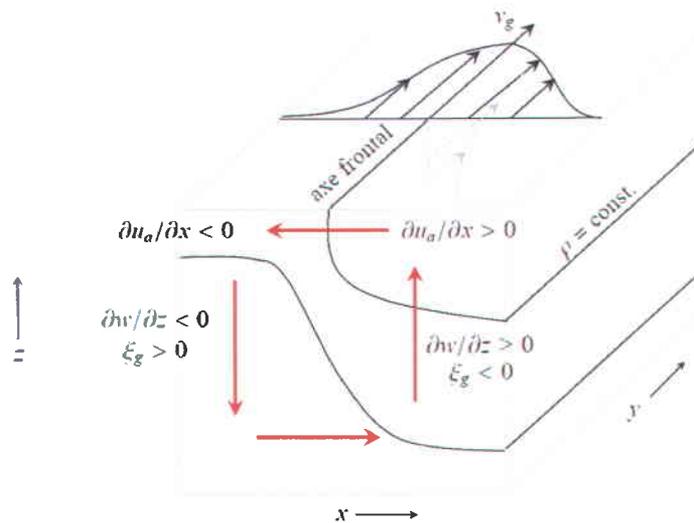


FIGURE 1.8 – Configuration d’une frontogénèse océanique. Le front de surface est aligné selon l’axe y et est associé à un courant-jet de vitesse v_g (pour $f > 0$). Le sens de la circulation agéostrophique secondaire est indiqué par les flèches rouges. Les courbes noires représentent les isolignes de densité, le côté dense du front occupant la portion gauche du domaine. Modifié d’après [Capet et coll. \(2008b\)](#).

phique qui détermine l’amplitude des vitesses w .

Les limitations de la théorie quasi-géostrophique

La théorie quasi géostrophique est très utile pour expliquer la formation initiale d’un front, lorsque ses grandeurs caractéristiques demeurent dans la limite des petits nombre de Rossby ($R_O \sim 0,1$). L’intensification du gradient de densité en surface qui suit le développement d’une frontogénèse rend toutefois hasardeuse cette hypothèse à un stade d’évolution plus avancée. Les équations quasi géostrophiques suggèrent en outre quelques propriétés irréalistes, qui ne collent pas aux fronts couramment observés dans l’atmosphère et les océans.

Premièrement, la formation d’une zone frontale intense se limite dans les faits à la surface, où $w \approx 0$. À l’intérieur du domaine, la circulation agéostrophique secon-

daire contrecarre les effets de la confluence, ce qui assure le maintien de la stratification initiale. Deuxièmement, l'intensité des champs agéostrophiques est négligée dans l'équation- ω , du moins, en partie. Bien que prédites, les déviations agéostrophiques de l'écoulement n'induisent aucune rétroaction qui pourrait à terme influencer l'advection des propriétés du fluide. À titre d'exemple, la convergence des vitesses agéostrophiques ($\partial u_a / \partial x < 0$; voir la fig. 1.8) devrait, si incluse, produire une élévation plus importante du gradient de densité du côté dense du front. Rien de tel n'apparaît dans la description de l'équation 1.47. Enfin, la génération d'une vorticité relative positive, qui peut atteindre des valeurs comparables à la vorticité planétaire, est sous-estimée par l'omission des termes non linéaires (c.-à.d. $\xi \partial w / \partial z$) dans le membre de droite de la relation 1.39.

Approximation semi-géostrophique Bien que certains de ces effets soient *suggérés* par la théorie quasi géostrophique, ils ne sont pas inclus dans la forme finale de ses solutions. Ces lacunes sont en partie comblées par l'utilisation de la théorie semi-géostrophique qui présuppose, pour un front orienté selon l'axe y , que les échelles de l'écoulement sont telles que $L_y \gg L_x$ et $v \gg u$. Si le front est suffisamment intense pour que $(Dv/Dt)/fu \sim v/(fL_x) \sim 1$, donc pour que la dynamique dans la direction longitudinale au front se rapproche de celle des submésoséchelles, l'accélération inertielle Dv/Dt devient importante pour l'évolution de l'écoulement. L'équilibre géostrophique n'est donc satisfait que dans la direction transverse (Eliassen, 1959, 1962; Sawyer & Sawyer, 1956; Williams, 1967). Sous cette nouvelle prémisse, la dérivée lagrangienne prend la forme

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}, \quad (1.50)$$

où la vitesse v est approximée par sa composante géostrophique, $v \sim v_g$, et la vitesse transversale, par $u = u_g + u_a$ (où l'indice a indique la composante agéostrophique).

Comparativement à la théorie quasi-géostrophique (éq. 1.38), l'advection que subit une particule fluide entraînée par l'écoulement est également influencée par les mouvements

agéostrophiques qui se développent dans le plan (x, z) . Ces termes advectifs provoquent une modification des équations du mouvement, de sorte que l'équation 1.47 devient

$$f \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial v_g}{\partial z} \right) = -Q_x - f^2 \frac{\partial u_a}{\partial z} + \left\{ \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial \rho'}{\partial x} - f \frac{\partial u_a}{\partial z} \frac{\partial v_g}{\partial x} \right\} \quad (1.51)$$

$$\frac{-g}{\rho_0} \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial \rho'}{\partial x} \right) = Q_x - N^2 \frac{\partial w}{\partial x} + \left\{ \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial u_a}{\partial x} \frac{\partial \rho'}{\partial x} \right\}, \quad (1.52)$$

les termes entre accolades, $\{\cdot\}$, correspondant aux modifications apportées par l'application de l'approximation semi-géostrophique. L'équilibre du vent thermique est cette fois maintenu par les gradients de w le long des surfaces de flottabilité, $b' = -(g/\rho_0)\rho'$, et par les gradients de u_a le long des isolignes de quantité de mouvement absolu, $\mathcal{M} = x + v_g/f = \text{constante}$. Comme la circulation agéostrophique bidimensionnelle ne touche que le plan (x, z) , il est possible de définir une fonction de courant ψ ,

$$u_a = -\partial\psi/\partial z, \quad w = \partial\psi/\partial x, \quad (1.53)$$

qui satisfait l'équation de continuité (éq. 1.45). Le système d'équations 1.51 et 1.52 peut donc être réduit, après combinaison et réarrangement, à l'équation de Sawyer-Eliassen

$$N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + 2S_x^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + F_x^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -2Q_x, \quad (1.54)$$

où $N^2 = -(g/\rho_0)\partial\bar{\rho}/\partial z$, $S_x^2 = (g/\rho_0)\partial\rho'/\partial x = -f\partial v_g/\partial z$ et $F_x^2 = f(f + \partial v_g/\partial x) = f\partial\mathcal{M}/\partial x$.

Contrairement à sa forme quasi-géostrophique, où seules la stabilité statique standard, N , et la vorticité planétaire, f , influencent l'opérateur de gauche de l'éq. 1.49, la relation précédente fait intervenir les perturbations en densité et la vorticité absolue, qui influencent à leur tour le déplacement dans le plan (x, z) . Ces variations spatiales produisent une distorsion de la circulation secondaire, laquelle se traduit par une inclinaison de la boucle de déplacement le long des lignes $\mathcal{M} = \text{constante}$ (cf. fig.1.9). De plus, la présence du terme $\partial v_g/\partial x$ engendre une intensification de l'écoulement du côté cyclonique du front et, par le fait même, une asymétrie entre les champs cyclonique et anticyclonique de l'écoulement. Selon l'approximation semi-géostrophique, l'évolution

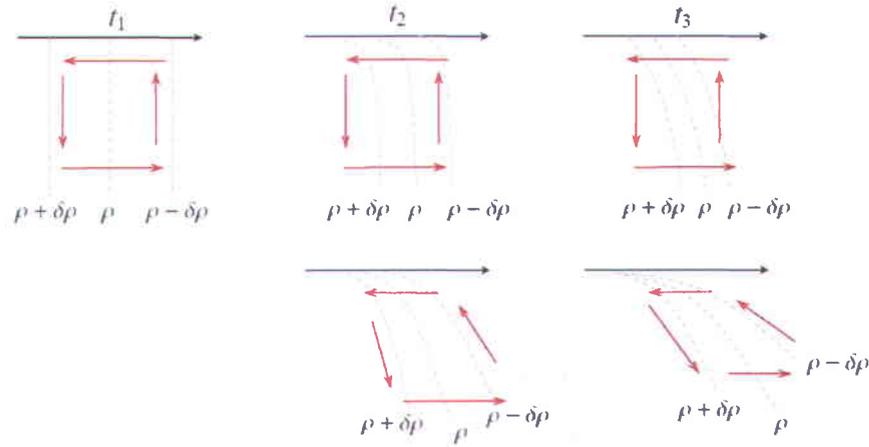


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de l'évolution temporelle d'un front de surface selon la théorie quasi géostrophique (images du haut) et semi-géostrophique (images du bas). La boucle de circulation agéostrophique est illustrée par les flèches rouges.

temporelle de la composante verticale de la vorticité est donnée de

$$\frac{D\xi}{Dt} = (f + \xi) \frac{\delta w}{\delta z} - \frac{\delta v_g}{\delta z} \frac{\delta w}{\delta x} + \frac{\delta u_g}{\delta z} \frac{\delta w}{\delta y}. \quad (1.55)$$

Ce faisant, pour une même amplitude de divergence ou convergence horizontale, $\delta w/\delta z$, le premier terme du membre de droite de l'équation précédente possédera une amplitude supérieure pour une vorticité cyclonique, $\xi > 0$, qu'anticyclonique, $\xi < 0$: la croissance de la vorticité est donc systématiquement biaisée en faveur de $\xi > 0$ (Bluestein, 1993; Hakim *et coll.*, 2002). Enfin, l'advection agéostrophique en surface provoque un déplacement progressif du centre du front vers le côté dense de la stratification (cf. fig.1.9).

1.2.2 Vorticité potentielle d'Ertel

L'équation de Sawyer-Eliassen est une équation du second ordre qui admet des solutions stables lorsque $F_x^2 N^2 - S_x^4 > 0$ ou, de manière plus explicite, lorsque

$$-\frac{g}{\rho_0} f \left(f + \frac{\partial v_g}{\partial x} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \left(\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial x} \right)^2 > 0, \quad (1.56)$$

ou

$$f\mathbf{q}_g > 0, \quad \mathbf{q}_g \equiv \frac{-g}{\rho_0} \xi_a \cdot \nabla \rho, \quad (1.57)$$

avec $\xi_a = (f\mathbf{k} + \nabla \times \mathbf{u}_g)$, la vorticité géostrophique absolue¹⁰. La quantité \mathbf{q}_g est une version simplifiée de la vorticité potentielle d'Ertel (ci-après nommée EPV pour [ang] *Ertel potential vorticity*), une quantité conservée le long de la trajectoire que suit une particule fluide transportée par l'écoulement en absence de source ou de perte, $D\mathbf{q}_g/Dt = 0$ (Haynes & McIntyre, 1990). Une fois entraînée sous la surface, cette vorticité permet donc de retracer la dynamique océanique à la limite d'un front, de même que l'amplitude et la direction des vitesses verticales qui s'y développent (Hoskins *et coll.*, 1985). La EPV est strictement transportée le long des surfaces de densité constante et peut uniquement être modifiée par le biais d'échanges diapycnaux (Haynes & McIntyre, 1987).

Il est important de noter que pour $f\mathbf{q}_g > 0$, l'équation de Sawyer-Eliassen est elliptique. Pour un gradient de densité qui décroît selon l'axe x , c.-à-d. $S_x^2 < 0$, la circulation secondaire prend la forme d'une ellipse orientée à un angle $\theta = 0,5 \tan^{-1}[2S_x^2/(N^2 - F_x^2)]$. En condition typique, la stratification domine \mathbf{q}_g et $N^2 \gg \|S_x^2\| \gg F_x^2$: les lignes de courant sont donc parallèles aux isopycnes, $\tan \theta \approx S_x^2/N^2$, et la circulation suit le plan incliné des surfaces de densité constante (Thomas *et coll.*, 2008).

1.2.3 Mélange à la limite d'un front

Bien que plusieurs évidences empiriques suggèrent qu'une dissipation accrue influence les zones de front, l'origine mécanique de cette turbulence demeure ambiguë. Dans les faits, le transfert de l'énergie vers les plus petites échelles de l'espace répond à un enchaînement de processus plutôt complexe (Mahadevan & Tandon, 2006). Cette cascade peut, par exemple, prendre la forme suivante : instabilité barocline de l'écoulement moyen et génération de méandres (Spall, 1997); création d'un champ de contrainte entre ces sinuosités et apparition d'une frontogénèse qui alimente le mélange via la distorsion des gradients de densité qu'elle impose (McWilliams *et coll.*, 2009b); déve-

10. Dans cette définition de ξ_a , les dérivées partielles croisées, qui n'induisent qu'une petite correction, ont été négligées conformément à l'approximation semi-géostrophique (Hoskins, 1975).

loppement d'instabilités frontales qui déséquilibrent l'écoulement et accentuent la turbulence (Capet *et coll.*, 2008c). Parallèlement, des zones de forte vorticité surgissent, ce qui précipite, en présence de contraintes de surface (c.- -d. vents, flux de flottabilité ; Taylor & Ferrari 2010; Thomas & Lee 2005), l'extraction de l'énergie cinétique géostrophique au profit de la dissipation. Pour bien comprendre cet empilement de facteurs, il importe d'apporter quelques précisions quant   la nature exacte des processus qui contrôlent l'évolution d'un front.

Une fois la frontog nese active, deux types d'instabilités peuvent surgir et déséquilibrer l'écoulement : les instabilités spontanées (c.- -d. les instabilités baroclines) et les instabilités forc es. Puisque la description des instabilités hydrodynamiques dépasse le cadre de cette thèse, le lecteur est référé au livre de Vallis (2006), ainsi qu'  celui de Cushman-Roisin & Beckers (2011) pour plus de détails sur le sujet. Cette section n'offre qu'une synthèse des mécanismes habituellement invoqués pour expliquer le mélange aux abords des fronts.

L'instabilité barocline : le mouvement spontané

Dans le plan longitudinal, qui inclut la dynamique tridimensionnelle le long du courant-jet, l'écoulement est susceptible de développer une instabilité barocline (Boccaletti *et coll.*, 2007; Haine & Marshall, 1998; Molemaker *et coll.*, 2005). Cette dernière influence essentiellement la couche bien mélangée, qui occupe les premiers mètres de la colonne d'eau (ci-après nommée ML, [*ang*] *Mixed Layer*).

Instabilité barocline quasi géostrophique Dans sa version géostrophique quasi balanc e, dite [*ang*] *mixed layer instability* ou MLI, l'instabilité prend la forme d'une onde barocline qui perturbe le courant-jet, soutire l'énergie potentielle contenue dans la stratification et forme des méandres de subm so echelles qui se fusionnent et s'élargissent jusqu'  devenir de taille comparable au rayon interne de Rossby. L'eau moins dense est ainsi transportée en travers de la ligne de front, ce qui repousse l'affleurement frontal et

incline les isopycnes. S'en suit une accélération de la restratification débutée par la frontogénèse (Fox-Kemper *et coll.*, 2008). Cette dynamique, qui se développe en une seule journée et touche des échelles horizontales allant de 200 m à 20 km (Boccaletti *et coll.*, 2007), survient beaucoup plus rapidement que l'instabilité barocline de mésoéchelle. La MLI occasionne donc une destruction prompte du front et un retour à l'état d'équilibre.

Instabilité barocline agéostrophique Dans sa forme agéostrophique, la perturbation barocline engendre une perte d'équilibre, ce qui facilite le transfert direct de l'énergie vers les petites échelles de l'espace (McWilliams *et coll.*, 2001). Cette instabilité *agéostrophique anticyclonique* survient lorsque $f + \xi_g - \sigma < 0$, avec $\sigma = [(\partial u/\partial x - \partial v/\partial y)^2 + (\partial u/\partial y + \partial v/\partial x)^2]^{1/2}$, le taux de contrainte, une condition plus aisément remplie du côté anticyclonique du front. Certaines études suggèrent que ce type d'écoulement génère à terme des ondes d'inertie-gravité et une turbulence de micro-échelle (Capet *et coll.*, 2008a,b,c; McWilliams, 2008; Molemaker *et coll.*, 2010). Les observations réalisées par Nagai *et coll.* (2009, 2012) démontrent en outre qu'une part importante du mélange actif dans la thermocline du front de Kuroshio (Japon) est précisément attribuable à cette instabilité.

L'instabilité symétrique : le mouvement forcé

Cette instabilité survient en présence d'une force qui modifie les conditions de surface (c.-à-d. par le biais d'un forçage atmosphérique), la zone frontière où est enclenchée la dynamique frontale.

L'influence des vents Une contrainte de vent τ_h qui agit à la surface d'un front génère un transport d'Ekman,

$$\mathbf{M}_e = -\frac{\mathbf{k} \times \tau_h}{(f + \xi_g)} \quad (1.58)$$

Lorsque le vent souffle parallèlement au courant-jet (*[ang] downfront winds*), ce transport entraîne les eaux denses de la stratification de surface en travers de la ligne de front (c.-à-d. vers le côté moins dense du front). D'une part, ce déplacement génère un

flux de flottabilité $\mathbf{J}_{b,0} = -(g/\rho_0)\mathbf{M}_e \cdot \nabla_{\mathbf{h}}\rho'|_{z=0}$ qui déstabilise la colonne d'eau et favorise le développement d'une instabilité convective. Cette turbulence se concentre sous le front, où $\nabla_{\mathbf{h}}\rho$ est maximal, ce qui déséquilibre l'écoulement de surface et engendre une circulation agéostrophique secondaire qui accélère le courant-jet (par le biais de $D\mathbf{u}_g/Dt = -f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_a$, éq. 1.35; Thomas & Lee 2005).

D'autre part, l'interaction entre les vents et l'écoulement provoque l'apparition de vitesses verticales,

$$-w^* = \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \mathbf{M}_e \quad (1.59)$$

$$= -\frac{\mathbf{k} \times \tau_h}{(f + \xi_g)^2} \cdot \nabla \xi_g + \frac{\mathbf{k}}{(f + \xi_g)} \cdot \nabla_{\mathbf{h}} \times \tau_h \quad (1.60)$$

même en absence de rotationnel de vent (lorsque $\nabla_{\mathbf{h}} \times \tau_h = 0$). Ces vitesses, qui résultent de l'advection de la vortacité ξ_g par le transport d'Ekman, entraînent une descente d'eau du côté cyclonique du front (c.à-d. du côté dense) et une remontée le long des isopycnes qui affleurent la surface (Pallàs-Sanz *et coll.*, 2010a; Stern, 1965; Thomas, 2005). Cette seconde boucle de circulation agéostrophique modifie la composante verticale de la vortacité, ξ_g , ce qui génère une suite de rétroaction positive qui mène à une croissance exponentielle de la perturbation initiale et, de là, à une frontogénèse¹¹ (Thomas & Lee, 2005).

L'instabilité symétrique L'instabilité symétrique survient lorsque

$$f\mathbf{q}_g = -\frac{g}{\rho_0} \left(f + \frac{\partial v_g}{\partial x} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial v_g}{\partial z} \frac{\partial \rho'}{\partial x} < 0, \quad (1.61)$$

c.-à-d. lorsque l'équation de Sawyer-Elliasen est hyperbolique. Cette condition commande un cisaillement vertical et une stratification horizontale suffisants pour contrebalancer l'influence du terme $\partial \bar{p} / \partial z < 0$ ¹². La couche de surface des fronts forcés par une contrainte de vent est particulièrement sujette à ce type d'instabilité. Selon les

11. Un scénario similaire se produit lorsqu'un front océanique est soumis à un refroidissement atmosphérique, lequel génère un flux de flottabilité en surface qui déstabilise la colonne d'eau et enclenche une convection (Taylor & Ferrari, 2010).

12. L'instabilité symétrique survient dans un milieu statiquement stable, l'instabilité convective étant dominante à $\partial \bar{p} / \partial z > 0$.

simulations numériques de Thomas & Taylor (2010) et Taylor & Ferrari (2010), cette perturbation générerait une instabilité de Kelvin-Helmholtz secondaire qui provoquerait une cascade directe de l'énergie. L'équilibre du front serait donc maintenu par la turbulence qui favoriserait l'injection d'une vorticit e potentielle en surface de sorte que $\mathbf{q}_g \rightarrow 0$ (Taylor & Ferrari, 2009). La couche de m elange qui en r esulte ne peut toutefois pas  etre associ ee  a une ML classique comme cette derni ere conserve une stratification verticale et horizontale. Ce m echanisme a  et e mis en cause pr es du front subpolaire de la mer de l'Est (Japon ; Thomas & Lee (2005)), dans le Gulf Stream (Joyce *et coll.*, 2009; Thomas *et coll.*, 2013), ainsi que dans le courant de Kuroshio (Japon ; D'Asaro *et coll.* (2011)).

Plusieurs processus interviennent donc dans le transfert de l' energie entre les diff erentes  echelles du mouvement. L'analyse  energetique d etaill ee fournie par Capet *et coll.* (2008c) restreint toutefois la responsabilit e de cette cascade  a la frontog en ese et aux instabilit es frontales, lesquelles mettent en perspective le r ole primordial des composantes ag eostrophiques de l' ecoulement. Les forts taux de dissipation observées aux abords des fronts r esulteraient donc d'une dynamique bien particuli ere. Cette derni ere permettrait non seulement de maintenir une activit e turbulente dans la couche de surface, mais  egalement sous cette derni ere, loin des sources usuelles d' energie (p.ex. Johnston *et coll.* 2011; Nagai *et coll.* 2009).

1.3 Remarques finales

Les concepts et d efinitions pr esent es dans ce chapitre servent de base  a la compr ehension des objectifs qui seront traitées dans cette th ese, lesquels se concentrent, d'une part, sur le lien qui existe entre le m elange actif dans les eaux arctiques et la dynamique r egionale de grande  echelle, en l'occurrence les fronts, et, d'autre part, sur les manifestations de ce m elange. Il est donc important de retenir que :

plusieurs hypothèses sont énoncées pour simplifier la description mathématique de la turbulence. Le champ fluctuant est ainsi supposé stationnaire, homogène et isotrope, ce qui réduit considérablement la formulation de l'évolution temporelle de la variance $\overline{T'^2}$ et permet d'estimer, à l'aide de l'équilibre advectif-diffusif, le coefficient apparent de diffusivité thermique, $K_T = \chi_\theta/2(\partial\overline{T}/\partial z)^2$. Cette description présuppose de plus que le flux diffusif se fait de manière phénoménologique, c.-à-d. dans la direction opposée à la direction positive du gradient $\partial\overline{T}/\partial z$ (flux Fickien), et donc que la turbulence peut, par analogie avec la diffusion moléculaire, être interprétée comme une propriété du fluide.

la turbulence génère une cascade directe de la variance scalaire. Ce transport des propriétés physiques laisse une signature de fine (de l'ordre du centimètre) et micro-échelles (de l'ordre du millimètre) qui peut être directement observée par le biais d'un profilage vertical. Les mesures réalisées en mer permettent ainsi de quantifier le taux de destruction de la variance thermique, $\chi_\theta = 6\kappa_\theta\overline{(\partial T'/\partial z)^2}$, et d'estimer le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ε . La validité de ces estimations repose toutefois sur l'applicabilité de la théorie de Batchelor, qui décrit le comportement des traceurs passifs aux très petites échelles de l'espace.

le caractère turbulent de l'écoulement peut être décrit à l'aide du ratio des échelles de la turbulence, $R_{OT} = L_O/L_T$, qui oppose l'échelle de Ozmidov, $L_O = (\varepsilon/N^3)^{1/2}$, à l'échelle spatiale caractéristique des tourbillons, L_T (c.-à-d. l'échelle de Thorpe). Aux plus petites échelles du mouvement, le ratio des échelles L_O/L_η , où L_η correspond à la plus petite échelle permise par la viscosité, détermine l'intervalle spectral à l'intérieur duquel le mouvement fluctuant n'est influencé ni par la flottabilité ni par la viscosité. Ce ratio détermine le nombre de Reynolds de flottabilité, $R_{e,b} = \varepsilon/\nu N^2 = (L_O/L_\eta)^{4/3}$, qui sert communément à quantifier l'intensité turbulente.

la frontogénèse est le processus par lequel un gradient de densité horizontal est intensifié dans une région finie de l'espace sous l'action d'un champ de déformation barotrope de grande échelle. La perte de l'équilibre géostrophique que provoque la confluence génère une boucle de circulation agéostrophique secondaire caractérisée par une descente d'eau du côté dense du front (c.-à-d. cyclonique) et une remon-

tée d'eau du côté léger du front (c.-à-d. anticyclonique). En surface (en profondeur), une circulation horizontale divergente dirigée vers le côté dense (léger) du front complète cette boucle, d'où l'apparition d'un différentiel $\partial u_a / \partial x$. Bien que la circulation agéostrophique agisse à l'encontre de la frontogénèse (c.-à-d. provoque une restratification), les conditions frontières qui imposent une vitesse $w \approx 0$ dans les premiers mètres de la colonne d'eau génèrent un différentiel $\partial w / \partial z$ important, ce qui accentue la divergence horizontale et accélère la déstratification des couches superficielles. La frontogénèse est avant tout un processus de surface.

selon l'approximation quasi géostrophique, la circulation frontale respecte l'équilibre géostrophique et les champs divergents de la frontogénèse sont de faible amplitude.

les fronts océaniques permettraient un transfert de l'énergie cinétique vers les plus petites échelles du mouvement grâce à un enchaînement de processus physiques plutôt complexe qui met en jeu tant la frontogénèse que les instabilités frontales, lesquelles favoriseraient le développement d'une turbulence tridimensionnelle. L'apparition d'une dynamique de submésoscale caractérisée par un nombre de Rossby $R_O = U/fL \sim \mathcal{O}(1)$ serait donc l'une des clés du paradigme de l'océanographie moderne.

Contexte des recherches et méthode

Bien que la totalité des eaux du Haut-Arctique¹ et du nord de la baie de Baffin soit concernée par la présente recherche, une attention plus grande est accordée à l'Arctique de l'ouest, la zone géographique composée de la mer de Beaufort et du golfe d'Amundsen. C'est précisément dans cette région restreinte du territoire canadien que se concentre l'étude des événements de fronts grâce aux données récoltées durant le projet CASES-2004. Une analyse plus poussée des conditions physiques générales de ces eaux a donc été réalisée par le biais des données complémentaires enregistrées lors des opérations en mer, qu'ils s'agissent de profils de température et de salinité ou de courants. Pour le centre et l'est de l'Arctique, seules les mesures de turbulence ont été considérées, l'objectif du chapitre 4 consistant à réévaluer les méthodes d'estimation du flux advectif sans égard à la dynamique du milieu. Conséquemment, la description des caractéristiques physiques du domaine d'étude se limite essentiellement à l'Arctique de l'Ouest, tandis que la description des données complémentaires, aux stations d'échantillonnage du printemps 2004.

Les premières sections de ce chapitre présentent une revue sommaire des caractéristiques physique de la mer de Beaufort et du golfe d'Amundsen (sec. 2.1) et dressent un portrait plus détaillé de l'échantillonnage réalisé entre 2004 et 2007 (sec. 2.2). La dernière section est quant à elle réservée au prétraitement des données et, plus particulièrement, aux données de microstructure turbulente qui demandent une analyse particulière (sec. 2.3).

1. Le Haut-Arctique comprend l'ensemble du territoire contenu au nord du cercle polaire, soit au nord du $\sim 66^{\circ}\text{N}$.

2.1 Caractéristiques physiques du domaine d'étude

L'Arctique canadien s'étend sur une large portion du plateau continental polaire de l'Amérique du Nord. Il est bordé à l'ouest, par la mer de Beaufort ; à l'est, par la baie de Baffin, le Groenland et le détroit de Davis ; au sud, par la baie d'Hudson et les côtes continentales ; et au nord, par l'océan Arctique (fig. 2.1). La superficie de cette zone s'élève à $\sim 2,9 \times 10^6 \text{ km}^2$, dont près $\sim 1,5 \times 10^6 \text{ km}^2$ sont strictement occupés par des aires marines. Les nombreuses îles qui parsèment le territoire et l'extension de leur plateau expliquent la faible profondeur du milieu océanique qui, dans près de 70% des cas, ne dépasse pas les 500 m.

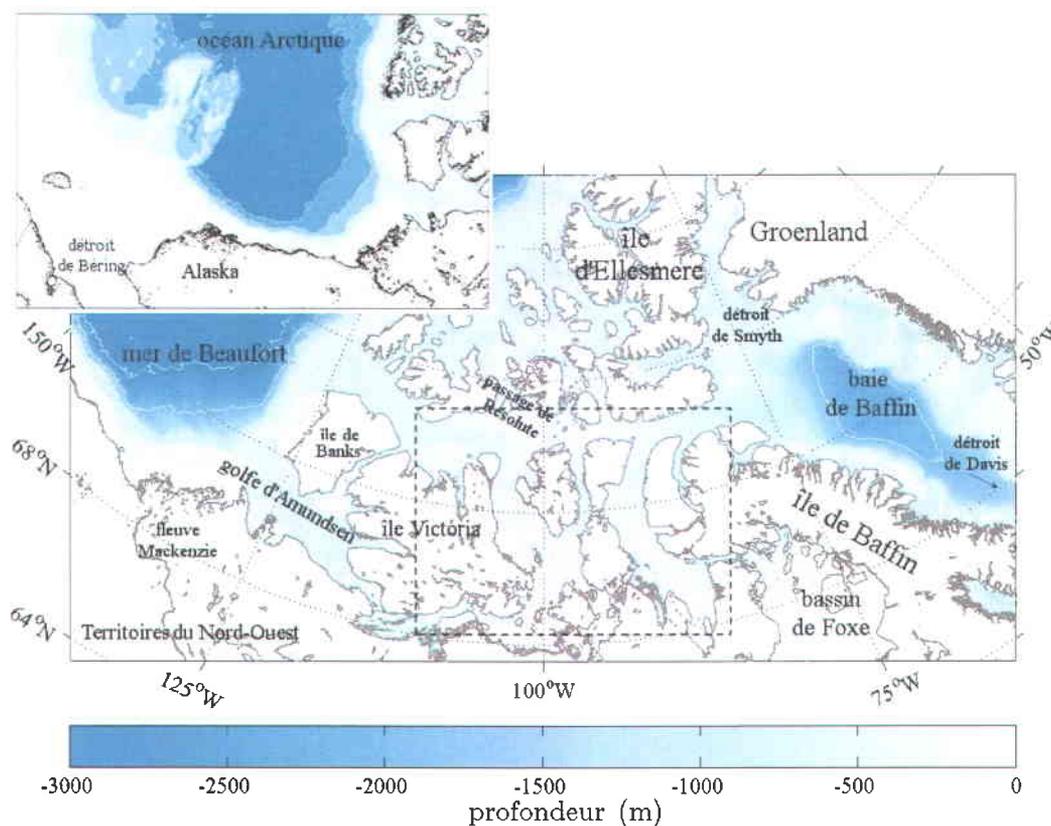


FIGURE 2.1 – L'Arctique canadien composé, à l'ouest, de la mer de Beaufort et du golfe d'Amundsen, et à l'est, de la baie de Baffin. Le passage du Nord-Ouest, qui occupe le centre du territoire, est délimité par l'encadré noir.

Mer de Beaufort La mer de Beaufort délimite la section ouest de l'Arctique canadien (fig. 2.2(a)). Sa bathymétrie est en grande partie déterminée par la plateforme continentale qui s'étend entre le golfe d'Amundsen (à l'est) et le canyon du Mackenzie (à l'ouest), et qui, au sud, se connecte au large delta du fleuve Mackenzie. La dynamique océanographique dans cette région rappelle celle d'un estuaire en raison des sources tant océaniques que territoriales qui influencent l'intérieur de ces eaux (Carmack *et coll.*, 1989; Macdonald *et coll.*, 1998; Omstedt *et coll.*, 1994). Entre autres, le large fleuve Mackenzie, dont le delta occupe une superficie de 13 500 km², et qui, par ses variations annuelles et interannuelles, conditionne le développement de la vie marine (Carmack & Macdonald, 2002) et la physique au large des côtes continentales. Son débit moyen est estimé à 9910 m³ s⁻¹.

Circulation et glaces La circulation dans cette mer est dominée par la gyre de Beaufort, un courant anticyclonique qui contrôle la quasi-totalité des eaux de surface et des glaces qui circulent au centre de l'océan Arctique (fig. 2.2(b); Coachman & Aagaard 1974; McLaren *et coll.* 1987). Cette circulation s'oppose au courant cyclonique qui transporte les eaux profondes d'origine Pacifique et Atlantique vers l'est, le long du talus continental (le [*ang*] *Beaufort Undercurrent*; Aagaard & Carmack 1989; Coachman & Barnes 1961). Aux abords des côtes, la variabilité du courant est grande et largement dictée par les vents qui forcent le déplacement. À l'image du reste de l'Arctique, les courants de marée y sont généralement faibles, exception faite d'une zone située à proximité de la ligne de fracture bathymétrique, au nord du cap Bathurst (Carmack & Macdonald, 2002). Ces courants ne constitueraient donc pas une source importante de mélange (Kowalik & Prushutinsky, 1994). De part et d'autre du delta du Mackenzie, deux dépressions bathymétriques orientées perpendiculairement à la ligne de côtes favorisent des phénomènes de remontée d'eau (ou [*ang*] *upwelling*) sous un régime de vents du nord-est : le canyon du Mackenzie et la vallée de Kugmallit (cf. fig. 2.2(a); Carmack & Kulikov 1998; Williams & Carmack 2008; Williams *et coll.* 2006). Des remontées similaires surviennent épisodiquement au large du cap Bathurst, dans la section nord de l'embouchure qui délimite le golfe d'Amundsen (Williams & Carmack, 2008).

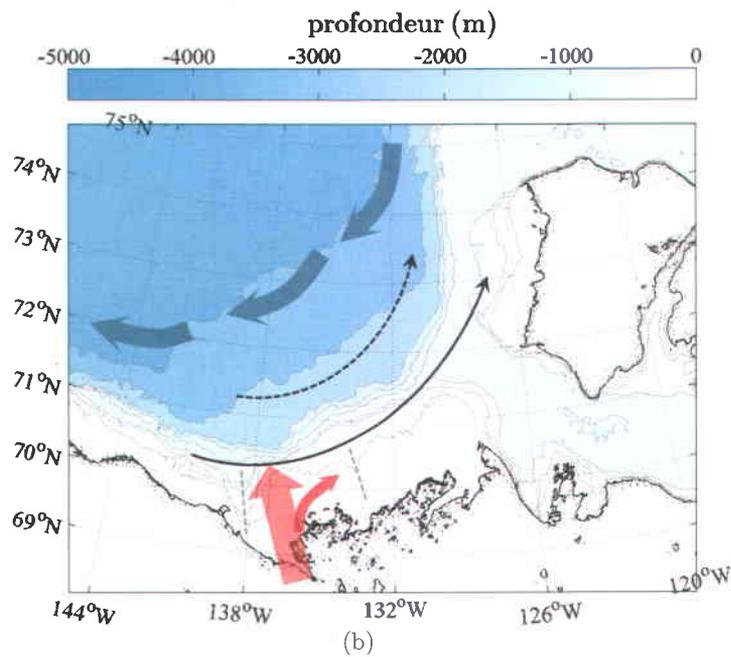
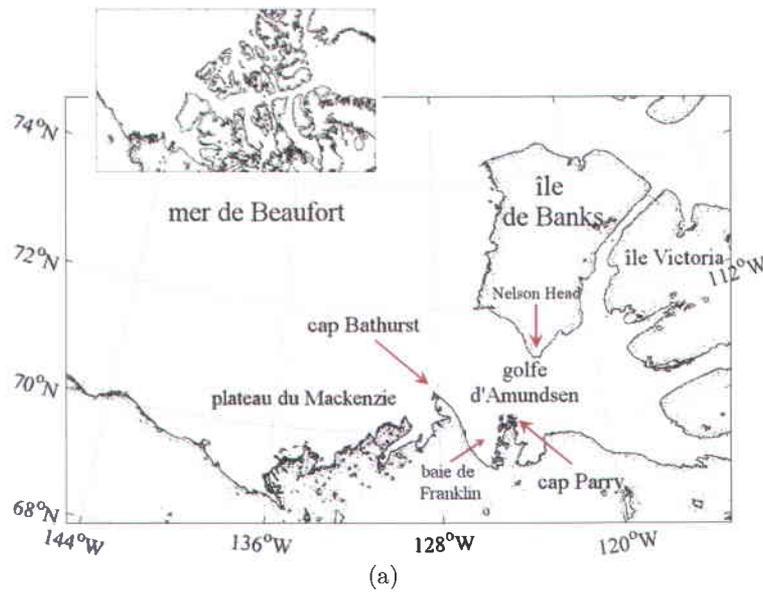


FIGURE 2.2 – (a) Principaux lieux géographiques du domaine d'étude. (b) Schématisation de la circulation qui domine le déplacement des masses d'eau sur le plateau canadien de la mer de Beaufort. Avec : le courant anticyclonique de la gyre de Beaufort, qui gère la circulation de surface (larges traits bleus pleins), le courant cyclonique profond du *Beaufort Undercurrent* (trait noir pointillé), le courant cyclonique côtier aux abords du plateau continental (trait noir plein) et le débit fluvial du Mackenzie (trait rouge). Les droites pointillées, grises localisent le canyon du Mackenzie et la vallée de Kugmallit, respectivement situés à l'ouest et à l'est du delta du Mackenzie.

À la fin de la saison hivernale (fin avril), la zone limitrophe aux côtes canadiennes comporte trois grands domaines pélagiques. Une banquise côtière, qui recouvre la portion sud des eaux, attenantes aux côtes, un chenal d'eau libre, situé plus au large, et un pack mobile, entraîné par la circulation anticyclonique de la mer de Beaufort. L'ouverture des eaux, qui se produit vers la fin mai, débute à la tête du fleuve Mackenzie et progresse vers le nord. Dès que la banquise disparaît, la fonte est accélérée par la chaleur transportée par les eaux douces (c.-à-d. débit fluvial) et la radiation solaire, ce qui génère une eau de fonte facilement détectable sur tout le plateau (Carmack & Macdonald, 2002). Une glace consolidée demeure néanmoins présente le long des berges jusqu'à la fin juillet-début août.

Structure verticale La structure verticale de la colonne d'eau dans le sud-est de la mer de Beaufort se subdivise en trois couches bien distinctes (fig. 2.3). Premièrement,

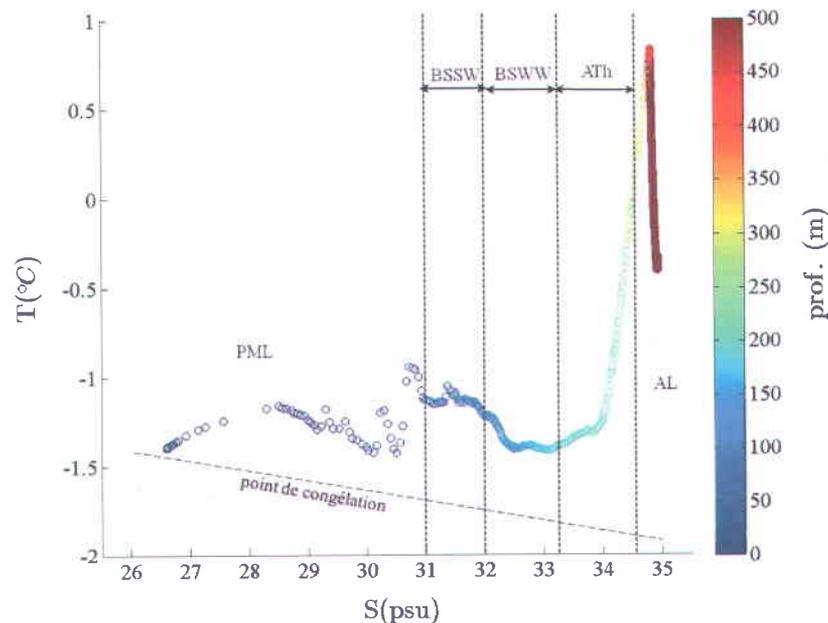


FIGURE 2.3 – Structure verticale de la colonne d'eau dans le sud-est de la mer de Beaufort. Les couches sont identifiées par : PML, *Polar Mixed Layer*; BSSW, *Bearing Sea Summer Water*; BSWW, *Bearing Sea Winter Water*; Ath, *Arctic Thermocline*; et AL, *Atlantic Layer*. Modifié d'après Gratton *et coll.* (2012).

la [ang] *Polar Mixed Layer* (< 50 m), qui possède une salinité inférieure à 31 et une température extrêmement variable. Cette couche subit les influences saisonnières qui modifient les caractéristiques physiques du domaine, que ce soient les rivières, en été, ou le mélange provoqué par la formation de la glace, en hiver. Deuxièmement, une halocline froide (ACH, [ang] *Arctic Cold Halocline*), qui se compose essentiellement des eaux pacifiques qui circulent dans le domaine. Situées entre 50–250 m, ces eaux englobent (Carmack & Kulikov, 1998; McLaughlin *et coll.*, 1996, 2004) :

- ❶ une halocline supérieure (densité potentielle de $\sigma_\theta \sim 25,25 \text{ kg m}^{-3}$, entre 50-100 m), dans laquelle se logent les eaux pacifiques estivales qui forment un maximum local de température entre $31 < S < 32$ (BSSW, [ang] *Bearing Sea Summer Water*). La concentration en oxygène dissous de cette couche est élevée et sa concentration en nutriments, faible.
- ❷ une moyenne halocline ($\sigma_\theta \sim 26,5 \text{ kg m}^{-3}$, entre 100-200 m), qui présente un minimum de température à $S \sim 33,1$ attribuable aux eaux pacifiques hivernales (BSWW, [ang] *Bearing Sea Winter Water*). À cette profondeur, la concentration en oxygène dissous diminue, alors que la concentration en nutriments augmente. Et
- ❸ une basse halocline ($\sigma_\theta \sim 27,92 \text{ kg m}^{-3}$), qui marque la transition entre les eaux pacifiques et les eaux atlantiques (ATh, [ang] *Arctic Thermocline*). La thermocline est inversée dans cette couche, d'où une augmentation de la température avec la profondeur (Carmack *et coll.*, 1989).

Troisièmement, la couche atlantique, située à plus de 250 m, qui possède une température supérieure à 0°C et une salinité $S > 34$ (AL, [ang] *Atlantic Layer*; p.ex. Carmack & Kulikov 1998; Rudels *et coll.* 1994).

Le golfe d'Amundsen Le golfe d'Amundsen se situe au sud-est de la mer de Beaufort, entre l'île de Banks et les côtes continentales, à l'ouest de l'île de Victoria (cf. fig. 2.2(a)). Sa communication avec la mer de Beaufort se fait à l'ouest, par la large ouverture de 150 km qui sépare l'île de Banks du cap Bathurst. Au printemps, cette région présente une large polynie, appelée polynie du cap Bathurst, qui occupe le centre du golfe. Cette dernière doit son origine aux vents de l'est, qui exportent la glace à l'ex-

térieur du golfe, et au pont de glace, qui se forme annuellement entre le cap Parry et la pointe sud de l'île de Banks (c.à-d. *Nelson Head*, cf. fig. 2.2(a)). Ce pont est essentiel à la création d'une aire d'eau libre comme il contient les glaces consolidées qui encombrant les eaux entre l'île Victoria et les côtes continentales canadiennes à l'extérieur de la polynie.

Peu d'informations permettent à ce jour d'expliquer la circulation dans les limites du golfe d'Amundsen, les masses d'eau qui le composent, ainsi que les échanges qui naissent à son embouchure. Les travaux récemment réalisés par Lanos (2009) tendent néanmoins à démontrer que les eaux de surface suivent une trajectoire anticyclonique dans les limites de ce bassin, depuis le sud de l'île de Banks, où elles pénètrent, jusqu'au nord du cap Bathurst, où elles quittent le domaine. À l'image de la mer de Beaufort, le sens de cette circulation serait en tout point opposé à celui observé plus bas dans la colonne d'eau, au-delà de 150 m². Ces travaux soulèvent également l'existence d'une forte variabilité spatiale dans les champs de température et de salinité, aux échelles de $\mathcal{O}(10)$ km, sans pour autant signifier la présence de structures cohérentes. La stratification de la colonne d'eau serait quant à elle similaire à celle typiquement observée plus à l'ouest, à savoir une couche de mélange de ~ 10 m, la présence des eaux pacifiques entre 50–150 m et une couche atlantique > 300 m.

2.2 L'échantillonnage : projets et données

Les données utilisées dans cette thèse proviennent de trois grands projets de recherche conduits entre 2004 et 2007 dans les eaux du Haut-Arctique et de la baie de Baffin, soit le *Canadian Arctic Shelf Exchange Study* (CASES, 2002–2006), le réseau de centres d'excellence ArcticNet (2004–2018) et *Circumpolar Flaw Lead System Study* (CFL, 2006–2011). Ces projets ont offert une plateforme de recherche idéale à la réalisation d'un échantillonnage exhaustif des eaux de l'Arctique canadien et, plus spécialement, des eaux du golfe d'Amundsen, qui étaient principalement visées par les efforts de CASES et

2. Cette observation s'oppose toutefois à vision jusqu'alors admise dans la littérature, qui préconise un schéma de circulation en tout point opposé (p.ex. Ingram *et coll.* 2008).

CFL. Au total, 59 stations de turbulence ont été visitées, pour une somme de quelque 250 profils. Ces profils représentent la mesure ponctuelle de la microstructure thermique enregistrée dans les 100 premiers mètres de la colonne d'eau, soit la signature scalaire détectable du mélange. La plupart de ces mesures ont été réalisées depuis une petite embarcation, loin de l'enceinte du navire (quelques kilomètres en moyenne), de manière à éliminer les perturbations qu'occasionne ce dernier, particulièrement en surface (0–10 m). Comme l'étude des phénomènes de fronts commande une connaissance plus large des propriétés physiques des eaux, les données plus générales enregistrées dans l'ensemble des stations échantillonnées en 2004 ont également été traitées (p.ex. température, salinité et courants).

2.2.1 CASES– 2004

CASES est un programme de recherche international et multidisciplinaire qui a été lancé dans le but de comprendre et modéliser l'écosystème que forme le plateau du Mackenzie et le golfe d'Amundsen (cf. fig. 2.2(a); Barber *et coll.* 2008). Entre 2002 et 2004, années durant lesquelles se sont déroulées les opérations en mer, deux phases distinctes d'échantillonnage ont été réalisées. La première, menée entre septembre et octobre 2002, était dédiée à l'échantillonnage océanographique du golfe d'Amundsen et du plateau du Mackenzie. Elle avait une visée préparatoire et cherchait avant tout à identifier les principales caractéristiques physiques du domaine. Un grand nombre de stations océanographiques ponctuelles ont conséquemment été visitées et près de huit mouillages, déployés. La seconde, plus importante, s'est déroulée entre septembre 2003 et août 2004. À bord du *NGCC Amundsen*, le brise-glace de recherche de la Garde côtière canadienne, les équipes scientifiques ont réalisé un échantillonnage intensif et continu du domaine d'étude. Le navire a conséquemment passé près d'un an en mer. Durant la saison hivernale, il est demeuré piégé dans les glaces côtières de la baie de Franklin (c.-à-d. dans l'échancrure littorale qui sépare le cap Bathurst du cap Parry; cf. fig. 2.2(a)), en une station fixe. Avant que ne débute cette période d'englacement (septembre–octobre 2003), les mouillages déployés durant CASES-2002 ont été récupérés et un plus grand nombre, remis à l'eau. Au total, seize stations de mesures temporelles ont ainsi cumulé

des données physiques et biologiques entre septembre 2003 et septembre 2004. La période couverte par l'analyse des événements de fronts débute au printemps 2004, alors que les glaces ont progressivement libéré le golfe et permis au navire de poursuivre sa navigation. C'est durant cette phase, qui a débuté au début du mois de juin 2004, que des données de turbulence ont été récoltées.

Données ponctuelles : CTD Durant le mois de juin 2004, près de 42 stations océanographiques ont été visitées. La position géographique de ces stations et le nom des lignes virtuelles employées pour localiser ces dernières (ci-après nommées transects) sont présentés à la figure 2.4. Ces données consistent en des mesures réalisées par l'intermédiaire du CTD-Rosette ([ang] *Conductivity Temperature Depth*), l'appareil d'échantillonnage

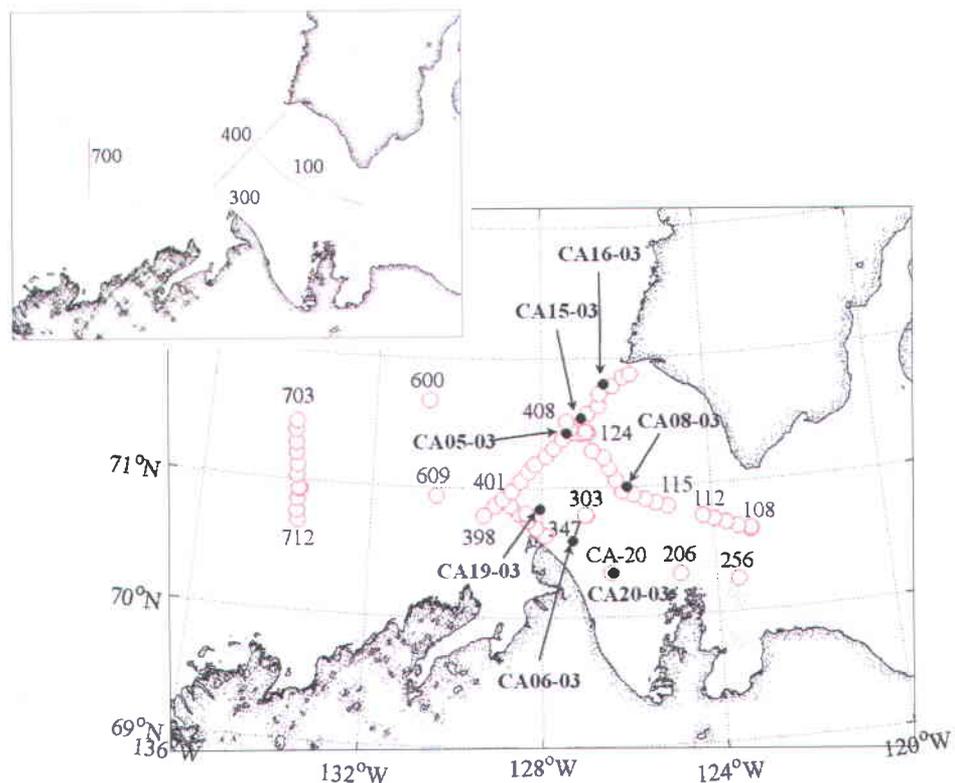


FIGURE 2.4 – Stations d'échantillonnage des propriétés physiques (température et salinité; points blancs), ainsi que des sites de mouillages (points noirs) durant CASES-2004 (du 4 au 30 juin 2004). Le nom des lignes de stations (ou transects) est précisé dans l'encadré annexé dans le coin supérieur gauche de la carte.

qui sert à la fois à récolter des échantillons d'eau et à mesurer les propriétés physiques scalaires du milieu (c.-à-d. température, salinité, oxygène, etc.). Cet appareil consiste en une sonde *SeaBird-9Plus* attachée à la base d'un cadre circulaire qui accueille 24 bouteilles *Niskin*. Cette sonde mesure en simultané la température, la conductivité et la pression. Parallèlement, une sonde *SBE-43* annexée au CTD enregistre la concentration en oxygène dissous. En station (eau libre), le CTD-Rosette est déployé depuis le pont (extérieur) du navire et échantillonne la totalité de la colonne d'eau, jusqu'à une profondeur de 10 m au-dessus du fond océanique. La fréquence d'échantillonnage de cet appareil est de 24 Hz et sa vitesse de descente, d'environ 1 m s^{-1} . La validation des données CASES-2004 a été réalisée par le groupe interinstitutionnel de recherche océanographique du Québec (Québec-Océan), en suivant les standards de l'UNESCO (Sun, 2010). La correction de la calibration des mesures de salinité et d'oxygène a quant à elle été effectuée à l'aide des échantillons d'eau prélevés *in situ* et analysés à bord (respectivement par le biais d'un salinomètre *Guideline Autosal* et d'une technique de titration de Winkler).

Données ponctuelles à haute résolution spatiale : MVP Quelques lignes de mesures à haute résolution ont été échantillonnées à l'aide d'un MVP-300/1700 (*Moving Vessel Profiler, Brooke Ocean Technology Limited, Nouvelle-Écosse, CAN*), un CTD *SeaBird-9Plus* tracté muni d'une sonde à oxygène. Lors de l'échantillonnage, l'appareil, qui est tiré par le navire, descend en chute libre à une vitesse de $\sim 5 \text{ m s}^{-1}$, puis est automatiquement remonté vers la surface sous l'action d'un treuil. La chute s'arrête à 10 m du fond océanique ou dès que l'appareil atteint la profondeur maximale que permettent la longueur du câble et la vitesse de navigation (profondeur maximale de 300 m à 12 noeuds, pour un câble de 1700 m). Ce profileur augmente significativement la résolution spatiale des données le long d'un transect, laquelle passe de $\sim 10 \text{ km}$, la distance interstation généralement respectée dans la mer de Beaufort, à $\sim 500\text{--}700 \text{ m}$. À la mi-juin 2004, trois lignes MVP ont été tracées à proximité du cap Bathurst (fig. 2.5). Il est à noter qu'une lettre M est ajoutée au nom des stations ou transects associés à ces données de manière à bien les différencier des données CTD (p.ex. M300, le transect MVP 300).

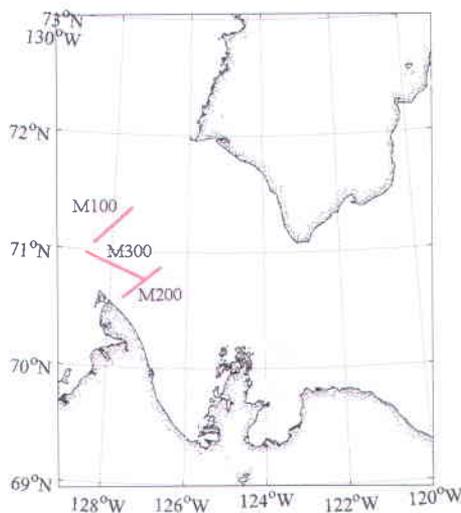


FIGURE 2.5 – Transects MVP échantillonnés à la mi-juin 2004 (CASES).

Données ponctuelles : turbulence La collecte des données de turbulence a été réalisée à l'aide du SCAMP (*Self Contained Autonomous MicroProfiler*), un microprofilleur commercialisé par la compagnie *Precision Measurement Engineering, Inc.* (PME, Californie, É.-U.). Cet appareil est spécialement conçu pour mesurer les fluctuations thermiques occasionnées par un écoulement turbulent aux très petites échelles de l'espace. Cette mesure, qui se concentre sur les propriétés scalaires du milieu, se fait par le biais de deux thermistances thermométriques distantes de 5 mm (modèle FP07), des sondes d'une grande précision et d'une bonne rapidité (temps de réponse : 7 ms). La vitesse de descente du profileur est estimée à l'aide d'un capteur de pression qui enregistre la profondeur atteinte par l'appareil à toutes les 0,01 s (ou 100 Hz), le temps d'échantillonnage des capteurs. Un circuit de différentiation³, un amplificateur de gain et un filtre anti-repliement⁴ permettent de traiter l'information enregistrée par les thermistances avant qu'elle ne soit numérisée. Le calcul des gradients de température, qui est au centre de l'étude de la turbulence, se fait en tenant compte de la vitesse de descente de l'appareil. Cette estimation présuppose que les conditions du milieu respectent l'hy-

3. Dispositif dans lequel une grandeur caractéristique du signal de sortie, courant ou tension en général, est sensiblement proportionnelle à la dérivée par rapport au temps d'une grandeur caractéristique du signal appliqué à l'entrée. D'après le [Grand Dictionnaire Terminologique](#) (consulté en 2013).

4. Filtre passe-bas à l'entrée des systèmes analogique-numérique pour éviter le sous-échantillonnage. D'après le [Grand Dictionnaire Terminologique](#) (consulté en 2013).

pothèse de Taylor, à savoir que l'advection causée par la turbulence, u' , est négligeable et que, par conséquent, l'advection des tourbillons en un point est entièrement occasionnée par l'écoulement moyen, U . Ce postulat, qui est également connu sous l'appellation « hypothèse de la turbulence gelée » (ou [ang] *frozen turbulence hypothesis*), ne s'avère valide qu'à faible intensité turbulente, lorsque $u'/\bar{U} \ll 1$. Avec une vitesse de descente typique de $\sim 10 \text{ cm s}^{-1}$ et une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz, l'estimation des fluctuations de température atteint une précision de l'ordre du millimètre, ce qui permet de résoudre les échelles de la diffusion thermique (c.-à-d. l'échelle de Batchelor). Le profileur est également muni d'une sonde de température et de salinité qui permet une mesure simultanée des propriétés physiques du milieu (*Accurate CT Sensor*, PME).

Au printemps 2004, 20 stations SCAMP ont pu être échantillonnées (fig. 2.6 et annexe A). Il est à noter que les stations de turbulence se différencient par la lettre S accolé au nom de la station (p.ex. S600, pour la station de turbulence échantillonnée à proximité

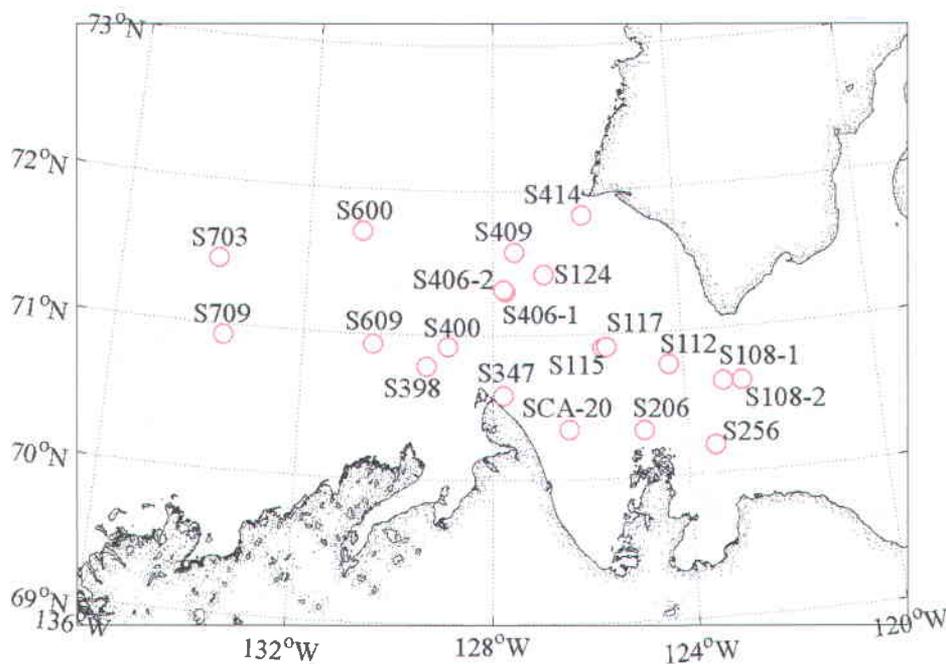


FIGURE 2.6 – Stations SCAMP échantillonnées durant le mois de juin 2004 (CASES-0404/0405).

de la station 600). D'ordre général, la collecte des données de microstructure se fait à 1–5 km des sites conventionnels d'échantillonnage (stations CTD).

Données temporelles : mouillages Les instruments immergés à l'automne 2003 ont été progressivement récupérés entre le printemps et l'automne 2004, au fil des opérations conduites en mer. Ces données sont importantes pour le présent projet comme elles complètent les informations pertinentes à l'analyse des fronts, particulièrement en ce qui concerne les vitesses enregistrées par les courantomètres fixés aux lignes de mouillages. La description détaillée de ce jeu de données dépasse le cadre du présent projet. Le paragraphe qui suit ne traite donc que des quelques stations retenues pour l'analyse, ainsi que des données jugées pertinentes pour l'étude des fronts. Pour plus de renseignements, le lecteur est référé à [Ingram et coll. \(2008\)](#).

Des données de mouillages disponibles, seules certaines données collectées par les courantomètres acoustiques (ou ADCP, [*ang*] *Acoustic Doppler Current Profiler*) ont été traitées, de même que trois séries de température et de salinité. Dans le premier cas, il s'agit des courants enregistrés par les ADCP (*RD Instruments Workhorse Sentinel 300 kHz*) fixés à ~ 100 m et orientés vers la surface. Ces appareils donnent une mesure de la vitesse et de la direction des courants par couches de huit mètres d'épaisseur, toutes les 20–30 minutes. Dans le domaine circonscrit pour l'étude, sept lignes de mouillage étaient munies de ces appareils, toutes contenues dans les limites du golfe d'Amundsen (fig. 2.4) : les stations CA05-03, CA06-03, CA08-03, CA15-03, CA16-03 et CA20-03. Dans le second cas, il s'agit des propriétés scalaires mesurées toutes les dix minutes par les capteurs Alec attachés aux mouillages CA03-03, CA15-03 et CA19-03, respectivement à 20, 32 et 30 m sous la surface. Le centre *Institut of Ocean Science* (IOS, Colombie-Britannique, CAN) a procédé à la pré et post-calibration de la totalité des instruments immergés dans le cadre de CASES. Ces calibrations consistaient en une correction pour la déclinaison magnétique, qui altère la direction des courants, ainsi qu'un ajustement de la température et de la salinité basé sur les valeurs *in situ* mesurées aux différents sites de mouillage, après le déploiement des appareils et avant leur récupération.

Données météorologiques : NCEP/NARR Les données météorologiques employées pour l'étude des conditions printanières du golfe d'Amundsen et de la mer de Beaufort proviennent du *National Centers of Environmental Prediction* (NCEP). Ce centre génère des données atmosphériques et hydrologiques de haute résolution à l'aide d'un modèle numérique qui interprète et assimile les observations *in situ* archivées (depuis 1979) ou enregistrées en temps réel (depuis 2003), qu'elles proviennent de sondes, de satellites, d'avions, etc. Le projet [ang] *North American Regional Reanalysis* (NARR; <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.narr.html>), qui est une extension du projet NCEP global, offre ainsi une estimation précise de la température de l'air, de la vitesse et de la direction des vents, des précipitations, etc. à une résolution temporelle de trois heures pour l'ensemble du territoire nord américain (selon une grille conique conforme de Lambert qui offre une résolution spatiale de 32 km aux plus basses latitudes). Une liste complète des variables accessibles via la banque NCEP/NARR est disponible sur le site http://www.emc.ncep.noaa.gov/mmb/rreanl/narr_archive_contents.pdf et une description plus étoffée du modèle est présentée par (Mesinger *et coll.*, 2006).

2.2.2 ArcticNet et CFL-2007

Le réseau ArcticNet est un centre d'excellence qui regroupe plus de 145 chercheurs issus de 30 universités canadiennes et huit ministères fédéraux, qui collaborent avec des équipes de recherches basées dans différents pays (<http://www.arcticnet.ulaval.ca>). Ce réseau a vu le jour en 2004 dans le vaste objectif d'étudier les perturbations environnementales, socio-économiques et géopolitiques des changements climatiques. La phase I des recherches s'est déroulée entre 2004–2008, par l'entremise de trois grandes périodes d'échantillonnage réalisées à l'automne des années 2005, 2006 et 2007. Cette première phase visait, entre autres, à mettre sur pied une étude comparative des conditions physiques le long du gradient est–ouest. Ce faisant, la totalité du territoire arctique canadien a fait l'objet d'un suivi, ce qui a mené le navire *NGCC Amundsen* de la baie de Baffin à la mer de Beaufort, pour ainsi traverser une large partie du Haut-Arctique. Une phase II a été lancée en 2008 (ArcticNet–2008-2011) et, plus récemment, une phase III, ce qui devrait permettre aux scientifiques de poursuivre leurs travaux jusqu'en

2018 (ArcticNet-2011-2018). Les données étudiées dans cette thèse ont strictement été collectées durant la phase I de cet ambitieux projet.

En prévision de l'Année polaire internationale 2007-2008, un vaste projet multidisciplinaire dédié à l'étude du chenal de séparation circumpolaire a vu le jour : CFL. Ce chenal, qui prend la forme d'une étroite bande de glaces anormalement minces, est une caractéristique récurrente de l'Arctique en saison hivernale. Il apparaît annuellement à la marge continentale du bassin arctique lorsque le pack central se détache des glaces côtières, ce qui forme une brèche dans le couvert de glace. L'étude mise de l'avant à l'automne 2007 cherchait avant tout à examiner les répercussions des changements provoqués par les processus climatiques sur le chenal qui se forme au large des côtes continentales de l'Arctique de l'Ouest. L'échantillonnage, qui a débuté immédiatement après la campagne ArcticNet-2007 (octobre 2007), ciblait strictement le golfe d'Amundsen, où le brise-glace de recherche a séjourné durant près de 293 jours. Les travaux ont pris fin au mois de juin 2008, après la débâcle. Ce n'est que dans la portion automnale des recherches menées en mer que des données de turbulence ont été collectées (entre octobre et novembre 2007).

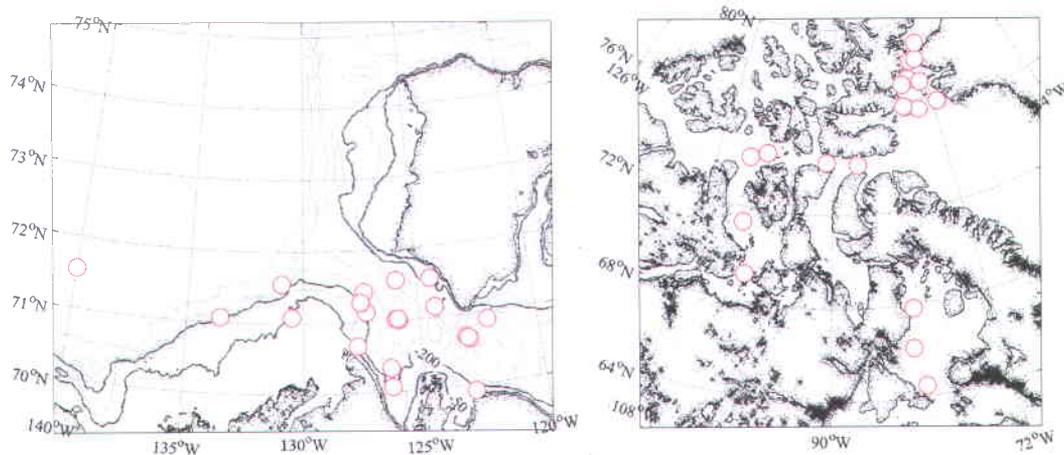


FIGURE 2.7 – Stations d'échantillonnage de la microstructure durant ArcticNet-2005/2007 et CFL-2007 en Arctique de l'Ouest (image de gauche), ainsi que dans le centre et l'est du territoire (image de droite).

Les mesures cumulées entre 2005 et 2007 sont uniquement utilisées dans la dernière section de cette thèse, dédiée au second objectif : la réévaluation des méthodes d'estimation du flux advectif. Seules les données de microstructure ont donc été exploitées, sans égard à la dynamique océanographique de plus grandes échelles. Ces mesures complètent les données de CASES-2004 en plus d'offrir une couverture appréciable du Haut-Arctique et de la baie de Baffin.

Données ponctuelles : turbulence Tel que mentionné plus haut, les profils de turbulence ont été enregistrés par l'intermédiaire du SCAMP. Au contraire des années 2004 à 2006, l'année 2007 a ceci de particulier que l'échantillonnage s'est poursuivi tard en saison, jusqu'au mois de novembre. Ce faisant, une partie du profilage réalisé durant CFL-2007 s'est déroulé à partir du puits de lancement du navire plutôt qu'en eau libre. Lors de ces opérations, le navire était immobilisé dans un large floe de glace de mer⁵, ce qui permettait de couper les moteurs et donc, d'éliminer une importante source de bruit. En tout, 24 et 15 stations SCAMP ont respectivement été visitées durant les campagnes ArcticNet-2005/2007 et CFL-2007 (fig. 2.7 et annexe A).

2.3 Le prétraitement des données

Le traitement des profils de microstructure demande beaucoup plus d'efforts et d'étapes que le traitement des données enregistrées par les appareils mouillés ou communément déployés en station (c.-à-d. CTD et MVP). Conséquemment, cette section traite essentiellement des mesures enregistrées par le SCAMP.

2.3.1 Propriétés physiques : stations et mouillages

Les données CTD et MVP ont été filtrées, puis décimées aux mètres afin de ne conserver que les structures de grandes échelles de la stratification. Ce lissage a été effectué à l'aide

5. [déf.] Tout fragment de glace de mer relativement plat ayant 20 m ou plus d'extension horizontale ([Grand Dictionnaire Terminologique](#), consulté en 2013).

d'un filtre elliptique passe-bas de type Butterworth de quatrième ordre. Les données de mouillage ont quant à elles été filtrées à l'aide d'un filtre de Godin (Godin *et coll.*, 1972), puis décimées aux heures. La composante de marée a été soustraite des données de vitesses à l'aide d'un filtre de type Butterworth, en fixant la fréquence de coupure à $1/34 \text{ h}^{-1}$.

2.3.2 Microstructure

Avant même d'obtenir un taux de dissipation, les données de turbulence doivent subir plusieurs prétraitements : débruitage, segmentation, ajustement du spectre de Batchelor, identification des *patches*. Les quelques paragraphes qui suivent présentent les principales lignes de la procédure suivie pour extraire les données utiles à l'analyse du mélange.

Débruitage Les données de microstructure collectées en mer sont très affectées par le bruit. Ce dernier, qui peut avoir une amplitude comparable au signal lui-même, réduit considérablement la valeur des taux de dissipation détectables, la limite inférieure étant généralement estimée à 10^{-11} – $10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ (p.ex. Lozovatsky *et coll.* 2006; Paka *et coll.* 1999; Prandke & Stips 1998). L'effet nuisible de cette contamination peut en partie être corrigé par l'utilisation d'un filtre à élimination de bande, p.ex. un filtre de type Butterworth ou Lanczos, qui soustrait les composantes indésirables du signal, contenues dans une mince bande de fréquence bien localisée (Roget *et coll.*, 2006). Cette technique réduit le bruit occasionné par la vibration du profileur, sans toutefois résoudre les fluctuations de hautes fréquences introduites par les thermistances, lesquelles sont nettement plus problématiques. L'efficacité du débruitage gagne donc à être améliorée en utilisant la méthode proposée par Piera *et coll.* (2001), qui consiste à enlever les composantes indésirables du signal par le biais d'un algorithme de débruitage par ondelettes à effet seuil (Donoho, 1995; Donoho & Johnstone, 1994).

Cette méthode présuppose que le bruit est gaussien et essentiellement contenu dans les composantes de hautes fréquences du signal. Lorsque l'amplitude de ces composantes

surpasse le niveau seuil jugé acceptable, ces dernières sont tout simplement soustraites des données. Ce processus est effectué à chacun des niveaux de décomposition par ondelettes, le seuil d'acceptabilité étant fixé par la variance du bruit estimé à chacune de ces étapes (Donoho & Johnstone, 1994). Cette technique de débruitage a été appliquée aux données de microstructure, ainsi qu'aux profils de température et de conductivité enregistrés par le SCAMP. Les quelques données aberrantes, non corrigées par cette procédure ont été subséquemment lissées par un filtre médian (Piera *et coll.*, 2001). Ces données, qui forment des pointes ponctuelles (ou [*ang*] *spikes*) dans le signal, résultent d'un problème de communication entre les sondes ou d'une mauvaise réponse des capteurs.

Segmentation du signal et spectre de Batchelor Une fois débruité, le signal des gradients verticaux de température a été employé pour estimer le taux de diffusion de la variance thermique, χ_θ , et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ε , en suivant la procédure usuelle de l'ajustement du spectre de Batchelor (1959). Un algorithme maison (en *Python*) a été écrit afin de simplifier la manipulation de l'important jeu de données et d'assurer une objectivité dans l'analyse (voir l'annexe B).

Tout d'abord, les profils ont été coupés pour ne conserver que les données collectées durant la descente de l'appareil. Les deux (eau libre) à dix (puits de lancement) premiers mètres de la colonne d'eau échantillonnée ont également été soustraits. Cette portion du profil est à la fois affectée par la phase de stabilisation du profileur, durant laquelle la vitesse de descente fluctue, et par les perturbations que peut occasionner l'embarcation. Par la suite, le signal de microstructure a été subdivisé en segments stationnaires à l'aide de la méthode autorégressive décrite par Chen *et coll.* (2002). L'utilisation d'un profil segmenté limite le biais d'estimation des taux de mélange comme la description théorique sur laquelle s'appuie cette estimation (c.-à-d. le spectre de Batchelor) présuppose, entre autres, que la turbulence échantillonnée est invariable dans le temps.

Enfin, pour chacun des segments délimités, le spectre analytique de Batchelor, S_B ⁶, a été ajusté au spectre de la variance des gradients de température observés, $S_{\theta'_z}$, par le biais d'une routine d'optimisation largement inspirée de la méthode de [Ruddick et coll. \(2000\)](#). Bien que S_B dépende de deux inconnus, ε et χ_θ , cette routine réduit le nombre de paramètres à ajuster à un seul, ε . Elle estime que le taux χ_θ peut directement être calculé de ([Dillon & Caldwell, 2001](#); [Oakey, 1982](#))

$$\chi_\theta = 6\kappa_\theta \overline{\theta'_z{}^2} = 6\kappa_\theta \int_0^\infty S_{\theta'_z}(k) dk, \quad (2.1)$$

avec κ_θ , la diffusivité moléculaire de la température, et $S_{\theta'_z}(k)$, la densité spectrale du signal enregistré par l'appareil. L'algorithme cherche donc à optimiser la quantité de variance $\overline{\theta'_z{}^2}$ décrite par la courbe théorique, $S_B(k)$, en variant ε . Plusieurs critères permettent d'évaluer et d'apprécier la qualité de l'ajustement, ainsi que de rejeter les estimations jugées insatisfaisantes ([Ruddick et coll., 2000](#)). En moyenne, de 15 à 20% des segments stationnaires traités ont été écartés de l'analyse. Un exemple du résultat obtenu de l'ajustement du spectre de Batchelor est donné à la figure 2.8b.

Segments stationnaires et *patches*

L'utilisation de segments stationnaires est imposée par la description de Batchelor. Ces derniers ne possèdent toutefois aucune signification physique et demeurent, à ce titre, peu représentatifs du mélange «réel». Ils répondent avant tout à des critères statistiques qui ne tiennent pas compte des mouvements de retournement que provoque la turbulence dans le milieu (c.-à-d. les tourbillons). Lorsque les eaux sont stratifiées, le

6. La forme unidimensionnelle du spectre de Batchelor, $S_B(k)$, est donnée par ([Gibson & Scharz, 1963](#))

$$S_B(k; k_B, \chi_\theta) = (q/2)^{1/2} \chi_\theta \kappa_\theta^{-1} k_B^{-1} f(\alpha), \quad f(\alpha) = \alpha \left[\exp^{-\alpha^2/2} - \alpha \int_\alpha^\infty \exp^{-x^2/2} dx \right]$$

avec q , une constante universelle comprise entre 3,4–4,1 ([Dillon & Caldwell, 2001](#); [Oakey, 1982](#)), $\alpha = (2q)^{1/2} k k_B^{-1}$, le nombre d'onde adimensionnel qui fait intervenir le nombre d'onde de coupure de Batchelor, k_B , et $f(\alpha)$, la forme adimensionnelle du spectre. $k_B = (\varepsilon/\nu\kappa_\theta^2)^{1/4}$, avec $\nu = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $\kappa_\theta = 1,4 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, la viscosité et la diffusivité moléculaires. Le nombre d'onde de Batchelor détermine la plus petite échelle spatiale à laquelle subsistent des fluctuations de température, à savoir $l \equiv 2\pi k_B^{-1}$ (de l'ordre de 10^{-3} m).

mélange génère des inversions de densité de fine échelle qui déstabilisent la colonne d'eau, $\partial\rho/\partial z > 0$ (instabilité statique). Ces inversions, qui sont la seule signature détectable du mélange par un profilage de la finestructure scalaire, suggèrent la présence de retournements. Elles correspondent à l'état inversé de la turbulence, lorsque les tourbillons, qui transportent vers le haut des particules d'eau denses et inversement, génèrent des anomalies de densité. Concrètement, ces inversions créent des structures en «Z» facilement identifiables dans le profil $\partial\rho/\partial z$.

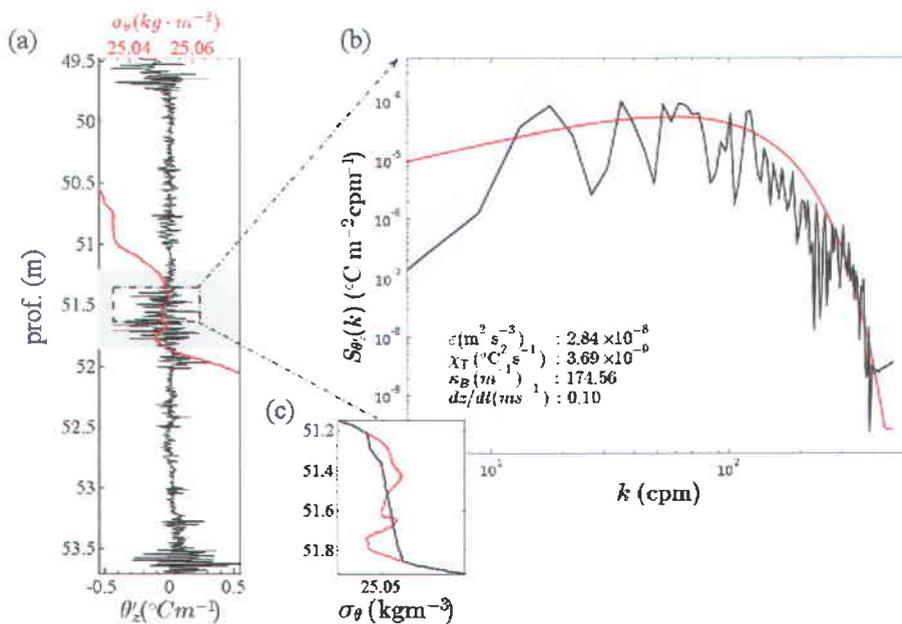


FIGURE 2.8 – La différence entre une *patch* et un segment stationnaire. (a) Profil des gradients de température verticaux (en noir) et de la densité (en rouge) dans l'environnement d'une *patch*. La zone ombragée, grise précise l'extension verticale d'une *patch* détectée par la procédure de Galbraith & Kelley (1996), tandis que l'encadré noir, pointillé, les limites spatiales d'un segment stationnaire isolé par l'algorithme de Chen *et coll.* (2002). (b) Le spectre des gradients de température (en noir) et le spectre de Batchelor universel qui reproduit le mieux la courbe des données empiriques (en rouge). La bande ombragée correspond à l'intervalle de confiance à 95% des données empiriques. Les taux de dissipation de l'énergie cinétique, ε , et de la diffusion de variance thermique, χ_θ , le nombre d'onde de Batchelor, k_B , ainsi que la vitesse de descente du profileur pour ce segment sont indiqués dans le coin inférieur gauche du graphe. (c) Un agrandissement du profil de densité dans les limites de la *patch* (en rouge) et de son profil réordonné (en noir).

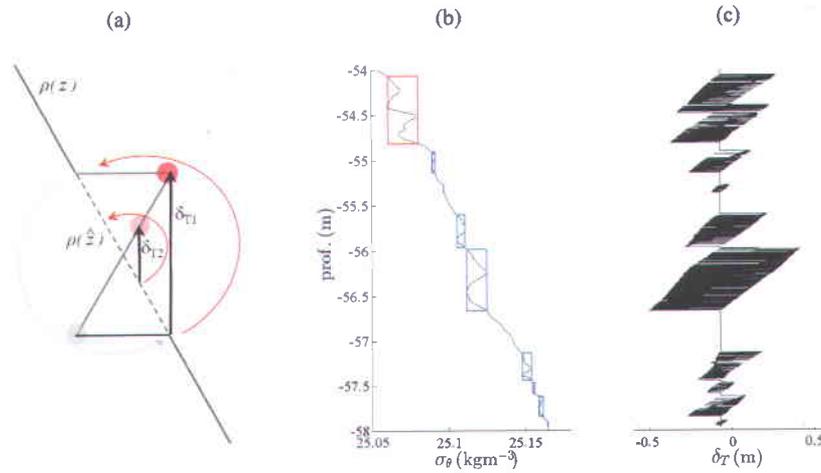


FIGURE 2.9 – (a) Schématisation d'un retournement complet et du profil en «Z ». Le profil observé, $\rho(z)$, et le profil réordonné, $\rho(\hat{z})$, correspondent respectivement au trait plein et au trait pointillé. Les flèches courbes indiquent les déplacements ascendant (rouge) et descendant (gris) provoqués par un tourbillon, tandis que les cercles pleins, les anomalies de densité positive (rouge) et négative (gris) qui leur sont associées. Le déplacement de Thorpe est précisé par les flèches noires, avec $\delta_{T1} > \delta_{T2}$. (b)-(c) Identification des *patches* dans un profil réel et déplacement de Thorpe, $\delta_T = z(i) - \hat{z}(i)$. Les *patches* sont circonscrites par les boîtes superposées au profil de densité potentielle, la couleur précisant si ces dernières ont été rejetées (rouge) suivant la procédure de Galbraith & Kelley (1996).

La notion de retournement complet Thorpe (1977) s'est d'ailleurs inspiré de cette idée pour quantifier l'échelle spatiale caractéristique des tourbillons. En supposant qu'une particule d'eau initialement positionnée en $\hat{z}(i)$ dans un profil gravitationnellement stable, $\partial\rho/\partial z < 0$, est transportée à une profondeur $z(i)$ par un tourbillon, il est possible de quantifier la distance verticale parcourue par cette particule. Cette distance correspond à $\delta_T = z(i) - \hat{z}(i)$: le déplacement de Thorpe. La valeur absolue de ce déplacement est maximale aux limites inférieures et supérieures de la zone de retournement, soit aux frontières supposées du tourbillon, et minimale en son centre (fig. 2.9a). Le *retournement complet* correspond donc à la couche de profondeurs où le profil de densité mesuré et le profil de Thorpe (réordonné) diffèrent. Ce faisant, aucune particule d'eau située au-dessus (au-dessous) de la limite supérieure (inférieure) du retournement ne possède une densité moindre (plus grande) à la densité minimale (maximale) observée entre ces limites. Il est donc possible d'identifier l'extension verticale du retournement complet en comparant le profil de densité réordonné (c.-à-d.

qui présente une croissance monotone avec la profondeur), $\rho(\hat{z})$, au profil observé, $\rho(z)$. La figure 2.9a illustre schématiquement ce concept. L'échelle spatiale caractéristique de la turbulence correspondra alors à $L_T = (\overline{\delta_T^2})^{1/2}$, la moyenne quadratique des déplacements inclus dans un retournement, ce qui définit l'échelle de Thorpe communément utilisée en océanographie.

La détection des patches Dans le but de détecter les zones de retournements, la procédure décrite par Galbraith & Kelley (1996) a été appliquée aux profils de densité calculés à partir des données enregistrées par le SCAMP⁷. Cette procédure comporte trois étapes : ❶ identifier les séquences continues de profondeurs auxquelles la fluctuation de Thorpe, $\rho' = \rho(z) - \rho(\hat{z})$, est positive ou négative, séquences appelées *runs*⁸ ; ❷ tester ces *runs* et soustraire ceux qui possèdent un nombre de points inférieur à la valeur seuil escomptée d'un bruit aléatoire, pouvant générer une inversion (les *runs* composés de quatre points ou plus sont considérés statistiquement différents du bruit ;Piera *et coll.* 2001) ; et ❸ identifier les *fausses* inversions attribuables à une désynchronisation des sondes ou à l'inertie thermique des cellules de conductivité (Lueck & Picklo, 1990). Ce type de problèmes survient, par exemple, lorsque le profileur traverse des masses d'eaux de température et de conductivité très différentes, comme c'est le cas à l'approche d'une intrusion compensée en densité. Galbraith & Kelley (1996) utilisent un test simple, basé sur la corrélation entre ρ , θ et S pour éliminer ces inversions douteuses.

Les *patches* ainsi circonscrites sont la représentation concrète du retournement complet, un concept initialement introduit par Dillon (1984). Un exemple de l'application de cette procédure est donné à la figure 2.9b-c. La figure 2.8 schématise quant à elle la distinction entre un segment, duquel est déduit $(\varepsilon)_s$ et $(\chi_\theta)_s$, et une *patch*.

Les paramètres du mélange L'extension verticale des *patches* a été employée pour délimiter dans l'espace un évènement de mélange. Ainsi, chacun des retournements

7. Cette procédure a initialement été conçue pour l'analyse des données CTD. Cette dernière s'adapte néanmoins aux données de microstructure convenablement débruitées (p.ex. Piera *et coll.* 2001).

8. Un *run* de 10 indique que 10 données consécutives possèdent un $\rho(z) - \rho(\hat{z})$ différent de zéro.

peut être caractérisé par ses propriétés turbulentes moyennes, $\varepsilon = \overline{(\varepsilon)}_s$ et $\chi_\theta = \overline{(\chi_\theta)}_s$, où l'opérateur $\overline{(\)}_s$ indique que ce calcul est réalisé sur l'ensemble des segments stationnaires, $(\)_s$, inclus dans les limites d'une *patch*. L'utilisation des *patches* en lieu et place des segments est particulièrement importante comme la totalité des paramètres subséquemment déduits de taux de dissipation et de diffusion tient également compte de la fréquence de flottabilité, N . Crawford (1986) et Galbraith (1992) ont démontré que cette fréquence est systématiquement plus élevée à l'extérieur des zones de retournements qu'à l'intérieur de ces dernières, ce qui biaise toute estimation. Il est donc préférable de calculer N par le biais d'une régression linéaire de $\rho(\hat{z})$ en fonction de \hat{z} qui ne tient compte que des points compris entre les limites spatiales d'une *patch*. Les autres facteurs communément employés dans l'étude de la turbulence, que ce soit le nombre de Reynolds de flottabilité, $R_{e,b} = \varepsilon/\nu N^2$, le nombre de Froude turbulent, $F_{r,t} = u'/NL \sim \varepsilon^{1/3}/NL_T^{2/3}$ ⁹, etc., peuvent donc être calculés sur la base des taux moyens et de ce N local.

9. En supposant que $u' \sim (\varepsilon L_T)^{1/3}$, ce qui permet de réécrire le nombre de Froude turbulent $F_{r,t} = u'/NL_T$ (Ivey & Imberger, 1991).

Fronts et mélange dans la mer de Beaufort et le golfe d'Amundsen

Certaines régions clés de l'Arctique sont particulièrement propices aux *upwellings*¹ côtiers, ces remontées qui entraînent vers la surface les eaux salines contenues dans les couches intermédiaires, voire inférieures de la colonne d'eau. Ces événements peuvent sensiblement altérer les propriétés de surface et, dans certains cas, favoriser la création d'une ligne de front. Tout dépend de l'importance de la masse advectée et de l'ajustement géostrophique qui, subséquemment, modifie la circulation. Ce type d'*upwelling* est caractéristique de la zone limitrophe à la mer de Beaufort, particulièrement le long de la marge continentale du cap Bathurst, et permet aux eaux pacifiques, riches en nutriments, d'atteindre la surface (Williams & Carmack, 2008). Cette singularité serait attribuable à la topographie du fond marin et, plus spécifiquement, à la divergence locale des isobathes qui décrivent, depuis l'est du cap, une pente abrupte, qui marque le passage entre le golfe d'Amundsen et le plateau du Mackenzie. Sous un régime de vents de l'est, cette bathymétrie contraindrait l'écoulement et forcerait un mouvement vers le haut. Bien qu'elles soient épisodiques et d'intensité variable (Williams & Carmack, 2008), ces remontées peuvent être déterminantes pour la région. Le (possible) mélange que ces dernières génèrent affecte non seulement l'aire de remontée mais, de manière plus large, toute l'étendue des eaux touchées par le front qui s'installe momentanément dans le domaine.

1. Le terme [*ang*] *upwelling* sera employé pour signifier une remontée d'eau.

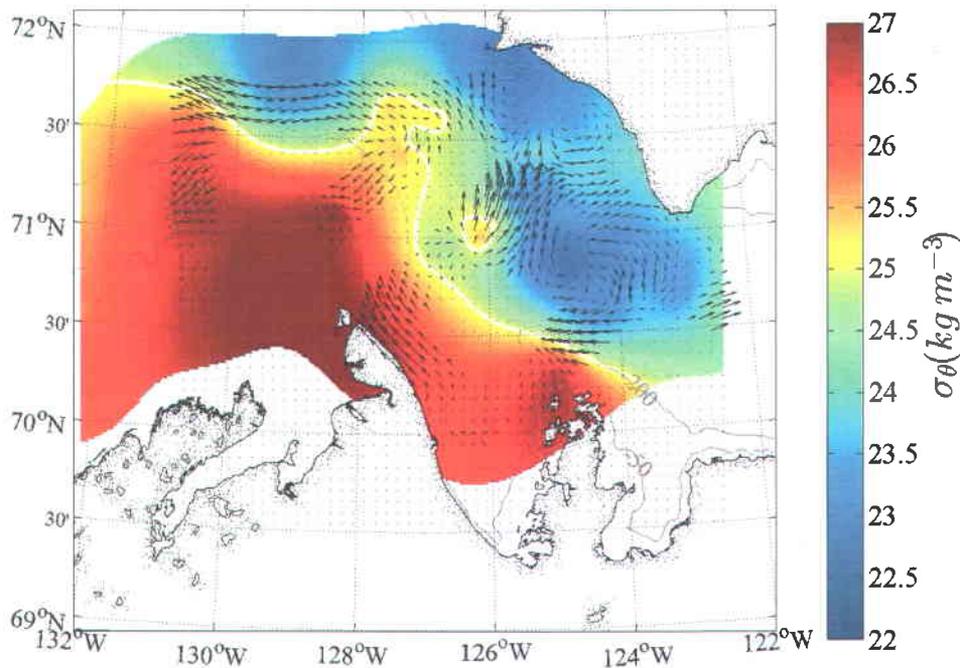


FIGURE 3.1 – Distribution horizontale de la densité à 16 m pour la campagne CFL-2007. Les vecteurs représentent les vitesses enregistrées à la même profondeur par le courantomètre fixé à la coque du navire (mesures en station). Dans les deux cas, un krigeage ordinaire a été employé pour l'interpolation et seules les valeurs contenues à l'intérieur d'une erreur d'estimation (ou variance) de $0,7 \text{ kg m}^{-3}$ ou $0,2 \text{ m s}^{-1}$ sont présentées. Le trait blanc délimite la zone $\sigma_\theta = 25,0 \text{ kg m}^{-3}$.

Mer de Beaufort et golfe d'Amundsen au printemps 2004 Durant les projets CASES et CFL, un suivi des conditions océanographiques a été réalisé dans les limites du plateau continental qui borde l'est de la mer de Beaufort et le golfe d'Amundsen. Ces deux expéditions (printemps 2004 et automne 2007) se sont déroulées sous un régime de vents qui favorisait l'avènement d'une remontée d'eau à la pointe du cap Bathurst. En 2007, l'évènement a eu une ampleur remarquable et a considérablement modifié la productivité biologique le long des côtes (Tremblay *et coll.*, 2011). Ce dernier serait attribuable à la conjoncture atmosphérique favorable² qui a, cette même année,

2. En 2007, le système arctique a été perturbé par une anomalie locale de pression positive qui a particulièrement touché la mer de Beaufort (c.-à-d. anomalie dipolaire atmosphérique; Wang *et coll.* 2009). Cette anomalie, qui s'est produite en été, a généré de forts vents orientés vers l'ouest qui ont considérablement modifié les conditions au nord du cercle polaire. C'est d'ailleurs ce déplacement anticyclonique qui est à l'origine de l'exportation massive de la glace pluriannuelle observée cette même

entraîné une diminution record de la couverture de glace en Arctique (Perovich *et coll.*, 2008; Stroeve *et coll.*, 2008; Tremblay *et coll.*, 2011). L'échantillonnage réalisé dans le cadre de CFL-2007 s'est toutefois déroulé durant la phase post-*upwelling*, alors que la distribution spatiale de la densité était largement dispersée au large du cap et que les premiers 0–50 m de la colonne d'eau s'avéraient déjà bien mélangés dans la moitié sud du domaine (fig. 3.1; n.b. le front, qui est clairement visible sur cette figure). En 2004, les opérations en mer ont débuté à la fin du mois de mai, au moment où la formation d'un pont de glace a permis l'ouverture de la polynie et exposée les eaux à l'influence des vents. Comme il le sera explicité dans le présent chapitre, un front s'est rapidement formé, lequel a concordé avec les legs 0404/0405 de CASES (entre le 4 et le 30 juin). C'est en outre durant ces semaines qu'a été collecté le plus important jeu de données de turbulence, ce qui donne une vision d'ensemble intéressante de la dynamique de grandes et micro-échelles.

Ce chapitre est donc consacré à la description de l'évènement de front du printemps 2004 et du mélange qui lui est associé. Il est important de noter que l'échantillonnage du mois de juin 2004 n'a aucunement été réalisé dans cet objectif, les stations ayant été prévues lors de la planification stratégique des campagnes de 2003–2004. Ce faisant, les données de CASES sont strictement opportunistes et ne rendent qu'une image incomplète de la dynamique frontale qui est apparue suite à l'ouverture de la polynie. Ces dernières ne sont ni suffisantes ni adéquates pour une étude approfondie, mais permettent néanmoins de localiser les différentes lignes de front, lesquelles peuvent servir de base à l'analyse du mélange.

La structure du chapitre Les sections qui suivent comportent donc deux grands objectifs : décrire le front et caractériser le mélange. Puisque le premier repose principalement sur l'observation des propriétés scalaires, il importe avant tout de revoir les particularités régionales du profil de température et de salinité. Il s'agit en fait d'élucider la question des intrusions qui sont fréquemment observées dans la couche de surface des eaux du golfe d'Amundsen, c.-à-d. dans les premiers ~50 m de la co-

année et, de là, à l'enchaînement de processus qui a donné lieu au premier grand minimum historique de couverture de glace recensé depuis 1979 (Perovich *et coll.*, 2008; Stroeve *et coll.*, 2008).

lonne d'eau. La raison est simple. À la limite d'un front, des intrusions compensées en densité peuvent être créées par la circulation agéostrophique secondaire. Cette circulation, qui cherche à rétablir l'équilibre géostrophique, réorganise les champs de vitesses de manière à ce que l'advection horizontale et l'advection verticale de la densité se compensent mutuellement (Klein *et coll.*, 1998). Les anomalies scalaires créées par ce déplacement ne présentent donc aucune signature en densité. Seule la température³, qui est brassée et étirée par l'écoulement, génère une empreinte détectable, associée à des intrusions. Ces dernières peuvent donc servir à identifier une circulation tridimensionnelle, typique d'une frontogénèse (MacVean & Woods, 1980; Nandi *et coll.*, 2004; Smith & Ferrari, 2009; Woods *et coll.*, 1986). Il est donc utile de connaître le type d'intrusions qui meublent le domaine.

Suite à cette courte revue dédiée aux intrusions (sec. 3.1), la discussion se fera en deux temps. Premièrement, le propos se concentrera sur l'évènement de front du printemps 2004 (sec. 3.2). Il s'agit en fait de caractériser le front par le biais d'une description synoptique, destinée à la circulation de surface, et d'une description détaillée, destinée à la circulation de subsurface qui s'installe suite à la formation du front. Deuxièmement, les données de turbulence seront analysées à la lumière de la dynamique observée (sec. 3.3). Cette section inclut des informations préalables, qui précisent la méthode employée pour *diagnostiquer* le mélange.

3.1 Particularités régionales du profil TS

Comme les intrusions sont primordiales pour l'analyse observationnelle des effets de front, les paragraphes qui suivent dressent un descriptif des anomalies observées durant la période d'échantillonnage. Deux grandes catégories peuvent être identifiées : les intrusions d'eau pacifique estivale (> 50 m), qui composent la couche halocline supérieure, et les intrusions de surface (< 50 m), qui sont généralement appelées [*ang*] *Near-Surface Temperature Maximum* (ci-après nommées NSTM) en référence aux travaux

3. Le traceur passif des eaux nordiques.

de Jackson *et coll.* (2011 ; fig. 3.2).

3.1.1 Les intrusions d'eau pacifique estivale

Description générale Dans le sud-est de la mer de Beaufort, la structure verticale de la colonne d'eau est largement influencée par les eaux du Pacifique qui se logent entre 50–250 m. Leur composante estivale, qui transite par le détroit de Béring entre les mois d'avril et décembre (Woodgate & Aagaard, 2005; Woodgate *et coll.*, 2006), forme la couche halocline supérieure, laquelle augmente significativement la stratification entre 50–100 m ($\sigma_\theta \sim 25,25 \text{ kg m}^{-3}$; McLaughlin *et coll.* 2004). Le parcours de ces [*ang*] *Pacific Summer Waters* (ci-après nommé PSW) depuis l'ouest de la mer de Beaufort jusqu'au golfe d'Amundsen demeure néanmoins ambigu. Le courant côtier alaskien ([*ang*] *Alaskan Coastal Current* ou ACC), qui transporte vers l'est les eaux qui circulent dans le détroit de Béring, serait responsable de l'advection des PSW le long des côtes de

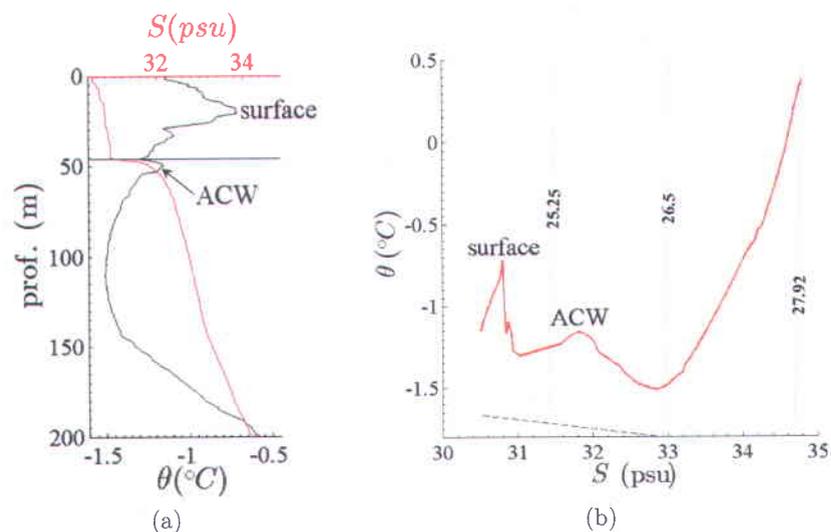


FIGURE 3.2 – Un exemple de profil (en a) et de diagramme θ - S (en b) composés d'une intrusion de surface et d'une intrusion d'eau pacifique estivale (indiquée par l'acronyme ACW, [*ang*] *Alaskan Coastal Water*). En b, la droite pointillée indique la température du point de congélation.

	prof. (m)	S (psu)	θ (°C)	σ_θ (kg m ⁻³)
2004	47,5 (27,9; 60,0)	31,8 (31,5; 31,9)	-1,1 (-1,3; -1,0)	25,5 (25,3; 25,7)
2005	48,0 (30,3; 77,7)	31,7 (31,1; 32,6)	0,1 (-0,9; 1,0)	25,5 (24,9; 26,2)
2006	66,3 (31,3; 75,3)	31,8 (31,3; 31,9)	-1,2 (-1,2; -0,5)	25,6 (25,1; 25,7)
2007	45,5 (16,3; 87,8)	32,2 (31,6; 32,4)	-1,1 (-1,3; -0,8)	25,9 (25,4; 26,1)

TABLE 3.1 – Les caractéristiques des intrusions d’eau pacifique estivale ([*ang*] *Alaskan Coastal Water*, ACW) observées au printemps 2004 et à l’automne 2005, 2006 et 2007 dans le golfe d’Amundsen et le sud-est de la mer de Beaufort. Les chiffres entre parenthèses correspondent aux 2,5 et 97,5 centiles respectivement.

l’Alaska. L’influence de ce courant se limiterait toutefois au plateau continental américain en raison des instabilités barotropes et baroclines qui restreignent sa progression et occasionnent à terme sa disparition (von Appen & Pickart, 2012). Les eaux alaskiennes (ou [*ang*] *Alaskan Coastal Water*, ci-après nommées ACW) qui naissent de l’ACC seraient donc entraînées par des tourbillons chauds de mésoéchelles à l’intérieur de la gyre de Beaufort, sans possibilité d’atteindre, sous la forme d’une circulation clairement définie, l’ouest du territoire canadien. Cette thèse s’oppose aux observations de Steele *et coll.* (2004), qui ont identifié des ACW le long de la marge continentale canadienne de la mer de Beaufort. Les données analysées par Lanos (2009) tendent également à confirmer l’existence d’une continuité du courant côtier au-delà du 140°O.

Propriétés des ACW Traditionnellement, l’ACW est associée au maximum local de température observé entre 31 et 32 psu ($\sim 40 - 90$ m; p.ex. McLaughlin *et coll.* 1996; Shimada *et coll.* 2001; Steele *et coll.* 2004). La température de ce maxima se situerait aux alentours de -1 °C, une valeur historique toutefois contestée par certaines études. Selon Shimada *et coll.* (2006), les eaux pacifiques estivales se seraient réchauffées entre la fin des années 1990 et les années 2000, d’où une augmentation de leur température de -1 à 0 °C. Cette affirmation semble corroborée par les travaux de Bourgain & Gascard (2012) qui évaluent à $(0,30 \pm 0,21)$ °C cette élévation du θ_{\max} entre 1997–2002 et 2003–2006 et à $(0,66 \pm 0,18)$ °C, entre 2003–2006 et 2007–2008. Ces chiffres tiennent toutefois compte de la totalité des maxima recensés entre 31 et 33 psu, ce qui inclut les eaux estivales de la mer de Béring ([*ang*] *summer Bering Sea water*, entre 32 et 33 psu et $\theta < -1$ °C; Steele *et coll.* 2004). Ces eaux sont majoritairement emportées par

la dérive transpolaire qui traverse l'océan Arctique d'ouest en est. Le réchauffement observé des PSW serait principalement attribuable à cette couche, dont seule une infime fraction atteint dans les faits le sud-est de la mer de Beaufort (Steele *et coll.*, 2004). La variabilité interannuelle de la température des ACW ne présenterait donc aucune tendance claire à la hausse, mais rien ne permet à ce jour de préciser ce point.

Méthode d'identification des ACW L'identification des eaux pacifiques estivales s'est donc limitée à l'observation d'un maximum clairement identifiable entre $31 < S < 32$ dans le diagramme $\theta-S$ (cf. fig. 3.2(b)), associé à une température significativement différente du point de congélation, notée T_c (c.-à-d. $T_c + 0,16^\circ\text{C}$; Bourgain & Gascard 2012). Le tableau 3.1 présente l'évolution des propriétés de l'ACW au cours de la période d'échantillonnage ciblée pour l'étude des fronts, lequel inclut également les années 2005 à 2007 à titre comparatif (données ArcticNet-2005/2006 et CFL-2007).

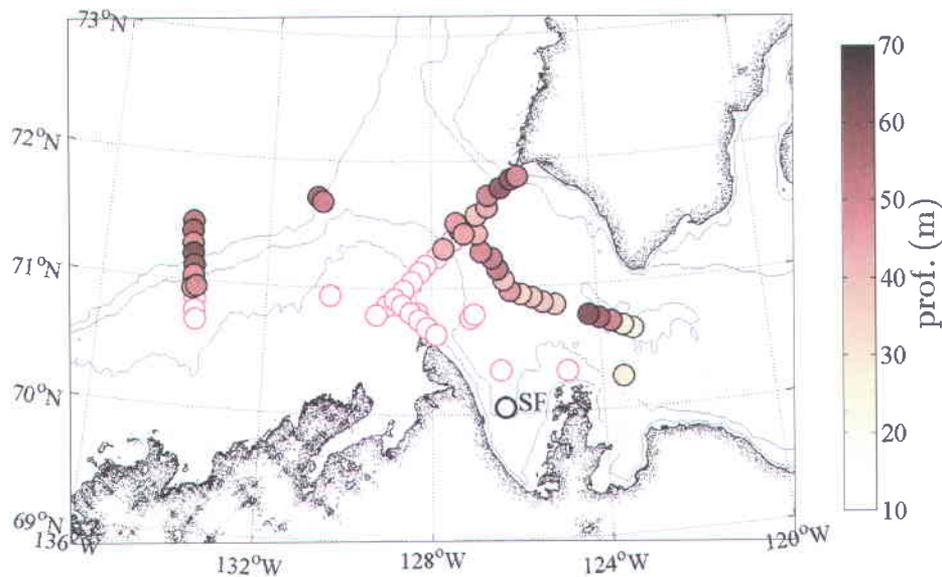


FIGURE 3.3 – Distribution des intrusions de type ACW dans le domaine durant les legs CASES 0404/0405 (juin 2004). Les cercles aux bordures roses indiquent la position des stations exemptes de structure intrusive d'eau pacifique. La station fixe, SF, est localisée par le cercle à bordure noir.

Observations des ACW, 2004–2007

Propriétés TS Selon les données compilées dans le tableau 3.1, ces anomalies se logent le long de l'isopycne $25,5 \text{ kg m}^{-3}$ et conservent une salinité proche de 31,8 psu. Sur ce point, seule l'année 2007 fait office d'exception avec une salinité moyenne de 32,2 psu, une élévation qui n'est visiblement pas liée à la variabilité interannuelle de cette masse d'eau. Les mesures réalisées par Jackson *et coll.* (2011) dans le centre du bassin canadien révèlent une baisse de la salinité des ACW de 29,5–32,0 à 28,0–32,0 psu entre 2004 et 2007. La tendance inverse observée dans le domaine d'étude serait plutôt attribuable à l'importante remontée d'eau qui a modifié les propriétés physiques aux abords des côtes canadiennes dans les semaines qui ont précédé la campagne CFL-2007 (Tremblay *et coll.*, 2011).

La température du maximum se maintient quant à elle à $\sim -1,1^\circ\text{C}$ hormis en 2005, où la valeur grimpe à $0,1^\circ\text{C}$ ($-0,9$ et $1,0^\circ\text{C}$, selon les 2,5 et 97,5 centiles). Ce réchauffement pourrait être associé à l'augmentation du flux de chaleur enregistré à la fin de 2004 dans le détroit de Béring, par lequel transitent les eaux pacifiques estivales (Bourgain & Gascard, 2012; Woodgate *et coll.*, 2010). Comme le précisent Woodgate *et coll.* (2010), la chaleur transférée au bassin arctique au début de la saison hivernale (p.ex. janvier 2005) est directement liée au flux transporté dans le détroit l'été précédent (p.ex. juillet 2004). Ce délai s'explique par le temps que mettent les eaux à traverser la mer de Chukchi⁴, un délai estimé à plusieurs mois (Woodgate *et coll.*, 2005).

Distribution spatiale Au printemps 2004, le déplacement des eaux pacifiques estivales semble largement contraint par la bathymétrie. De fait, la distribution spatiale des ACW n'indique aucun maxima à l'intérieur des limites de l'isobathe de 200 m (fig. 3.3). La profondeur de la couche demeure relativement constante à l'ouest du 130°O , se maintenant entre 43,9 et 59,8 m selon les 2,5 et 97,5 centiles, mais varie considérablement dans les limites du golfe, où elle oscille de 27,9 m à 60,0 m. D'une part, la présence des eaux pacifiques estivales > 40 m en début d'année 2004 témoigne de la persistance

4. La large mer située à la sortie du détroit de Béring, à l'extrême ouest de la mer de Beaufort.

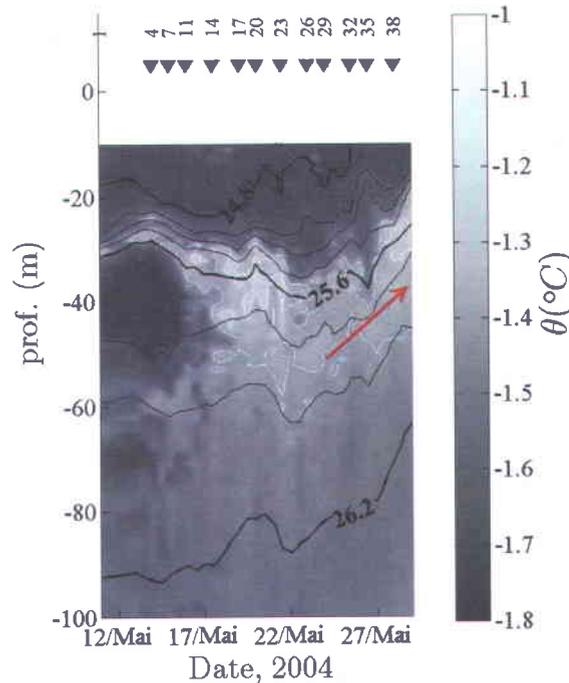


FIGURE 3.4 – La température potentielle enregistrée à la station fixe entre le 12 et le 30 mai 2004 (CASES, 0404). La position du maxima ACW est indiquée par les isothermes blanches aux environs de l'isopycne de $25,6 \text{ kg m}^{-3}$. Les triangles noirs précisent la date des différents profils enregistrés durant cette période. La flèche rouge localise le mouvement de remontée discuté dans le texte.

de cette structure tout au long de la saison hivernale. Ces eaux sont vraisemblablement liées à l'entrée des PSW dans le bassin canadien à la fin de 2003. D'autre part, la variation intrarégionale de la profondeur suggère une influence non négligeable de la dynamique locale, qui entraîne l'halocline supérieure à la hausse ou à la baisse.

Ce fait peut être illustré grâce aux données enregistrées à la station fixe, durant les dernières semaines de l'hibernation du navire, en mai 2004 (voir fig. 3.3, station SF). À cette station, la position verticale de maximum varie entre 24 et 48 m et est progressivement tirée vers la surface entre le 22 et le 30 mai (fig. 3.4, flèche rouge). Durant cette courte période, les vents moyens soufflaient à $4,9 \text{ m s}^{-1}$, avec des pointes à $6,5 \text{ m s}^{-1}$ en provenance de l'est-sud-est, soit parallèlement à la lisière de la banquise côtière dans laquelle était immobilisé le *NGCC Amundsen*. Ces vents ont généré une contrainte de

surface⁵ de $0,03 \text{ N m}^{-2}$ favorable à un transport d'Ekman, lequel explique le rehaussement des isopycnes observé à la figure 3.4. Ce bref épisode, qui suggère l'avènement d'une remontée d'eau à la lisière des glaces, illustre l'influence non négligeable de la dynamique locale pour l'advection des ACW au-dessus de leur profondeur caractéristique. La variabilité spatiale de ces intrusions dans le golfe d'Amundsen apporte donc un indice quant à la singularité de l'écoulement au printemps 2004 et à son impact sur la structure verticale de la colonne d'eau.

3.1.2 Les intrusions de surface

Description générale Une deuxième catégorie d'intrusions peut être observée dans le sud-est de la mer de Beaufort : les intrusions de surface, qui se logent à $\sim 25 \text{ m}$ (Maykut & McPhee, 1995; McPhee, 1998). Historiquement, ce maximum local apparaît dans le centre et l'ouest du domaine entre les mois d'août et décembre. Les données cumulées entre 1975 et 1997 font état d'une température maximale qui tend à augmenter avec les années, passant progressivement de $0,2$ à $0,6^\circ\text{C}$ au-dessus du point de congélation (Kadko, 2000; Kadko & Swart, 2004; McPhee, 1998; Shimada *et coll.*, 2001). Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer l'origine de ces anomalies : ❶ la pénétration de la radiation solaire à travers les chenaux en saison estivale (Kadko, 2000; Kadko & Swart, 2004; Maykut & McPhee, 1995; McPhee, 1998); ❷ la formation d'une couche de mélange hivernale en surface qui piège les eaux chaudes créées durant l'été (McPhee, 1998); ❸ l'afflux de la rivière Mackenzie (Macdonald *et coll.*, 2002) et ❹ l'advection des eaux de surface par l'écoulement barocline aux abords de la gyre de Beaufort (Shimada *et coll.*, 2001).

Intrusion de surface ou NSTM ? En s'appuyant sur des données collectées entre 1993 et 2007 dans le centre et l'est du bassin canadien, Jackson *et coll.* (2010) ont ré-

5. Calculée à l'aide du modèle de Smith (1988), selon lequel $\tau = C_D \rho_a U_{10}^2$, avec $C_D = \kappa / \log(10/z_0)$, le coefficient de traîné, qui varie en fonction de la longueur de rugosité estimée en surface, z_0 , et donc en fonction de la température de l'air et de la vitesse des vents mesurés à 10 m, U_{10} , $\kappa = 0,41$, la constante de von Kármán, et $\rho_a = 1,22 \text{ kg m}^{-3}$, la densité de l'air, supposée constante.

	prof. (m)	S (psu)	θ (°C)	$\theta_{\text{NSTM}} - T_c$ (°C)	σ_θ (kg m ⁻³)
2004	26,4 (12,5 ; 41,6)	30,8 (29,7 ; 31,1)	-0,9 (-1,2 ; 0,0)	0,27	24,7 (23,8 ; 25,0)
2004-07	17,3 (6,0 ; 35,7)	29,3 (23,4 ; 31,1)	1,1 (-0,8 ; 3,8)		23,8 (20,7 ; 25,6)
2005	27,0 (14,7 ; 43,5)	30,4 (28,8 ; 31,2)	1,8 (0,7 ; 3,0)	0,25	24,3 (23,0 ; 25,0)
2006	25,0 (10,6 ; 46,6)	30,6 (27,6 ; 31,2)	-0,5 (-1,0 ; 1,7)	0,20	24,6 (22,1 ; 25,0)
2007	36,0 (16,0 ; 65,0)	30,7 (29,6 ; 31,7)	-0,2 (-0,9 ; 1,3)	0,51	24,6 (23,8 ; 25,5)

TABLE 3.2 – Les caractéristiques des intrusions de surface observées entre 2004 et 2007 dans le golfe d'Amundsen et le sud-est de la mer de Beaufort. L'année 2004 a été séparée en deux sous-ensembles de données, soit du 6 au 30 juin, nommé 2004, et du 1^{er} juillet au 2 août 2004, nommé 2004-07. La colonne $\theta_{\text{NSTM}} - T_c$ donne la température minimale, relative au point de congélation, des NSTM identifiés par Jackson *et coll.* (2010) dans le centre du bassin canadien. Pour fin de comparaison, le point de congélation à 30 m, pour une salinité de 30 est de $T_c \approx -1,7^\circ\text{C}$.

comment élucidé la question de ces maxima. Leurs analyses expliquent ces structures par l'halocline saisonnière qui se forme dans les zones d'eau libre, entre la mi-juin et la mi-juillet. La chaleur emmagasinée par l'océan tôt en saison serait progressivement isolée de la surface par la création d'une couche de mélange plus froide, produite par la fonte de la glace de mer. Cette couche préviendrait l'érosion du maximum et maintiendrait l'intégrité de sa structure jusqu'au début de la saison hivernale, date à laquelle débutent l'englacement et, par le fait même, l'apparition en surface d'une convection. La stratification de l'halocline est importante comme elle peut à terme freiner le mélange et permettre la survie de l'intrusion tout au long de l'hiver. Jackson *et coll.* (2010) nomment [ang] *Near-Surface Temperature Maximum* (ou NSTM) cette classe particulière d'intrusions.

Propriétés des NSTM Ces NSTM se logent dans l'halocline supérieure, entre 25 et 35 m (Jackson *et coll.*, 2010). Cette position verticale tend toutefois à augmenter au fil des saisons, particulièrement lorsque ces dernières se déplacent dans les limites de la gyre de Beaufort, où l'effet du pompage d'Ekman provoque un approfondissement notable des couches superficielles de la colonne d'eau⁶ (Yang, 2006). C'est d'ailleurs à l'intérieur de ces limites que sont habituellement observées les structures persistantes, qui survivent à la convection hivernale. Le mécanisme de formation et d'évolution de ces NSTM a été

6. D'autres mécanismes, tels l'advection latérale des eaux denses et le mélange de surface, peuvent également expliquer l'approfondissement progressif de ces intrusions (Steele *et coll.*, 2011).

en grande partie confirmé par les travaux de [Steele et coll. \(2011\)](#). Leurs simulations numériques illustrent bien l'apparition d'un maximum local de température similaire à celui décrit par [Jackson et coll. \(2010\)](#) et le rôle capital de la radiation solaire. Bien que leurs résultats corroborent l'origine printanière des NSTM, ils n'excluent pas l'éventualité d'une origine automnale. Il s'agirait alors des intrusions créées par le refroidissement de la couche de surface dans les zones d'eau libre du bassin canadien suite à la chute des températures atmosphériques.

Méthode d'identification : sTM ou NSTM L'utilisation du terme NSTM présuppose donc que les intrusions de surface sont *strictement* attribuables au réchauffement solaire. Cette hypothèse n'est pas posée dans le présent document comme la dynamique frontale peut également jouer un rôle dans la formation de ces anomalies. Sauf exception, les intrusions de surface observées seront donc nommées [*ang*] *surface Temperature Maximum* (ou sTM) pour bien marquer ce fait. L'appellation NSTM est réservée aux structures qui présentent tous les aspects des intrusions décrites par [Jackson et coll. \(2011\)](#).

Sont donc considérées comme des intrusions de surface toute anomalie qui présente une salinité $S < 31$ ⁷, ainsi qu'une température qui excède de 0,2°C le point de congélation et de 0,1°C le minimum de température de la couche subjacente ([Jackson et coll., 2010](#)). Comme pour les ACW, ces anomalies doivent également produire un maximum clairement identifiable dans le diagramme θ - S (cf. fig. 3.2(b)). Les caractéristiques physiques des sTM recensés entre 2004 et 2007 sont listées dans le tableau 3.2.

Observations des sTM, 2004–2007

Propriétés des sTM Fait remarquable, la profondeur des intrusions de surface se maintient aux alentours de 30 m en 2004, bien que cette année d'échantillonnage représente les conditions printanières du golfe. Par conséquent, les données analysées ne semblent pas illustrer la formation potentielle d'un maximum de température assimilable aux NSTM, du moins durant le mois de juin 2004, à l'est du 140°O. Les quelques

7. Pour les différencier des ACW.

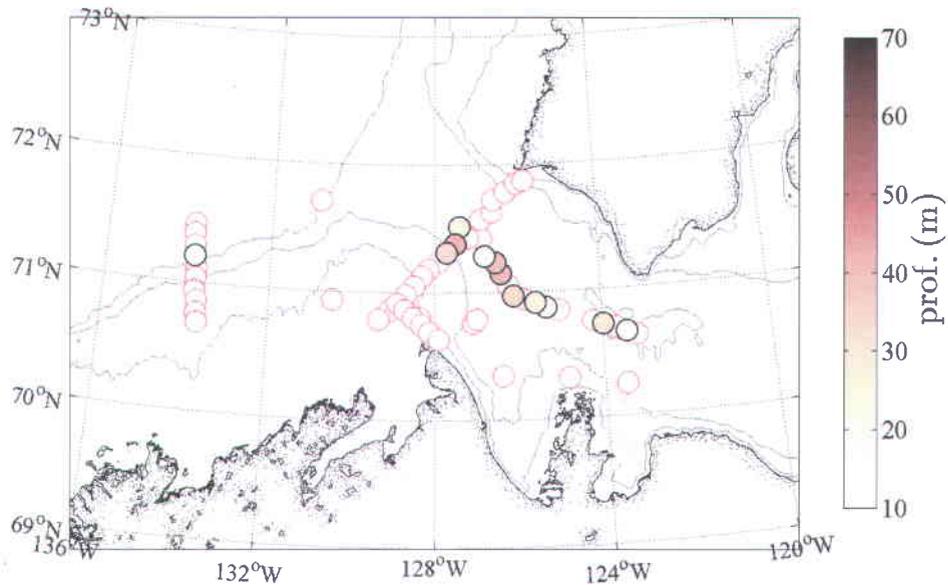


FIGURE 3.5 – Distribution des intrusions de surface dans le domaine durant les legs CASES 0404/0405. Les cercles aux bordures roses indiquent la position des stations exemptes de structure intrusive de surface.

stations dotées d'un sTM sont dépourvues d'halocline estivale, le point d'inflexion de la stratification⁸ étant situé sous le maximum, à 42,5 (15,9 et 51,3) m. Ce point correspond à l'halocline hivernale, une structure rémanente, représentative des conditions de surface qui ont prédominé durant l'hiver et qui sépare les eaux pacifiques estivales des eaux superficielles. Selon les données compilées, les sTM se logent à ~ 15 m de la base d'une couche mélangée de 10,0 m d'épaisseur (2,8 et 21,8 m selon les 2,5 et 97,5 centiles)⁹, ce qui en fait des structures récentes, nouvellement formées. Il faut attendre le début de la saison estivale pour voir apparaître un signal clair de $NSTM$ dans la région (voir tab. 3.2, ligne 2004-07). Entre les mois de juillet et août, période non couverte par l'étude des fronts (CASES-0405), les intrusions de surface se situent à 17,3 (6,0 ; 35,7) m, soit au-dessous de l'halocline estivale en formation qui produit un maximum de stratifi-

8. La profondeur à laquelle la fréquence de Brunt-Väisälä est maximale (Jackson *et coll.*, 2010).

9. L'épaisseur de la couche mélangée correspond à la profondeur minimale obtenue soit ❶ de la méthode de seillage, qui consiste à déterminer la profondeur à laquelle la densité atteint $\rho_{surf} + 0,04 \text{ kg m}^{-3}$, avec ρ_{surf} , la densité mesurée en surface ; soit ❷ de la méthode de Holte & Talley (2009), qui consiste à trouver le point d'intersection entre la droite tracée le long de la couche de densité uniforme en surface et la droite tracée en suivant la pente de la pycnocline.

cation à 2,6 (0,0 ; 26,6) m. Durant cette période, aucune couche homogène bien définie n'est observée en surface : l'épaisseur estimée de la ML n'atteint que 2,4 (1,0 ; 7,0) m et une très forte stratification contrôle les premiers mètres de la colonne d'eau. Ce profil témoigne des conditions changeantes du début de la saison estivale, lesquelles font suite à la fonte de la glace de mer et à l'apport des eaux du Mackenzie (Lansard *et coll.*, 2012) qui modifient la salinité en surface, ainsi qu'au réchauffement printanier. La température des sTM atteint en outre 1,1 (-0,8 ; 3,8)°C en juillet comparativement à -0,8 (-1,2 ; 0,1)°C en juin.

De 2005 à 2007, les structures intrusives observées à σ_θ 24,3-24,6 kg m⁻³ se logent sous une halocline estivale située respectivement à 17,0 (12,4 ; 22,0) m, 17,0 (8,3 ; 28,5) m et 35,0 (11,0 ; 75,0) m. Ces structures possèdent donc les qualités des NSTM, mais ne résultent pas nécessairement du processus décrit par Jackson *et coll.* (2011) (c.-à-d. isolation de la chaleur accumulée en surface par la création d'une couche de mélange plus froide, produite par la fonte de la glace de mer). La profondeur du maximum local est hautement variable, particulièrement en 2007, année de l'importante remontée d'eau (entre 16–65 m ; tab. 3.2). L'évolution interannuelle de la température et de la salinité entre 2005 et 2007 ne suit d'ailleurs pas la tendance observée par Jackson *et coll.* (2011) dans le centre du bassin canadien (cf. θ_{NSTM} dans le tab. 3.2).

Distribution spatiale En 2004, les intrusions se concentrent quasi exclusivement le long du transect est-ouest qui traverse le golfe d'Amundsen (fig. 3.5). L'échantillonnage ne permet malheureusement pas de déterminer l'étendue réelle de ces structures plus au nord, le long des côtes de l'île de Banks. Ces dernières semblent néanmoins éparées et peu représentatives des conditions physiques générales du domaine. L'absence de sTM dans l'environnement du cap Bathurst est néanmoins récurrente dans les données analysées entre 2004 et 2007 et pourrait être liée à la spécificité dynamique de l'endroit. Les remontées d'eau, qui y sont fréquentes, peuvent générer un mélange qui touche tout particulièrement les couches superficielles de la colonne d'eau, ce qui uniformise la stratification et, par là même, lisse les anomalies.

3.2 Évènement de fronts, CASES 2004

Entre le début juin et la mi-juillet 2004, la glace de mer libère progressivement les eaux du golfe d'Amundsen. Le pourcentage des eaux couvertes à l'intérieur du domaine passe alors de 50% à moins de 5% (Forest *et coll.*, 2008). C'est durant cette période que s'ouvre la polynie du cap Bathurst grâce au pont de glace qui retient le pack dans l'est du golfe, entre les côtes continentales et l'île Victoria (fig. 3.6). Ce pont forme une arche bien définie qui relie la pointe sud de l'île de Banks à l'extrémité nord du cap Parry. Il se maintient jusqu'au 25–28 juin, date à laquelle des lignes de cisaillement commencent à apparaître à la lisière des glaces sur les images collectées par l'instrument satellitaire MODIS (<http://earthdata.nasa.gov/data/near-real-time-data/rapid-response>).

Cette section retrace l'évènement de remontée à l'origine du front du printemps 2004. Très peu de données de courants sont disponibles pour décrire avec précision la manifestation physique qui naît de cet évènement, alors que le navire sillonnait les eaux du golfe d'Amundsen et de la mer de Beaufort. Conséquemment, cette section se limite à retracer les grandes lignes du front par l'intermédiaire des données acquises en mer, lors de la campagne CASES-0404/0405 (du 4 au 30 juin), et des quelques images satellitaires jugées pertinentes. Les paragraphes qui suivent ne dressent donc qu'un bref survol des

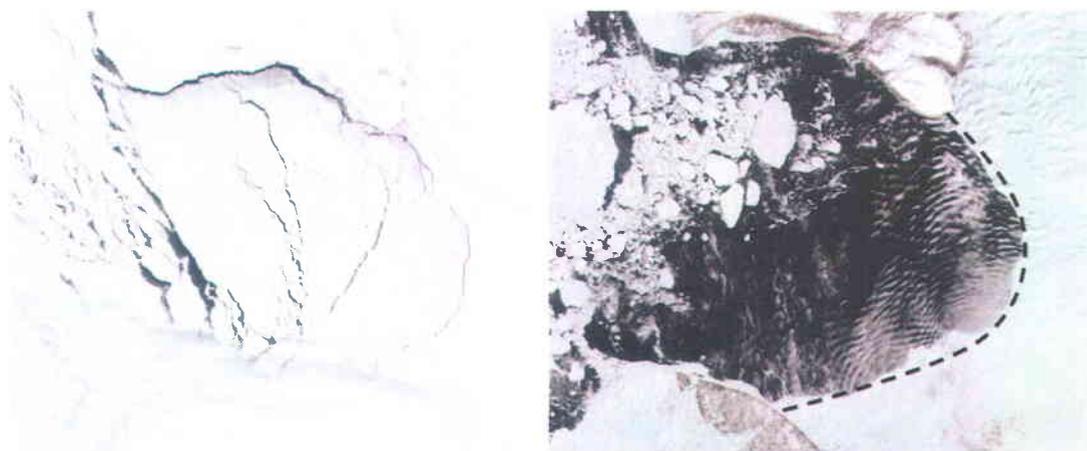


FIGURE 3.6 – Image MODIS du 20 mai (image de gauche) et du 9 juin (image de droite) 2004. Le trait noir, discontinu localise le pont de glace sur l'image de gauche.

détails de la remontée d'eau, ainsi que de la dynamique océanographique de grande échelle observée en surface (description synoptique) et sous les premiers mètres de la colonne d'eau (dynamique de subsurface) durant le mois de juin 2004.

3.2.1 La remontée du printemps 2004

Les épisodes de vents Au début de la saison printanière, deux épisodes de vents vont rapidement dégager les eaux du golfe d'Amundsen et libérer le sud de l'embouchure de l'emprise des glaces. Le premier débute à la fin mai et génère des vents de $4,1$ ($1,2$; $6,4$) m s^{-1} de l'est-sud-est (94°). Il s'agit de l'évènement mentionné à la section précédente, lequel est responsable du relèvement des isopycnes à la station fixe (cf. fig. 3.4). Le second survient quelques jours plus tard, au début du mois de juin, et donne

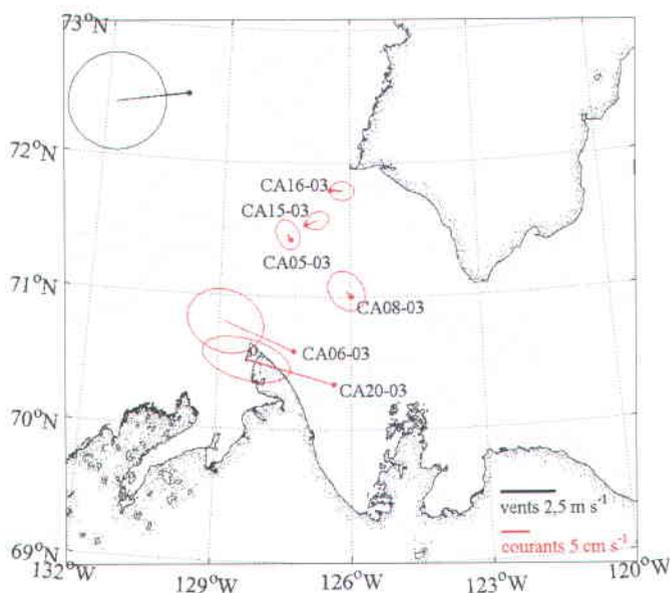


FIGURE 3.7 – Courants moyens enregistrés entre 0 et 30 m aux stations de mouillages entre le 25 mai et le 6 juin 2004. Les points rouges indiquent la position des stations, les vecteurs, la moyenne, et les ellipses centrées à leur tête, la déviation standard des courants par rapport à cette moyenne. Le vecteur noir et son ellipse visibles dans le coin supérieur gauche de la carte indiquent la moyenne et la déviation standard des vents pour cette période selon les données NCEP-NARR.

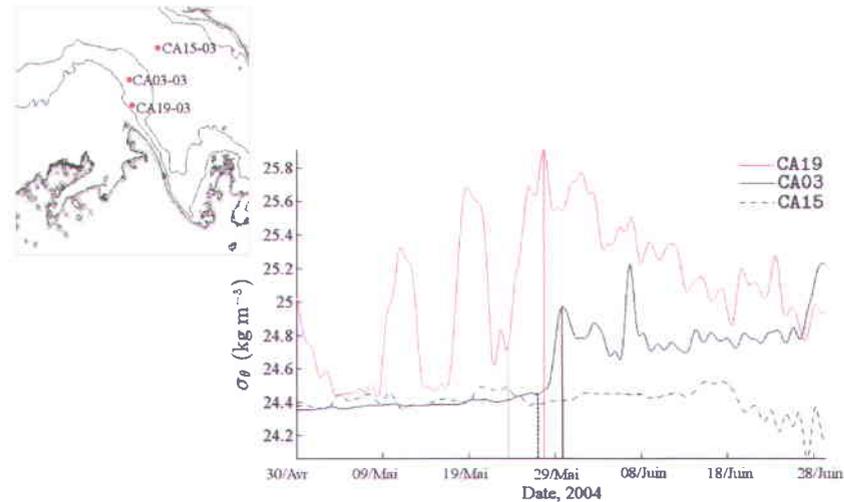


FIGURE 3.8 – La densité potentielle enregistrée aux mouillages CA19-03 (30 m), CA03-03 (28 m) et CA15-03 (20 m) entre le 30 avril et le 30 juin 2004. Les droites verticales indiquent le début (traits pointillés) et la fin (traits pleins) des variations de densité liées à la remontée.

lieu à des vents de $6,4$ ($5,3$; $7,5$) m s^{-1} (97°). Cette conjoncture permet non seulement l'ouverture de la polynie, mais également l'apparition d'une remontée d'eau similaire à celle typiquement observée près du cap Bathurst (Williams & Carmack, 2008). De fait, les données enregistrées par les courantomètres acoustiques immergés au large des côtes continentales sont explicites. Entre le 25 mai et le 6 juin, les courants moyens de la couche 0–30 m signalent un fort déplacement orienté vers le nord-ouest au large de la côte est de la péninsule (fig. 3.7, mouillage CA06-03 et CA20-03), près de la limite du plateau continental où se concentrent habituellement les eaux de remontée (Williams & Carmack, 2008). Plus au nord, les courants sont négligeables et représentatifs de la période de débâcle (15 avril–15 juillet ; Barber *et coll.* 2008).

La signature de la remontée Les eaux entraînées vers la surface ont d'ailleurs marqué les séries temporelles de données scalaires enregistrées à la station CA19-03, mouillée à proximité de la pointe de la péninsule. La densité mesurée par la sonde Alec fixée à 30 m de profondeur augmente abruptement le 25 mai, alors que σ_θ passe de $24,6$ à $25,9$ kg m^{-3} dans un intervalle de six jours (droites rouges, fig. 3.8)¹⁰. Un saut de densité

10. Les fluctuations observées entre le 10 et le 20 mai sont fort probablement attribuables au passage d'un tourbillon (Barrette, 2012) et ne sont, conséquemment, pas associées à la remontée.

similaire, quoique de moindre amplitude, est également noté au mouillage CA03-03 (à 28 m), quelques jours plus tard (droites noires, fig. 3.8). Aucun changement significatif ne modifie toutefois les séries de données mesurées au-delà du talus continental, à la station CA15-03 (à 20 m; fig. 3.8). L'influence de la remontée semble donc se borner aux eaux contenues dans le plateau du Mackenzie, à l'intérieur des limites de l'isobathe de 50–200 m.

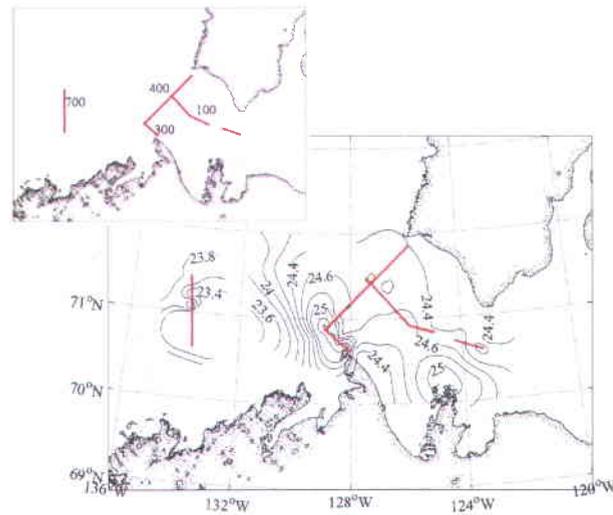
3.2.2 Le front dans le golfe d'Amundsen

Les opérations en mer ont débuté à l'est du golfe, le 6 juin 2004, soit juste après les deux épisodes de vents. Le navire s'est alors déplacé d'est en ouest, pour rejoindre l'embouchure à la mi-juin. Les eaux limitrophes au cap n'ont été échantillonnées qu'à la fin juin, alors que le brise-glace s'est progressivement rapproché des côtes continentales. Les données accumulées durant les legs CASES-0404/0405 et utilisées pour la description de l'évènement de front s'échelonnent donc sur trois semaines et témoignent de conditions changeantes, qui font suite à la remontée observée au nord de la péninsule. Ces données sont néanmoins utiles pour la description synoptique de la circulation à l'intérieur du domaine et l'identification des grandes lignes de front.

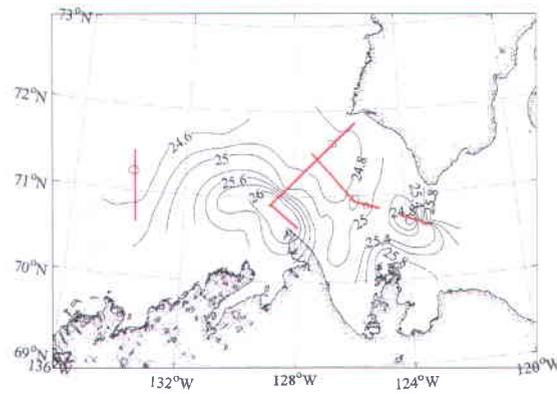
Description synoptique

Malgré l'arrivée tardive du *NGCC Amundsen* près des côtes du cap Bathurst (mi-juin), l'échantillonnage révèle une zone nettement plus dense à la pointe de la péninsule, le long du transect 300 qui borde les terres (fig. 3.9). La densité décroît rapidement de part et d'autre de cette zone, atteignant $\sigma_\theta = 24,5 \text{ kg m}^{-3}$ au centre de l'embouchure¹¹ et demeurant relativement constante par la suite, jusqu'aux berges de l'île de Banks. À 30 m de profondeur, la signature de la remontée demeure visible et s'étend jusqu'à la limite de l'isobathe de 200 m. Les eaux qui circulent au centre du golfe présentent quant

11. La station CTD située à proximité du mouillage CA15-03 présente une couche mélangée d'une profondeur de 35 m, ce qui explique le peu de variations notées entre les données enregistrées par la sonde *Alec* à 20 m (cf. fig. 3.8) et celles interpolées à 5 m au centre de l'embouchure (cf. fig. 3.9(a)).



(a) 5 m



(b) 30 m

FIGURE 3.9 – Distributions horizontales de la densité à 5 (a) et 30 m (b) obtenues par krigeage ordinaire à partir des données CTD de CASES-2004. Seules les données d'interpolation contenues à l'intérieur d'une erreur d'estimation (ou variance) de $0,15 \text{ kg m}^{-3}$ sont présentées.

à elles une densité sensiblement plus faible que la densité environnante, ce qui crée une aire bien circonscrite de $\sigma_\theta = 24,8 \text{ kg m}^{-3}$ au sud de *Nelson Head*¹² (fig. 3.9(b)). Au large de la banquise côtière de cap Parry et le long du pont de glace ($\sim 123^\circ\text{O}$), la densité se maintient plutôt à $25,8 \text{ kg m}^{-3}$.

12. La pointe sud de l'île de Banks.

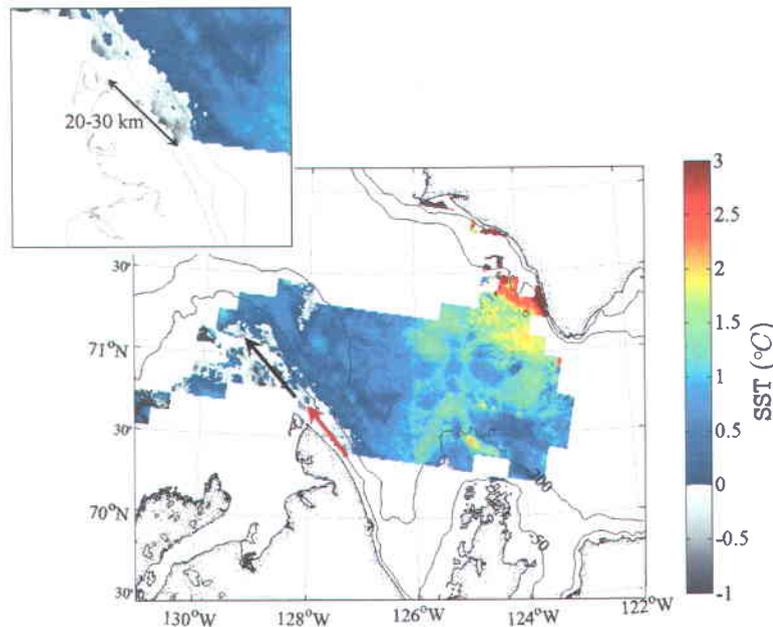


FIGURE 3.10 – Température de surface moyenne déduite des données satellitaires du 13 juin 2004. Les tons de gris indiquent les températures inférieures au 0°C. Les flèches précisent l’extension de l’aire de remontée sur le plateau du Mackenzie (noir) et à l’intérieur du golfe d’Amundsen, le long du talus continental (en rouge). L’encadré précise la zone de prolongement de la remontée dans le golfe, laquelle atteint une distance de 20–30 km.

Deux lignes de fort gradient de densité semblent donc se dessiner : l’une sur le pourtour du cap Bathurst et la seconde plus à l’est, au large du pont de glace et du cap Parry, à la limite du pack qui encombre l’est du golfe. Pour préciser ce point, il est utile de se référer aux images satellitaires enregistrées durant la période d’échantillonnage, lesquelles donnent une vision d’ensemble de la distribution de la température des eaux de surface (ci-après nommée SST, [*ang*] *Sea Surface Temperature*). La température est un traceur passif, entraîné par l’écoulement et peut, à ce titre, permettre d’identifier les grandes structures de la circulation. Ces images ont été générées à l’aide des données AVHRR ([*ang*] *Advanced Very High Resolution Radiometer*) acquises par les satellites NOAA (<http://www.nsof.class.noaa.gov>) et traitées à l’Institut Maurice-Lamontagne (Peter Galbraith et Pierre Larouche, comm. pers., 2013)¹³. L’algorithme utilisé élimine

13. Les données NOAA-AVHRR possèdent une résolution temporelle de une (1) journée et une résolution spatiale d’environ de 1,1 km au niveau de la surface de la Terre, à la verticale du satellite. Dans l’infrarouge thermique, la résolution est de 0,12°C.

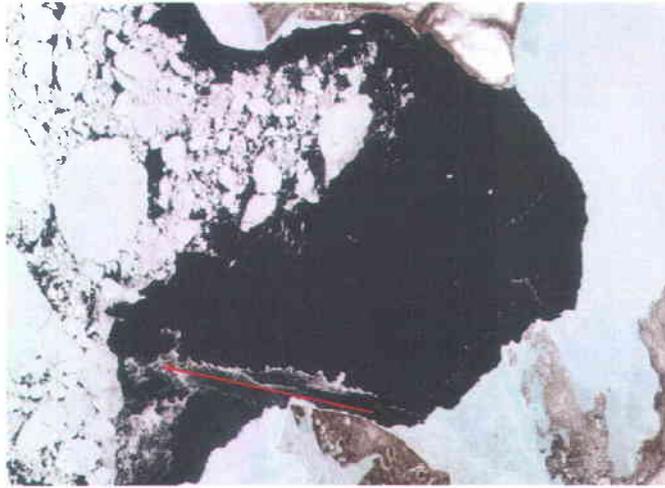
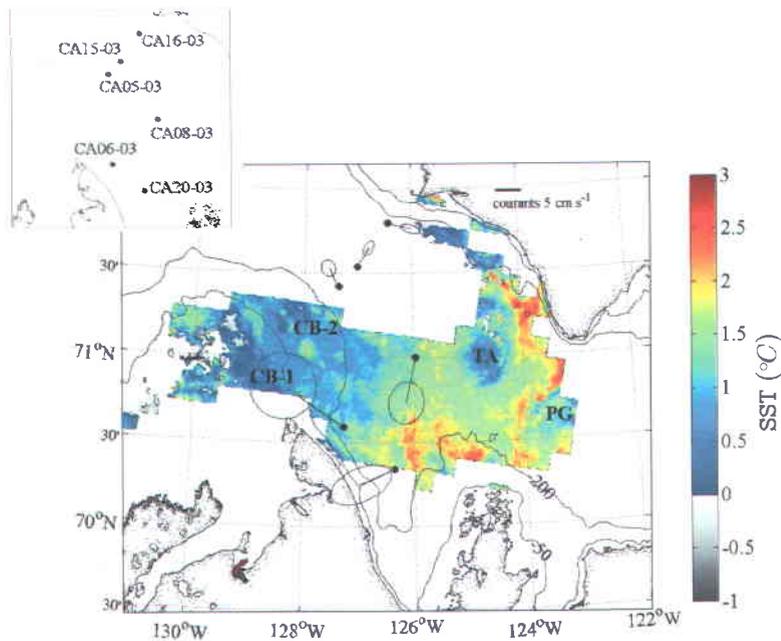


FIGURE 3.11 – Image MODIS du 12 juin 2004. La flèche rouge suit la ligne de courant à l'origine des instabilités observées au nord-ouest du cap Bathurst.

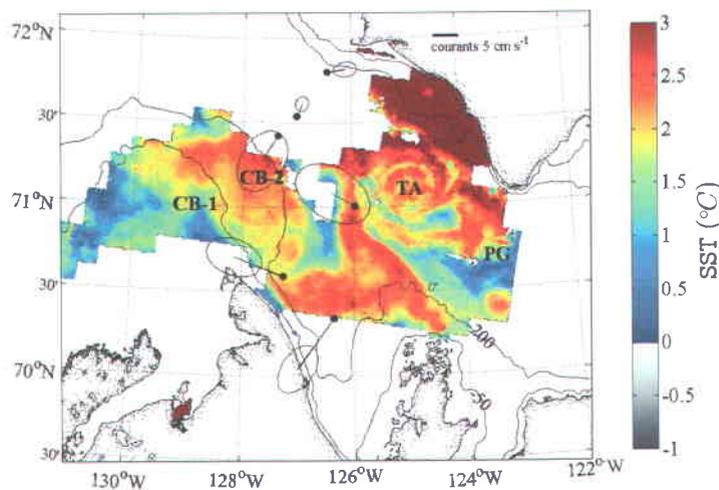
les données perturbées par la présence de glaces ou de nuages (Galbraith & Larouche, 2011).

Images satellitaires : début juin La figure 3.10 présente la distribution de la température des eaux de surface en date du 13 juin. Cette dernière donne une idée des propriétés physiques des eaux au début de la période d'échantillonnage. Il s'agit de la première image analysable du domaine d'étude pour l'année 2004 et donc, des premières données exemptes de glace et de nuage.

Les eaux qui jouxtent les côtes est du cap Bathurst et qui circulent à sa périphérie possèdent une signature bien caractéristique. Leur température demeure sous le 0°C , alors que le reste du domaine montre des signes de réchauffement, particulièrement le long des berges de l'île de Banks où la SST atteint 3°C . Ces eaux froides dessinent une aire de remontée typique, avec une extension sur le plateau du Mackenzie et une mince bande qui se prolonge à l'intérieur du golfe d'Amundsen, le long du talus continental (voir les flèches de la fig. 3.10). Selon Williams & Carmack (2008), la distance minimale du prolongement de la zone de remontée vers l'est est de ~ 25 km, laquelle dépend strictement de la géométrie des côtes. Les données de la figure 3.10 indiquent une distance de $\sim 20\text{--}30$ km, soit près de la valeur attendue. C'est à l'intérieur de cette



(a) 15 juin 2004



(b) 23 juin 2004

FIGURE 3.12 – Température de surface moyenne déduite des images satellitaires NOAA-AVHRR pour les deuxième (15 juin) (a) et troisième (23 juin) (b) semaines du mois de juin 2004. Les points noirs indiquent la position des mouillages, les vecteurs, la moyenne hebdomadaire des courants mesurés entre 0–30 m, et les ellipses centrées à leur tête, leur déviation standard. CB-1 : l'aire de remontée. CB-2 : la zone qui longe l'isobathe de 200 m, au nord du cap. TA : le tourbillon de mésoéchelle anticyclonique. PG : la zone marginale de basse température située à la limite du pont de glace et au nord du cap Parry.

lisière d'eau, au sud de l'isobathe de 200 m, que le courant de surface serait maximal et le *upwelling*, le plus intense (Williams & Carmack, 2008). L'image MODIS du 12 juin indique d'ailleurs que le courant enregistré au mouillage CA06-03 entre le 25 mai et le 6 juin est toujours très influent à cette date (cf. fig. 3.7 et fig. 3.11). Une série d'instabilités peuvent être observées dans le prolongement de la ligne de côtes, le long du tracé que suggère le courant mesuré au large des berges. Les larges floes de glace qui circulent près du cap semblent d'ailleurs contenues à l'extérieur de l'embouchure (cf. fig. 3.11), à l'extrémité ouest de cette ligne de courant qui disparaît des images satellitaires dès le 17 juin. En somme, la circulation au large de la péninsule semble bien favoriser le maintien d'une zone d'eau libre dans la portion sud de l'embouchure. La figure 3.10 confirme donc l'avènement d'un *upwelling* au printemps 2004, mais qu'advient-il par la suite ?

Images satellitaires : du 10 au 24 juin La figure 3.12 donne un exemple journalier de la SST pour les deuxième (15 juin) et troisième (23 juin) semaines de juin, durant lesquelles la quasi-totalité des données de profilage a été obtenue (exception faite des stations situées à l'extérieur du golfe, CASES-0405). Les courants enregistrés aux différents mouillages ont été superposés aux fins de comparaison (moyenne hebdomadaire).

Durant cette période, la température des eaux de surface s'est rapidement réchauffée le long de l'île de Banks, ainsi qu'au large de la banquise côtière de la baie de Franklin qui sépare le cap Bathurst du cap Parry (fig. 3.12). Ce réchauffement se limite donc aux eaux contenues à l'est du 127°O et ne touche pas l'aire de remontée du cap Bathurst, située au sud de l'isobathe de 50 m (zone CB-1, fig. 3.12). La propagation de la chaleur dans le tiers inférieur de l'embouchure semble plutôt contrôlée par la circulation qui naît du *upwelling*, les eaux de $\theta > 2^\circ\text{C}$ étant, pour l'essentiel, repoussées le long de l'isobathe de 200 m (zone CB-2, fig. 3.12). Ces eaux sont probablement advectées depuis la côte est du cap (mouillage CA06-03), puis repoussées vers le nord en suivant la direction dictée par l'écoulement qui s'installe sur le pourtour de la péninsule. Un fort gradient de température délimite en ce point les eaux $\theta > 2^\circ\text{C}$ transportées depuis le sud des eaux $\theta < 1^\circ\text{C}$ qui bordent le pack mobile, près de l'isobathe de 200 m (c.-à-d. la zone située au nord de CB-2 sur la fig. 3.12(b)).

Parallèlement, les données suggèrent la formation d'une circulation anticyclonique de large envergure au sud-ouest de *Nelson Head*, près de la zone de faible densité observée dans la distribution de σ_θ à 30 m (cf. fig. 3.9(b) et zone TA, fig. 3.12). Ce tourbillon est déterminant pour la région comme il permet de redistribuer la chaleur accumulée le long des frontières nord et sud du golfe. Son diamètre atteint ≈ 40 km entre le 10 et le 16 juin, au moment où son centre se compose principalement d'eaux froides, bien différenciables (fig. 3.12(a)). Par la suite (fig. 3.12(b)), cette singularité s'estompe et il devient difficile de circonscrire la boucle de circulation horaire. La circulation observée dans la portion nord de l'embouchure, obstruée par les glaces, semble néanmoins corrélée avec le sens de l'écoulement dicté par cette boucle (mouillages CA15-03 et CA16-03, fig. 3.12(a)). Un mélange a par ailleurs eu cours en périphérie du tourbillon, passé la mi-juin.

Enfin, une zone marginale de basse température se forme à l'est du domaine, à la marge du pont de glace (zone PG, fig. 3.12). Cette zone se précise dès la mi-juin, suite à l'advection vers le sud des eaux chaudes accumulées le long des berges de l'île de Banks. Elle s'étend alors jusqu'à la limite de l'isobathe de 200 m, au nord du cap Parry, et crée une nette démarcation dans la distribution de la SST (zone PG, fig. 3.12(b)).

Les lignes de front

La température des eaux de surface présente plusieurs singularités qui laissent croire qu'un front s'est bel et bien formé suite à la remontée du début juin 2004 : une aire de remontée, dont l'influence s'étend jusqu'à l'isobathe de 200 m (zone CB-1 et CB-2) ; un tourbillon de mésoéchelle anticyclonique (zone TA) ; et une zone marginale de basse température située au nord du cap Parry, tout près du pont de glace (zone PG ; fig. 3.12(b)). Ces trois zones clés précisent l'origine des variations de densité observées dans les distributions spatiales à 5 et 30 m (données CTD, fig. 3.9). Les grands traits de la circulation qui s'installe dans les eaux du golfe suite au *upwelling* peuvent donc être en partie déduits de ces données. Il s'agit en fait de considérer la circulation géostrophique comme représentative de l'évènement de front, ce qui présuppose que cette composante de l'écoulement domine en première approximation (p.ex. Pollard & Regier (1992)).

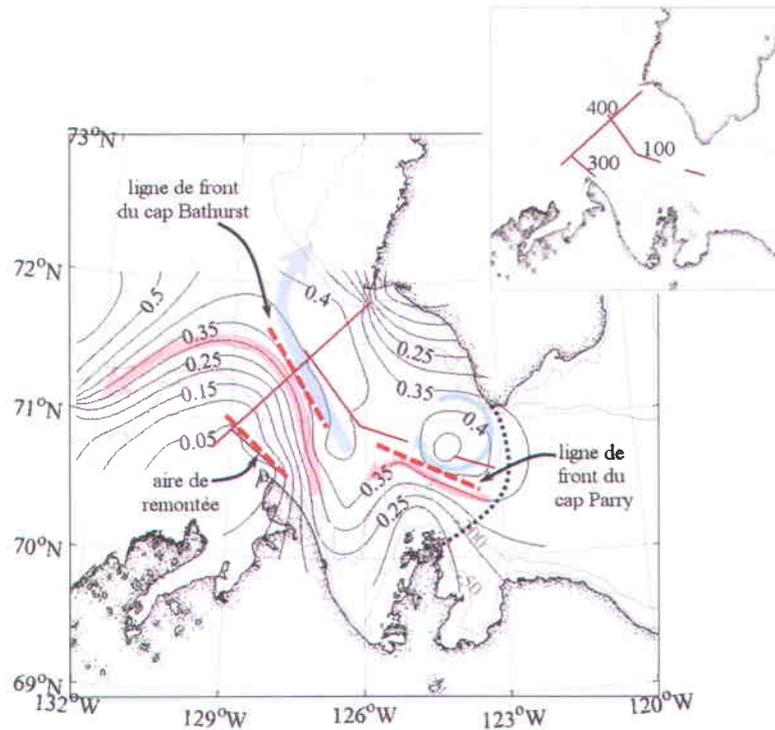


FIGURE 3.13 – Distribution horizontale de la hauteur dynamique à 5 m (krigeage ordinaire) et schéma du front du printemps 2004. Seules les données d’interpolation contenues à l’intérieur d’une erreur d’estimation (ou variance) de 0,015 m sont présentées. Les flèches transparentes précisent le sens de l’écoulement, soit cyclonique, en rouge, et anticyclonique, en bleu. Le trait noir, tireté, positionne approximativement le pont de glace, alors que les droites rouges, les principales lignes de stations. Les lignes pointillées, rouges localisent quant à elles les lignes de front, ce qui inclut la limite nord de l’aire de remontée.

Cette hypothèse est cohérente avec la description quasi géostrophique discutée au chapitre 1 (cf. sec. 1.2.1). La rétroaction des champs divergents est donc négligée dans cette représentation du problème.

Circulation et hauteur dynamique L’écoulement géostrophique déduit de la hauteur dynamique calculée à 5 m (par rapport au fond) suggère la formation d’une boucle cyclonique centrée en surface sur le transect 300 (fig. 3.13)¹⁴. Cette circulation s’oppose

14. La hauteur dynamique, qui correspond à $D = \Phi/g$, avec $\Phi = -g \int_{z_1}^{z_2} dz$, le géopotential calculé entre les profondeurs z_1 et z_2 , donne une appréciation rapide de la circulation géostrophique selon que (cf. éq. 1.31)

$$f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_g = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_h p' = \nabla_h (\Phi(z_2) - \Phi(z_1)),$$

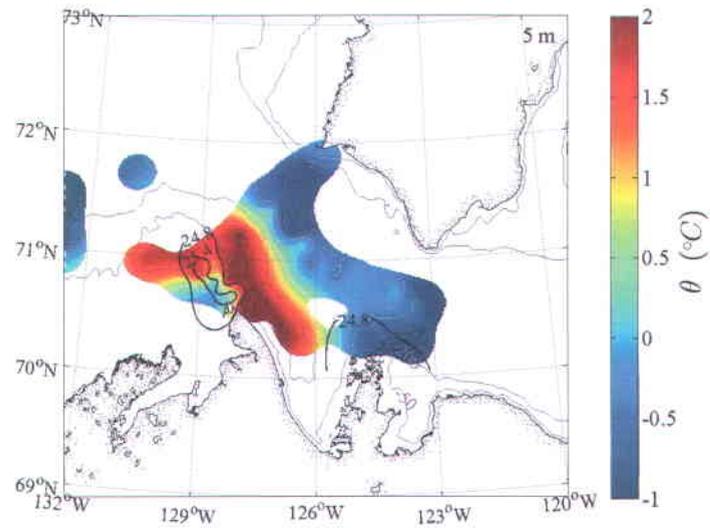
à un schéma de déplacement horaire dans la moitié nord de l'embouchure, ce qui crée une zone de confluence au centre du domaine, à proximité de l'isobathe de 200 m. Il s'agit de la ligne de front du cap Bathurst identifiée sur la figure 3.13.

Plus à l'est, une circulation anticyclonique circonscrit la zone marginale de faible densité observée au centre du golfe ($< 24,4 \text{ kg m}^{-3}$, cf. fig. 3.9(b)). Le tourbillon géostrophique de mésoéchelle est toutefois mal résolu par l'échantillonnage. Le transect est-ouest coupe la portion inférieure de cette structure, mais en manque l'essentiel en raison du saut observé à mi-parcours entre les points d'échantillonnage (ligne 100, cf. fig. 3.13). Cette disposition des stations explique la perte de concordance géographique observée entre la position du maximum de hauteur dynamique à 5 m (fig. 3.13) et la localisation de la gyre sur les images satellitaires (fig. 3.12(a)). Une seconde zone de confluence apparaît dans cette portion du domaine, entre l'anticyclone et la banquise côtière, où le déplacement des masses d'eau s'oppose au sens de la circulation noté au centre du golfe (c.-à-d. une circulation cyclonique). Cette zone correspond à la ligne de front du cap Parry spécifiée sur la figure 3.13.

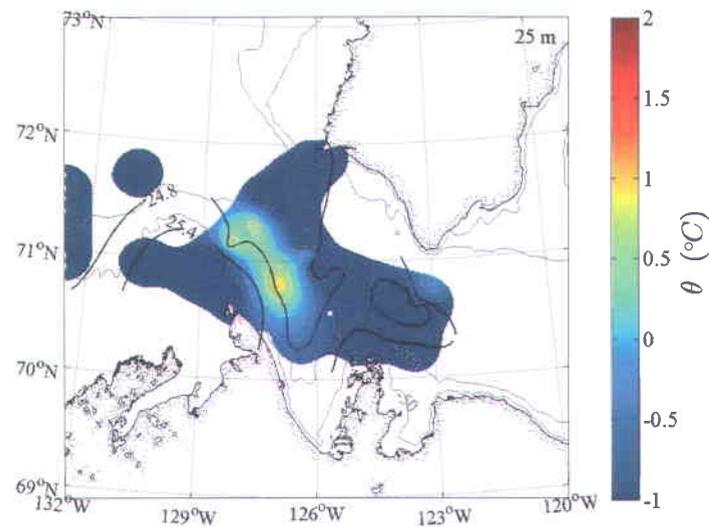
Frontogénèse ? L'échantillonnage des eaux du golfe s'est principalement déroulé entre le 6 et le 22 juin 2004. Les images AVHRR indiquent que les structures du front se sont considérablement modifiées durant cette période et illustrent en fait deux phases bien distinctes de la dynamique qui a contrôlé l'écoulement. Ces phases peuvent être associées à la période de formation (10–16 juin, fig. 3.12(a)) et d'évolution du front (17–24 juin, fig. 3.12(b)). Les stations incluses dans la portion nord-est du domaine, échantillonnées entre le 10–16 juin, sont conséquemment représentatives de la première de ces périodes (c.-à-d. la ligne 100 et le nord de la ligne 400), alors que les stations incluses dans la portion sud-ouest, échantillonnées entre le 17–24 juin, de la seconde (c.-à-d. le sud de la ligne 400 et les lignes 300 ; fig. 3.13). Rien n'indique toutefois qu'une circulation frontale caractéristique d'une frontogénèse est toujours active à la mi-juin.

Sur ce point, les structures intrusives observées à la croisée des deux grandes lignes de stations qui coupent le golfe peuvent apporter quelques éléments de réponse (cf.

relation permise par l'équilibre hydrostatique, $dp'/\rho_0 = -gdz = d\Phi$.



(a)



(b)

FIGURE 3.14 – Distributions horizontales de la température potentielle à 5 (a) et 25 m (b) obtenues par krigeage ordinaire pour les données de CASES-0404. Seules les données d'interpolation contenues à l'intérieur d'une erreur d'estimation (variance) de $0,5^{\circ}\text{C}$ (à 5 m) et $0,1^{\circ}\text{C}$ (à 30 m) sont présentées. Les traits noirs correspondent aux isolignes de densité de $24,8$ et $25,4 \text{ kg m}^{-3}$ des distributions de la figure 3.9.

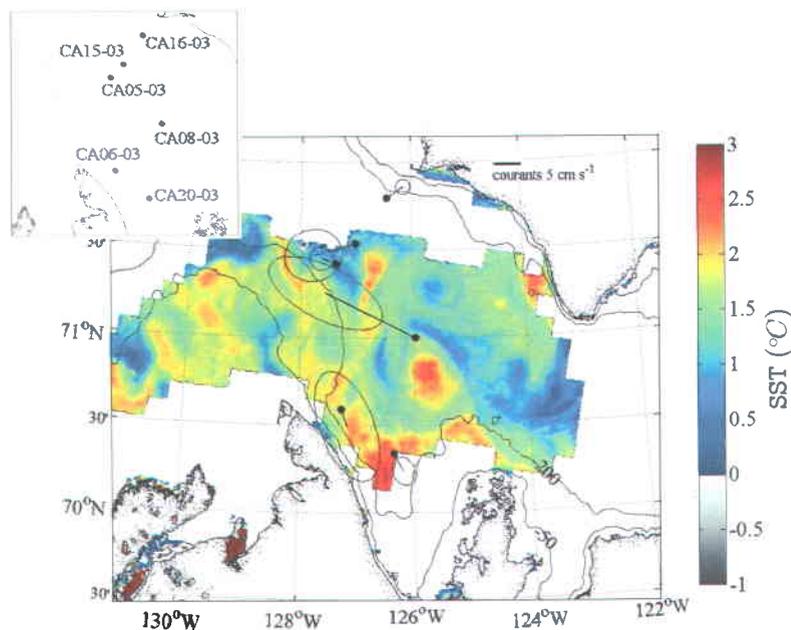


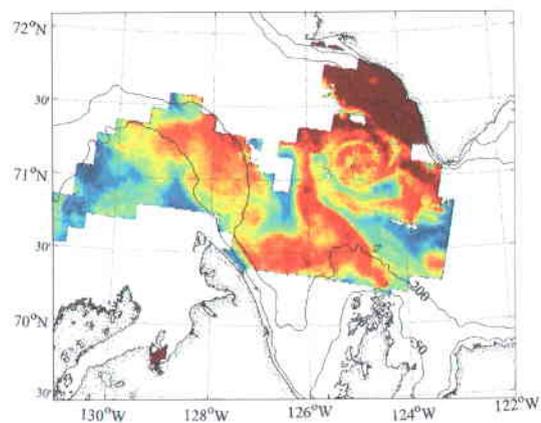
FIGURE 3.15 – Température de surface déduite des images satellitaires NOAA-AVHRR pour la dernière semaine du mois de juin 2004 (28 juin). Les points noirs indiquent la position des mouillages, les vecteurs, la moyenne hebdomadaire des courants mesurés entre 0–30 m, et les ellipses centrées à leur tête, leur déviation standard.

fig. 3.5). La figure 3.14 présente la position des isothermes à 5 et 25 m ainsi que la position des isopycnes de 24,8 et 25,4 kg m^{-3} , densités choisies pour localiser la limite approximative de la ligne de front du cap Bathurst selon la distribution spatiale de la figure 3.9. Comme mentionné précédemment, les eaux chaudes qui circulent au large de la péninsule proviennent vraisemblablement des eaux advectées depuis la côte est du cap, où un fort courant orienté vers le nord-ouest force le déplacement (cf. fig. 3.12(b)). La circulation cyclonique qui se dessine entre l'isobathe de 50–200 m favorise par la suite une dispersion de la chaleur dans la moitié inférieure de l'embouchure. Entre 5 et 25 m, la limite sud de ces eaux se déplace progressivement vers le nord-est, en suivant la tête du front ($\sigma_\theta = 24,8\text{--}25,4 \text{ kg m}^{-3}$, fig. 3.14). Ces dernières semblent donc plonger sous la surface, au nord de l'isobathe de 200 m, à l'endroit même où une zone de forte variation de température est observée sur l'image satellitaire du 17–24 juin (la zone au nord de CB-2, cf. fig. 3.12(b)). Ce transport, qui prend racine du côté dense du front, le long de la pycnocline qui affleure la surface, donne naissance aux sTM documentés à la section 3.1 (profondeur de 26,4 m, $\sigma_\theta = 24,7 \text{ kg m}^{-3}$ et $\theta > -1^\circ\text{C}$). Les intrusions de surface

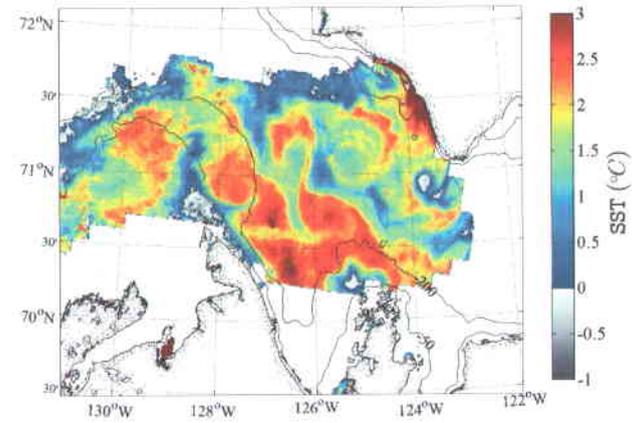
observées en 2004, à la croisée des transects est-ouest et nord-sud, résultent donc d'une dynamique frontale et ne peuvent à ce titre être associées aux NSTM. Cet exemple tend à démontrer que le front est toujours actif au moment de l'échantillonnage de la ligne 400 (nord-sud). Cette question sera plus largement débattue dans la prochaine section, consacrée à la dynamique de subsurface.

La fin de l'épisode Visiblement, le leg CASES-0404/0405 s'est déroulé dans des conditions très variables, dictées par le cycle de formation et de destruction du front. Il est important de rappeler que ce type de manifestation océanographique est éphémère et souvent sujet à des instabilités qui causent à terme sa disparition, laquelle peut survenir en l'espace de quelques jours seulement (Lévy *et coll.*, 2012). Le front du printemps 2004 n'a d'ailleurs pas subsisté dans sa forme originelle passé le 23 juin, ce qui lui confère un cycle de vie d'environ deux à trois semaines. L'image satellitaire du 28 juin (dernière semaine du mois) signale la cessation du tourbillon de mésoéchelle et une diminution appréciable de la température moyenne, indice qu'un mélange non équivoque a fortement lissé les propriétés de surface (fig. 3.15). Des filaments froids en possible phase d'intensification peuvent également être identifiés (à la périphérie de l'aire de remontée; McWilliams *et coll.* 2009a), ainsi que quelques structures chaudes de submésoéchelles dont la dimension est similaire à celle du rayon interne de Rossby (~ 10 km; fig. 3.16). L'allure générale des courants mesurés entre 0–30 m est, par ailleurs, considérablement modifiée durant la dernière semaine de juin, notamment le long des côtes du cap, où la circulation liée au *upwelling* disparaît (mouillage CA06-03, fig. 3.15). Les principales structures du front, qui sont toujours visibles sur les données satellitaires du 23 juin, subissent donc une altération rapide et intense dans les derniers jours du mois (entre le 23 et le 28 juin, fig. 3.16).

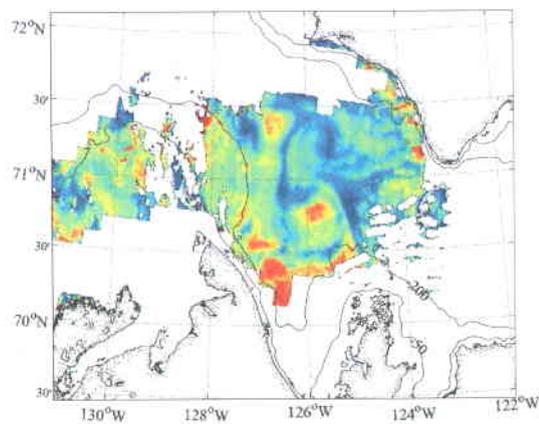
Ce patron suggère une décroissance frontale provoquée par une instabilité barocline de type [*ang*] *Mixed Layer Instability*, une instabilité reconnue pour accélérer la restratification des couches de surface débutée par la frontogénèse (Boccaletti *et coll.* 2007; voir la sec. 1.2). Cette dernière court-circuite l'effet de rétroaction qui permet normalement au front de perdurer. Les structures qui en résultent soutirent leur énergie de l'énergie potentielle contenue dans la stratification et sont généralement confinées près



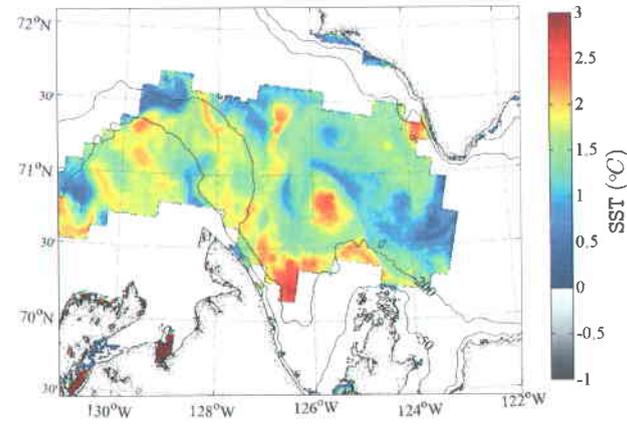
(a) 23 juin



(b) 25 juin



(c) 27 juin



(d) 28 juin

FIGURE 3.16 – Température de surface déduite des images satellitaires durant la phase de décroissance du front (entre le 23 et le 28 juin 2004). À noter : les filaments froids qui apparaissent à la périphérie de l'aire de remontée (b), particulièrement celui visible à la limite nord des eaux froides qui jouxtent le cap Bathurst (b et d).

de la surface (Capet *et coll.*, 2008b). Le mélange vertical est également un facteur déterminant à ce stade avancé du front, puisqu'il agit de pair avec les instabilités frontales (Capet *et coll.*, 2008c). Il est à noter que les quelques stations échantillonnées à l'extérieur du golfe d'Amundsen l'ont été durant cette phase de décroissance (25 juin–1 juillet), alors que les glaces ont libéré le nord de l'embouchure. Selon les images MODIS, le pont de glace a cédé dans le courant de la première semaine de juillet. L'ouverture de la polynie du cap Bathurst coïncide donc avec l'évènement de front.

3.2.3 La dynamique de subsurface

Pour comprendre la dynamique qui s'est installée dans le golfe au mois de juin 2004, il est utile de se référer aux lignes de stations échantillonnées lors des opérations en mer. Ces dernières offrent une vue verticale du front, laquelle permet de juger de l'intensité de la circulation qui naît des structures observées en surface, sur les images satellitaires. Pour ce faire, les deux grandes lignes de front identifiées à la section précédente seront traitées séparément (c.-à-d. les lignes de front du cap Bathurst et du cap Parry).

La ligne de front du cap Bathurst

Les détails du processus d'entraînement à la limite du front du cap Bathurst peuvent en partie être déduits des séries de stations réalisées durant le mois de juin. Quelques lignes de hautes résolutions sont accessibles grâce aux données acquises par le MVP (*Moving Vessel Profiler*), soit la ligne M100, qui traverse le front du sud au nord, entre les isobathes de 50 et 200 m (en suivant le transect CTD 400) ; et la ligne M300, qui coupe le front d'ouest en est, au large de la pointe du cap Bathurst. Ces lignes complètent l'information autrement obtenue des stations CTD. Elles ont été réalisées entre le 18 et le 20 juin (deuxième semaine du mois, cf. fig. 3.12(b)).

Au large du cap : données MVP La ligne M300 précise l'intensité du front au-dessus du plateau continental, à la pointe du cap Bathurst (fig. 3.17). Entre les stations M325

et M341, l'isopycne de $25,6 \text{ kg m}^{-3}$ affleure la surface, puis plonge selon une pente de $2,0 \times 10^{-3} \text{ m km}^{-1}$ sous la couche mélangée, où se dessine une ligne de front très nette (au nord de la station M338). Ce déplacement donne naissance à une intrusion de surface de $4,6 \text{ km}$ de largeur à 25 m qui traverse les isolignes de densité, passant de $\sigma_\theta = 25,3 \text{ kg m}^{-3}$ à la station M332 ($\theta \sim 1,1^\circ\text{C}$) à $25,9 \text{ kg m}^{-3}$ à la station M325 ($\theta \sim -0,9^\circ\text{C}$; fig. 3.18). Ce *filament* d'eau chaude gagne en salinité avec la profondeur, ce qui contrevient au transport double-diffusif, le mécanisme communément invoqué pour expliquer l'entraînement interisopycnal des anomalies de température (p.ex. [May & Kelley 2001](#)). Il demeure toutefois compensé en densité (c.-à-d. aucune inversion de densité visible à la profondeur de l'intrusion), d'où une possible origine frontale.

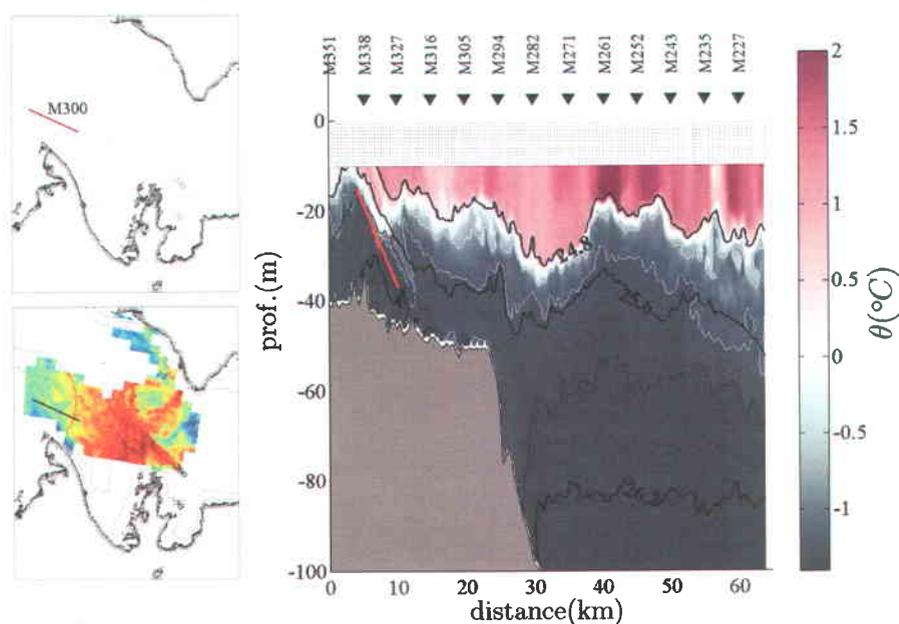


FIGURE 3.17 – La distribution verticale de la température potentielle obtenue par interpolation cubique le long de la ligne M300 (de l'ouest vers l'est). Les traits noirs indiquent les isolignes de densité de $24,8$, $25,6$, $26,0$ et $26,2 \text{ kg m}^{-3}$; les lignes pointillées, la localisation des stations MVP le long du transect; les triangles, la position des stations dont le nom est précisé; et la droite rouge, la pente d'amplitude f/N (en considérant la densité observée au centre de l'intrusion, à 15 m). La distance précise le nombre de kilomètres parcourus depuis la station la plus à l'ouest, soit la station M351. L'image satellitaire de la SST du 17 juin est annexée à gauche.

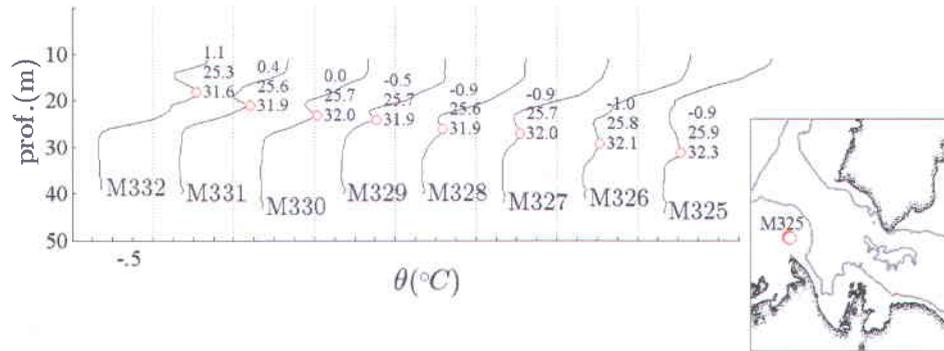


FIGURE 3.18 – Profil vertical de la température potentielle aux stations M325 à M332, le long de la ligne M300. Un incrément de 2°C sépare chacun des profils, les lignes pointillées indiquant la position le long de l'axe x de l'ordonnée des profils incrémentés. À chacune des stations, la profondeur du maximum local de température est indiqué par un point rouge avec, à sa droite (de haut en bas), sa température, sa densité et sa salinité.

La circulation de subsurface qui naît à la tête d'un front agit de manière à préserver l'équilibre géostrophique. Ce faisant, seuls les traceurs passifs, ϕ^{15} , sont substantiellement *brassés* le long de la trajectoire des particules fluides déplacées par l'écoulement. Les filaments sont donc générés par le champ de déformation de grande échelle (c.-à-d. la confluence), puis inclinés sous l'action du cisaillement vertical des vitesses qui se développent aux abords de la ligne de front (Smith & Ferrari, 2009). Selon Haynes & Anglade (1997), l'évolution de ces structures est à la fois contrôlée par la contrainte horizontale, le cisaillement vertical et la diffusion turbulente. En situation stationnaire, le ratio d'échelle horizontale (L)/verticale (D) des intrusions est donc constant et proportionnel au ratio des contraintes (c.-à-d. cisaillement vertical/contrainte horizontale). Pour un écoulement géostrophique turbulent, ce ratio est centré autour de $\alpha = N/f$ et une cascade de variance $\overline{\phi'^2}$ est observée dans les trois dimensions de l'espace (Smith & Ferrari, 2009). Les filaments communément observés sont conséquemment plus minces que larges ($D = L(f/N)$) et soumis à une cascade de variance qui perdure tant que l'épaisseur de ces anomalies demeure supérieure à l'échelle de la turbulence tridimensionnelle. Pour la ligne M300, le ratio α s'élève à $3,7 \times 10^{-3}$ (selon la stratification estimée au centre de l'intrusion, à environ 15 m), une pente qui reproduit bien le parcours de l'intrusion entre les stations M338 à M327 (voir le trait rouge sur la

15. Essentiellement la température dans les eaux arctiques.

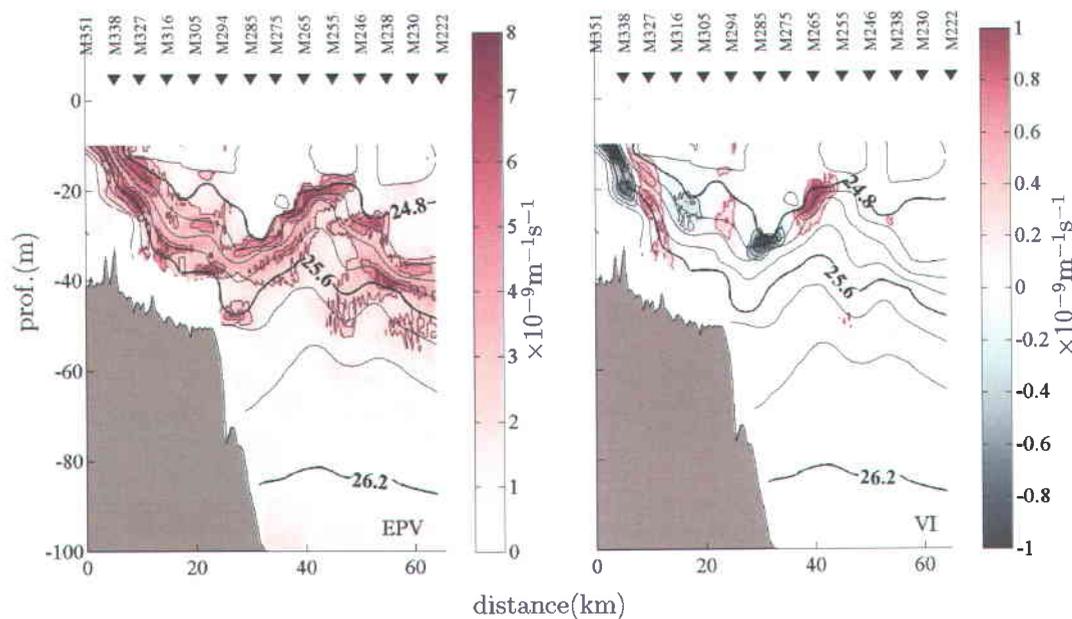


FIGURE 3.19 – Vorticité potentielle d’Ertel (EPV, à gauche) et vorticité isentropique (VI, à droite) le long de la ligne M300. Les isopycnes sont précisées par les traits noirs, de σ_θ 24,7 à 26,2 kg m^{-3} , avec un incrément de 0,2 kg m^{-3} à partir de 24,8 kg m^{-3} .

fig. 3.17). Le filament plonge donc sous les isopycnes comme attendu en condition de frontogénèse.

Vorticité d’Ertel Le profil de la vorticité potentielle d’Ertel (ou EPV, [*ang*] *Ertel Potential Vorticity*) calculée à partir des stations de la ligne M300, en ne conservant qu’une précision spatiale de 5 km, est présenté à la fig. 3.19 (image de gauche). La vorticité potentielle est une propriété conservée le long de la trajectoire des particules fluides transportées par l’écoulement (c.-à-d. le long des isopycnes), lorsque ce transport est adiabatique. Ce principe de conservation peut être étudié en considérant la vorticité potentielle isentropique

$$EPV = q_{iso} = N^2 g^{-1} (f + \xi_g - f F_g) \quad (3.1)$$

avec ξ_g , la vorticité relative géostrophique, et

$$F_g = N^{-2} [(\partial u_g / \partial z)^2 + (\partial v_g / \partial z)^2], \quad (3.2)$$

le nombre de Froude géostrophique, qui tient compte de la conversion de la vorticité horizontale en vorticité verticale par le cisaillement moyen, $\partial u_g / \partial z, \partial v_g / \partial z$ (aussi appelé [*ang*] *vortex twisting term*). L'expression 3.1 présuppose que l'écoulement respecte les approximations hydrostatique et quasi géostrophique. Aux mésoéchelles, le premier terme du membre de gauche de l'équation 3.1, attribuable à la stratification

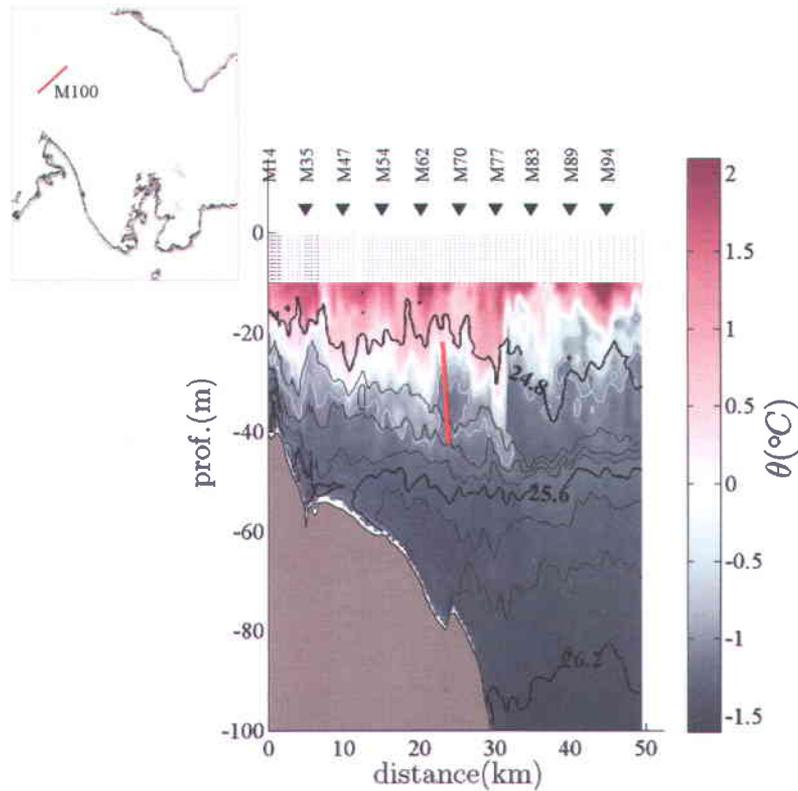


FIGURE 3.20 – La distribution verticale de la température potentielle obtenue par interpolation cubique le long de la ligne M100 (du sud vers le nord). Les traits noirs indiquent les isolignes de densité de 24,8 à 26,2 kg m^{-3} , avec un incrément de 0,2 kg m^{-3} ; les lignes pointillées, la localisation des stations MVP le long du transect; les triangles, la position des stations dont le nom est précisé; et la droite rouge, la pente d'amplitude f/N (voir le texte pour les détails). La distance réfère au nombre de kilomètres parcourus depuis la station la plus au sud, soit la station M14.

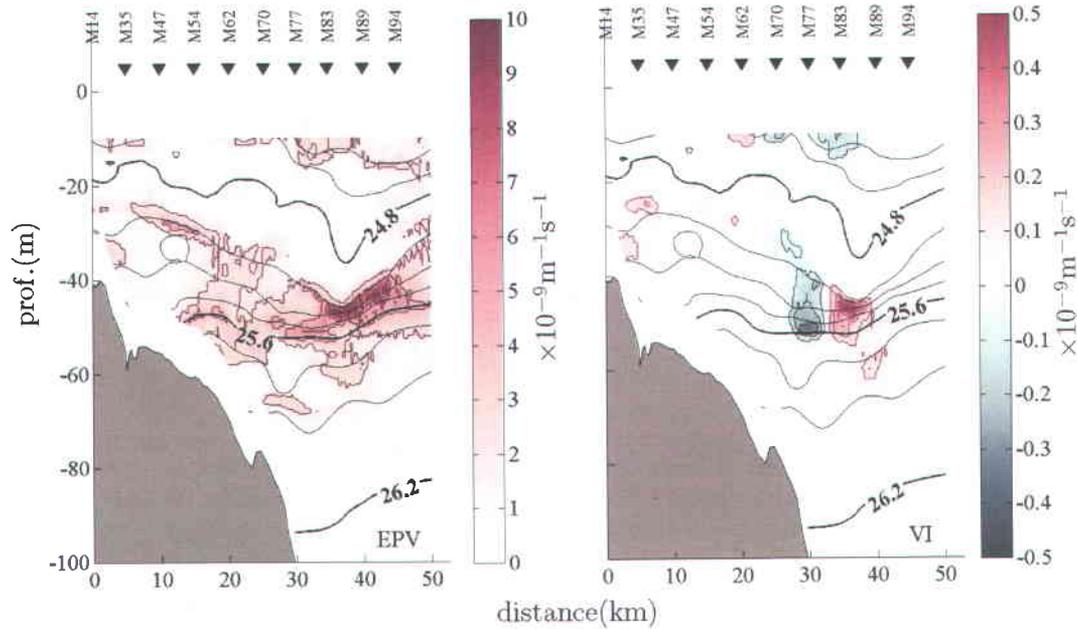


FIGURE 3.21 – Vorticité potentielle d’Ertel (EPV, à gauche) et vorticité isentropique (VI, à droite) le long de la ligne M100. Les isopycnes sont précisées par les traits noirs, de 24,6 à 24,8 kg m^{-3} , avec un incrément de 0,1 kg m^{-3} , et de 24,8 à 26,2 kg m^{-3} , avec un incrément de 0,2 kg m^{-3} .

de la colonne d’eau, domine et l’EPV se résume à la vorticité potentielle de Sverdup, $q_s = N^2 g^{-1} f$ (Woods, 1985). Aux submésoséchelles, cette simplification n’est plus valide et le deuxième et troisième termes de q_{iso} doivent être considérés. Ces termes ont été estimés par la vorticité isentropique (ci-après nommée VI), obtenue en calculant la vorticité relative le long des isopycnes (Pollard & Regier, 1992),

$$VI = \xi_g - fF_g = \left(\frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) \Big|_{\rho=\text{const.}} \quad (3.3)$$

Pour un front orienté le long de l’axe y , il est supposé que $\partial v_g / \partial x \gg \partial u_g / \partial y$. F_g est intégré à même la description de la VI et n’est donc pas calculé explicitement. Ce dernier devient important près de la tête du front, le long des isopycnes qui affleurent la surface, c.-à-d. où le gradient de densité horizontal est maximal. En dehors de cette zone, il n’influence pas significativement l’EPV et peut, en première approximation, être négligé.

L'advection de la vorticité sous la surface est bien visible dans les premiers 20 km du profil, le long des isopycnes de 25,0   25,6 kg m⁻³, soit jusqu'  la base de la pycnocline (fig. 3.19). Ce maximum est essentiellement attribuable   la forte stratification observée du côté cyclonique du front. Un second maximum de vorticité est également identifiable au centre du transect, entre les stations M275 et M265, où les isopycnes 24,8   25,2 kg m⁻³ se resserrent. Il s'agit vraisemblablement de la vorticité transportée sous la surface depuis une zone située au sud de la ligne de stations, plus près des côtes de la péninsule. Le maximum coïncide avec une zone de vorticité relative positive opposée   une zone de vorticité relative négative qui provoque une diminution de l'EPV de 8   4   10⁻⁹ m⁻¹ s⁻¹ (entre les stations M285 et M275 ; fig. 3.19). Cette inversion de la vorticité de l'écoulement   la limite de l'isobathe de 100–150 m laisse supposer l'existence d'un ([*ang*] *downflow*) méandres qui coupe la ligne M300 et entraîne un redressement de l'isoligne de 24,8 kg m⁻³ vers la surface. Le courant   la limite du front serait donc instable, une instabilité possiblement générée par le cisaillement horizontal ou vertical des champs de vitesses non divergents (géostrophiques) et divergents (agéostrophiques) associés   la frontog nese. L'image satellitaire de la fin juin laisse d'ailleurs supposer qu'une instabilité (barocline/barotrope) a largement modifié l'allure du front passé cette période (fig. 3.15).

Ces structures scalaires démontrent que la circulation est nettement plus complexe que ne le suggère la distribution de la hauteur dynamique   5 m, laquelle voit ses détails inévitablement lissés par la faible résolution spatiale des données disponibles. Cette complexité apparaît indirectement dans la ligne M100 (fig. 3.20), qui indique la présence de méandres mal résolus par l'échantillonnage. Comme discuté précédemment, le front génère des intrusions de surface compensées en densité qui plongent sous les isopycnes. La trajectoire de ces eaux > 0 C au large de la pointe du cap Bathurst s'avère néanmoins moins précise que celle observée le long de la ligne M300 (cf. fig. 3.17). Entre les stations M62 et M77, le filament qui s'étend de 20   40 m est visiblement coupé par une veine d'eau plus froide qui perturbe le dessin de l'intrusion le long de la pente f/N . Cette zone est d'ailleurs associée   un espacement des isopycnes de 25,0 et 25,6 kg m⁻³ qui s'oppose   la forte stratification observée au-delà de la station M77. La EPV maximum dans cette portion du profil, entre les stations M83 et M94, est supérieure

au maximum résolu le long de M300, à savoir $10 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (fig. 3.21, image de gauche). Il s'agit visiblement d'un méandre plus stratifié qui draine les eaux denses du front sous la couche de surface, générant une zone marginale de vorticité cyclonique positive (fig. 3.21, image de droite). La tête du front demeure toutefois au sud de la ligne M100, ce qui ne permet pas de bien voir la dynamique qui s'installe dans le tiers inférieur de l'embouchure. Il est donc intéressant de se référer à la ligne 400, qui débute quelques kilomètres plus au sud et qui chevauche les stations MVP-100. Cette dernière a été échantillonnée entre le 12–17 juin, soit quelques jours avant la sortie du MVP (18–20 juin).

La ligne 400 : le méandre Malgré sa plus faible résolution spatiale ($\sim 10 \text{ km}$), le transect 400 donne une bonne idée de la dynamique frontale à l'origine des méandres. Contrairement à la ligne M100, ce transect offre une vue transversale de la pente du front, de l'affleurement frontal des isopycnes au centre du golfe (fig. 3.22). Cette section chevauche la ligne de MVP entre les stations 402 et 407 (échantillonnées entre le 15–17 juin).

Au sud de l'isobathe de 50 m, la vorticité d'Ertel est transportée sous la surface par la circulation agéostrophique (fig. 3.23). Cette vorticité ne subit pas de modification substantielle dans les premiers 25 km¹⁶, au nord de la station 400, mais chute brusquement entre les stations 402 et 405 (c.-à-d. dans les premiers 30 km de la ligne M100; cf. fig. 3.21). Une vorticité relative négative liée à une faible stratification est observée dans cette portion du golfe, au niveau de la veine d'eau froide ($< 0^\circ\text{C}$; lignes M100, fig. 3.20, et 400, fig. 3.22). La vorticité advectée aux abords de la péninsule, entre 10 et 25 m, se retrouve donc à 40 m de profondeur, plusieurs kilomètres plus loin (station 406; cf. fig. 3.23). La circulation de subsurface dessine un (possible) méandre cyclonique qui déporte vers l'ouest les eaux denses du front, entre les stations 402 et 407, ce qui permet aux eaux froides et légères du centre du golfe d'effleurer cette portion de l'embouchure (cf. l'encadré rouge de la fig. 3.22). Les intrusions de surface identifiées à $\sim 30 \text{ m}$ sont

16. La variation de la vorticité entre les stations 401 et 402 est davantage attribuable au procédé d'interpolation qu'à une modulation réelle du signal.

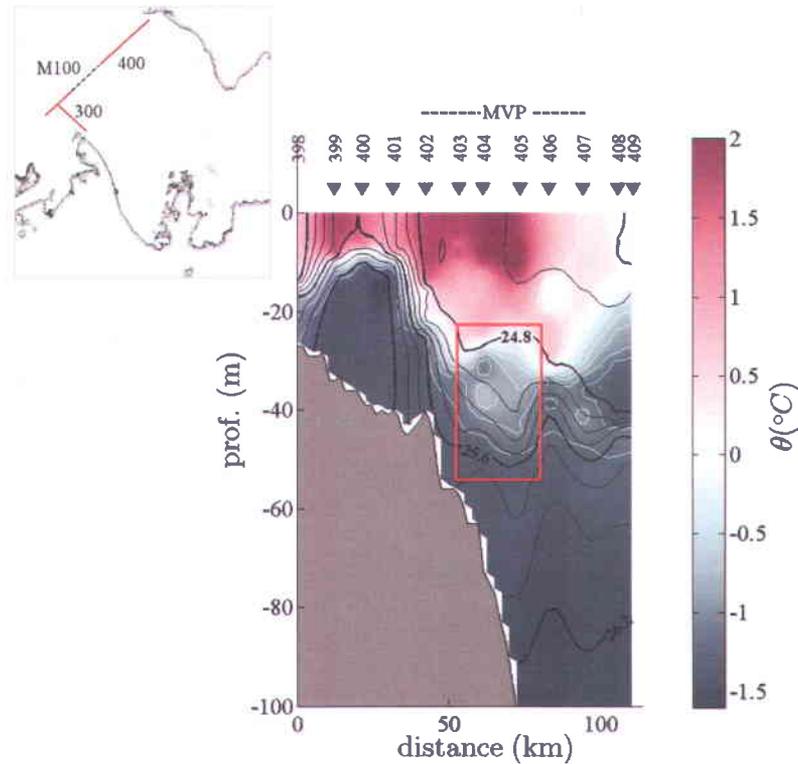


FIGURE 3.22 – La distribution verticale de la température potentielle obtenue par interpolation cubique le long de la ligne 400 (du sud vers le nord). Les traits noirs indiquent les isolignes de densité de 24,6 à 24,8 kg m^{-3} , avec un incrément de 0,1 kg m^{-3} , et de 24,8 à 26,2 kg m^{-3} , avec un incrément de 0,2 kg m^{-3} ; les triangles, la position des stations dont le nom est précisé; et la droite pointillée, la localisation approximative de la ligne M100. La distance réfère au nombre de kilomètres parcourus depuis la station la plus au sud, soit la station 398. L'encadré rouge localise le relèvement des isopycnas qu'occasionne l'entrée d'une eau moins dense.

donc entraînées par cette circulation qui n'est que partiellement représentée dans les lignes d'échantillonnage. Elles proviennent donc bel et bien des eaux chaudes observées en surface, au large du cap Bathurst, entre les isobathes de 50–200 m (cf. fig. 3.14).

L'ensemble des profils CTD réalisés à la station 406 permettent d'illustrer la modification des propriétés θ - S que provoque l'apparition du méandre. Comme le démontre la figure 3.24, l'intrusion de surface $> 0^\circ\text{C}$ bien visible aux stations 406-98¹⁷ à 406-97 est drastiquement atténuée aux stations 406-96 et 406-103 pourtant situées à moins de 200 m de

17. Le chiffre qui suit le nom de la station réfère au numéro de [ang] cast.

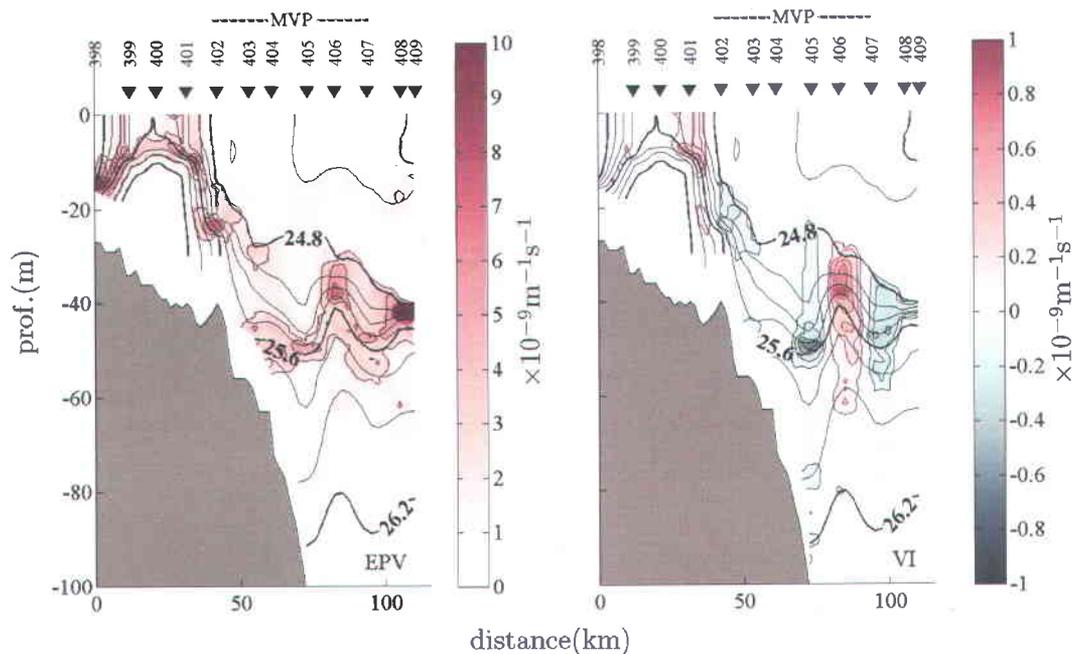


FIGURE 3.23 – Vorticité potentielle d’Ertel (EPV, à gauche) et vorticité isentropique (VI, à droite) le long de la ligne 400. Les isopycnés sont précisées par les traits noirs, de $\sigma_\theta = 24,6$ à $24,8 \text{ kg m}^{-3}$, avec un incrément de $0,1 \text{ kg m}^{-3}$, et de $\sigma_\theta 24,8$ à $26,2 \text{ kg m}^{-3}$, avec un incrément de $0,2 \text{ kg m}^{-3}$. La droite pointillée indique la localisation approximative de la ligne M100.

ces dernières. L’incursion d’eau chaude de $24,8 \text{ kg m}^{-3}$ ne réapparaît clairement qu’à la station 406-100, située le long du tracé de la ligne 400. La signature des filaments peut donc tout à fait s’estomper à l’intérieur de quelques centaines de mètres seulement.

Enfin, il est intéressant de noter qu’un double front se forme de part et d’autre de la station 400, lequel se traduit par des isopycnés convexes centrées sur la ligne 300, à la pointe de la péninsule (fig. 3.22, n.b. la ligne 300 débute à la station 400). Ce patron vertical corrobore l’hypothèse d’une circulation cyclonique générée par l’ajustement géostrophique des eaux entraînées vers la surface à la fin mai-début juin. De plus, la densité maximale des eaux observées en profondeur, à la station 399 (soit $\sigma_\theta \approx 26,4 \text{ kg m}^{-3}$), est représentative des eaux normalement contenues à 100-110 m au centre du golfe.

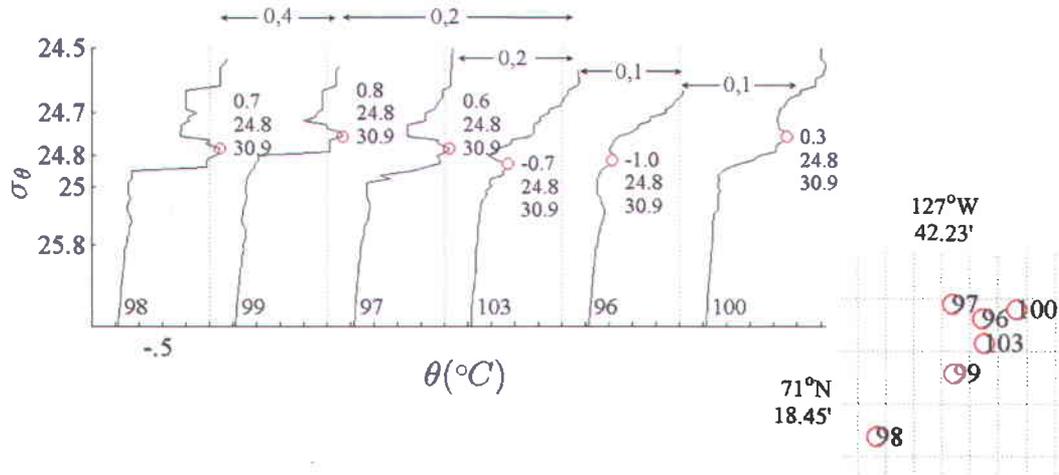


FIGURE 3.24 – Profil vertical de la température potentielle aux [ang] casts 96 à 103, station 406. Les flèches noires donnent la distance interstation en kilomètres. Un incrément de $2,5^{\circ}\text{C}$ sépare chacun des profils, les lignes verticales pointillées localisant la position le long de l'axe x de l'ordonnée des profils incrémentés. À chacun des casts, la profondeur du maximum local de température est indiquée par un point rouge avec, à sa droite (de haut en bas), sa température, sa densité et sa salinité. L'axe vertical reproduit le profil de densité moyen pour les stations considérées. La position géographique des stations est précisée par la carte de droite. La grille pointillée a été tracée avec un pas de 200 m selon l'axe x et de 100 m selon l'axe y .

Les intrusions d'eau pacifique au large du cap Les données exposées dans les paragraphes qui précèdent retracent l'origine des intrusions de surface observées au large du cap Bathurst. Mais qu'en est-il des eaux pacifiques estivales ?

La présence de ces eaux n'est observée qu'au-delà de la station M80 (ou CTD-407, c.à-d. au-delà de l'isobathe de 200 m), où elles occupent une couche de densité de $25,1 \text{ kg m}^{-3}$ (fig. 3.25). Les ACW glissent toutefois à une densité de $25,5\text{--}25,6 \text{ kg m}^{-3}$ plus au nord, ce qui est plus représentatif des structures intrusives recensées en 2004 (voir tab. 3.1). Les ACW semblent donc subir une advection agéostrophique à la limite du front qui les emporte depuis le centre de l'embouchure vers le côté cyclonique du front, en partant de la base de la pycnocline vers la surface. Cette advection se produit en périphérie du méandre de la station 406 (cf. fig. 3.13).

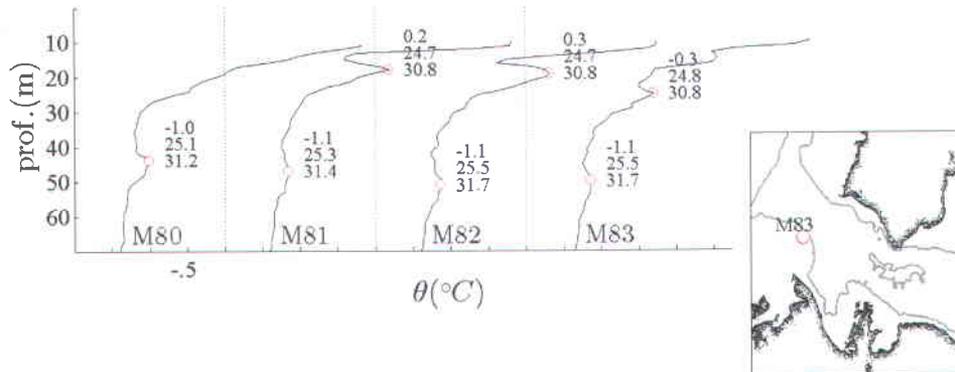


FIGURE 3.25 – Profil vertical de la température potentielle aux stations M80 à M83, ligne M100. Un incrément de 2°C sépare chacun des profils, les lignes pointillées localisant la position le long de l’axe x de l’ordonnée des profils incrémentés. À chacune des stations, la profondeur du maximum local de température (sTM ou ACW si présents) est indiquée par un point rouge avec, à sa droite (de haut en bas), sa température, sa densité et sa salinité.

La ligne de front du cap Parry

La présence du pont de glace est importante pour la dynamique océanographique durant le leg CASES-0404/0405 (du 4 au 30 juin). Avec l’ouverture de la polynie, ce pont crée une zone de fonte localisée en bordure du pack immobile qui recouvre les eaux contenues entre les côtes continentales et l’île Victoria (cf. fig. 2.1). La température y avoisine le point de congélation ($T_c \sim -1,6^\circ\text{C}$ à $S = 30$) et la densité en surface se maintient à $\sigma_\theta = 24,4 \text{ kg m}^{-3}$, soit nettement sous la densité observée au-delà de la couche de mélange ($\sigma_\theta = 25,0 \text{ kg m}^{-3}$ à 20 m). Cette forte stratification est à première vue typique des eaux qui circulent au large du cap Parry, où une aire marginale de basse température peut être identifiée sur les images satellitaires (cf. fig. 3.12(b), zone PG). Cette masse d’eau est donc aisément différentiable des eaux autrement transportées depuis le nord, par la large structure tourbillonnaire qui occupe le centre du golfe (fig. 3.26).

L’anticyclone favorise la création d’une ligne de front délimitée au sud par les eaux qui circulent entre le pont de glace et le cap Parry, où la densité en surface s’élève à $25,2 \text{ kg m}^{-3}$ (couche de mélange, station 206; cf. fig. 3.9(a)). L’intensité de ce front peut partiellement être déduite des stations 108 à 112 qui traversent le bord extérieur du

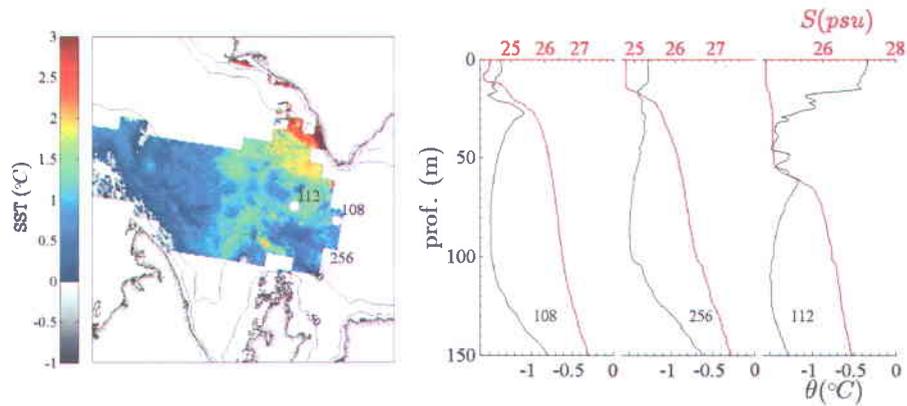


FIGURE 3.26 – Profils de la température (en noir) et de la salinité (en rouge) à l'est du golfe d'Amundsen. La position des stations est indiquée sur l'image satellitaire du 13 juin.

tourbillon, à l'est du domaine. Comme le démontre la figure 3.27, la température de surface à la lisière des glaces se maintient relativement près du point de congélation de $-1,7^{\circ}\text{C}$ (station 108). À l'approche de la structure tourbillonnaire, l'isopycne de $24,8 \text{ kg m}^{-3}$ plonge d'environ 30 m (stations 110 à 112), ce qui marque l'entrée dans une zone de faible densité. La température de surface passe alors de $-1,4$ (station 108) à $0,0^{\circ}\text{C}$ (station 111) avant de redescendre à $-0,3^{\circ}\text{C}$ à l'extrémité ouest de cette section du transect 100 (station 112), tout près de la masse d'eau froide détectée sur les images satellitaires (zone TA, cf. fig. 3.12(a)). Cette variation témoigne à la fois de la circulation anticyclonique, qui entraîne vers le sud les eaux chaudes contenues près de l'île de Banks, et du mélange, qui lisse les propriétés en périphérie du tourbillon.

Subduction et minimum de température La distribution verticale de la température le long de la ligne 100 révèle une singularité importante de la stratification au printemps 2004 : le minimum de température entre $24,7$ et $24,9 \text{ kg m}^{-3}$. Cette eau proche du point de congélation provient d'une couche de mélange hivernale toujours en contact avec de la glace de mer. C'est du moins ce que laisse supposer la concentration en oxygène dissous des eaux échantillonnées à 20 m de profondeur, au niveau du minimum de la station 111, laquelle s'élève à plus de $380 \mu\text{mol l}^{-1}$ (99,3% saturation en oxygène dissous). Seuls les huit premiers mètres de la station 108 présentent une

concentration similaire, dans l'intervalle des concentrations observées en présence d'une production primaire sous-glace (p.ex. [Lansard *et coll.* 2012](#); [Sherr & Sherr 2003](#)).

Il semblerait donc qu'un processus de subduction identique à celui décrit par [Spall \(1995\)](#) soit responsable de l'entraînement de cette masse froide et relativement dense sous le tourbillon de mésoéchelle. Ce type de subduction est en fait lié à l'entraînement sous la surface des eaux contenues dans la ML par la circulation agéostrophique secondaire qui naît à la limite d'un front (c.-à-d. suite à une frontogénèse). Ce processus génère une masse d'eau de faible stratification associée à une anomalie de vorticité relative, laquelle forme un tourbillon. Cette circulation horizontale se développe à mesure que le bulbe d'eau est transporté sous la surface et répond au principe de conserva-

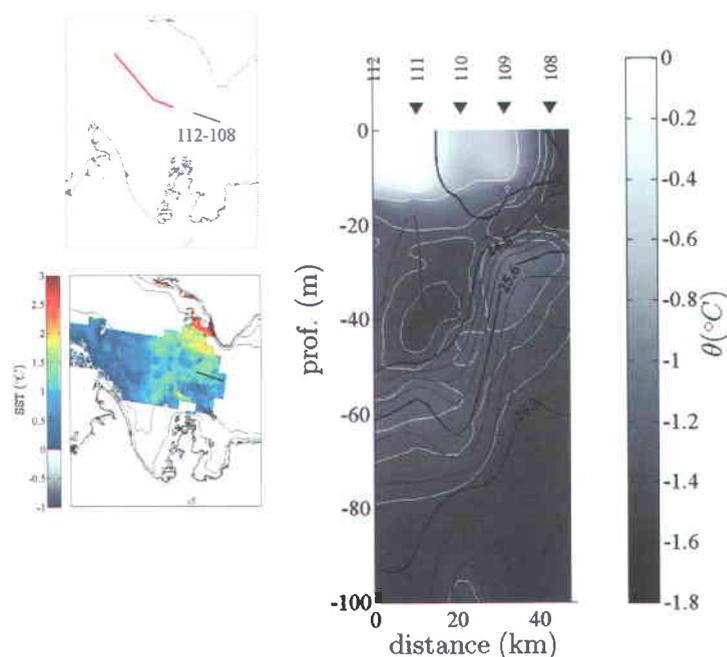


FIGURE 3.27 – La distribution verticale de la température potentielle obtenue par krigeage ordinaire le long de la section est de ligne 100 (de l'ouest vers l'est). Les traits noirs indiquent les isolignes de densité de $24,6$ à $24,8 \text{ kg m}^{-3}$, avec un incrément de $0,1 \text{ kg m}^{-3}$, et de $24,8$ à $26,2 \text{ kg m}^{-3}$, avec un incrément de $0,2 \text{ kg m}^{-3}$; et les triangles, la position des stations dont le nom est précisé. La distance réfère au nombre de kilomètres parcourus depuis la station la plus à l'ouest, soit la station 112. L'image satellitaire du , durant laquelle ont été échantillonnées les stations 108–112, est annexée à gauche pour fin de référence.

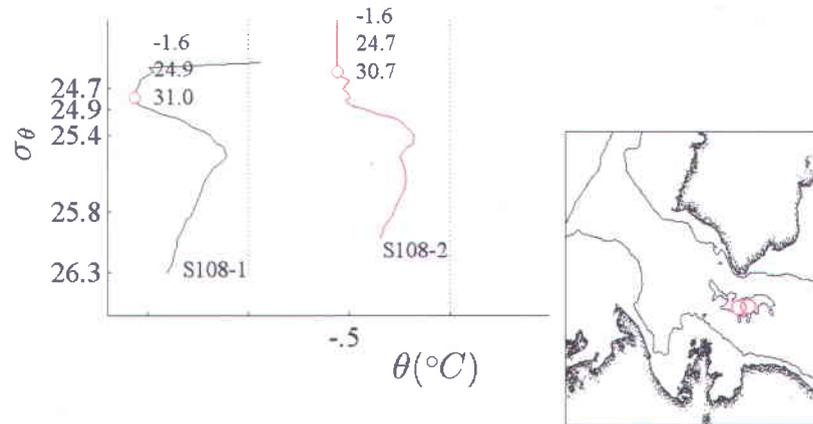


FIGURE 3.28 – Profil vertical de la température potentielle enregistrée par le SCAMP à 750 m de la station 108 (station S108-1 ; 123,2°O, 70,6°N) et aux abords du pont de glace, 15 km plus loin (S108-2 ; 122,8°O, 70,6°N). À ces stations, la profondeur du minimum de température est indiquée par un point rouge avec, à sa droite (de haut en bas), sa température, sa densité et sa salinité. Un incrément de 1°C sépare les deux profils, la ligne pointillée localisant la position le long de l'axe x de l'ordonnée du second profil.

tion de la vorticité potentielle le long des isopycnes. Cet ajustement est imposé par la variation de l'épaisseur de la couche dans laquelle se propage l'anomalie.

Dans le cas présent, la subduction débute apparemment à l'est de la ligne 100, à la marge de l'arche de glace. La faible résolution de ce transect (~ 10 km) ne permet toutefois pas d'observer une signature en vorticité qui concorde avec ce schéma de déplacement, bien que le dessin des isopycnes tend à supporter l'existence d'une structure anticyclonique peu stratifiée (fig. 3.27, entre les stations 111 et 112). Cette hypothèse respecte le sens de rotation que devraient développer les eaux advectées sous la surface depuis une couche mélangée de profondeur $h_{ML} > h_i$, où h_i quantifie l'épaisseur de la couche intermédiaire où se loge l'anomalie (fig. 3.30).

Sur ce point, le profilage SCAMP réalisé en bordure du pont de glace permet de préciser les caractéristiques de la couche de mélange qui borde la lisière des glaces, à l'est du tourbillon. Ces données ont été récoltées le 7 juin 2004, à 750 m de la station 108 (station S108-1) et à la lisière des glaces, 15 km plus loin (station S108-2, 3.28). Les

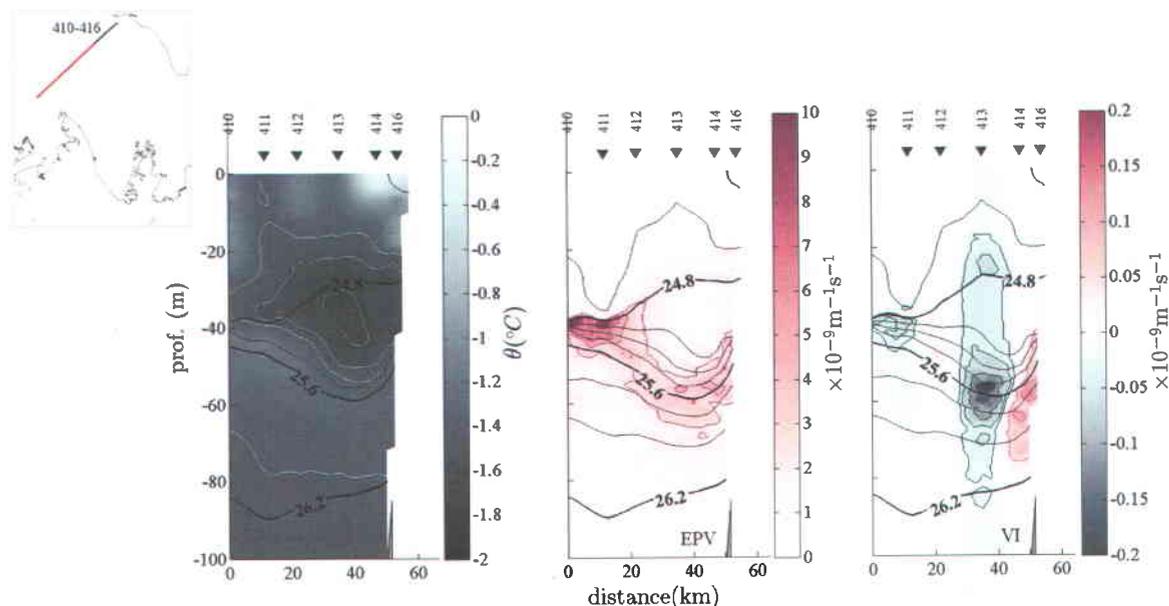


FIGURE 3.29 – Température potentielle (à gauche), vorticité potentielle d’Ertel (EPV, au centre) et vorticité isentropique (VI, à droite) le long de la portion nord de la ligne 400. Les isopycnes sont précisées par les traits noirs, de σ_θ 24,6 à 24,8 kg m^{-3} , avec un incrément de 0,1 kg m^{-3} , et de σ_θ 25,0 à 26,2 kg m^{-3} , avec un incrément de 0,2 kg m^{-3} .

eaux de surface qui bordent le pack immobile forment une couche homogène dont la température avoisine le point de congélation (de $-1,65^\circ\text{C}$). Cette couche, d’une épaisseur de $h_{\text{ML}} \approx 11$ m et d’une densité de $24,7 \text{ kg m}^{-3}$, se retrouve à une profondeur de 18 m, 15 kilomètres plus à l’ouest, sous une couche mélangée de ≈ 8 m. Bien que le minimum de température semble glisser en travers des isopycnes, cette couche demeure comprise entre les isolignes de $24,7$ et $24,9 \text{ kg m}^{-3}$ dont l’épaisseur se maintient à $h \approx 5$ m le long de la ligne 100 (excepté dans l’environnement du minimum de température, sous les stations 111–112; fig. 3.27). Selon ces données, $h_{\text{ML}} > h_i$, d’où la possible subduction des eaux de fonte aux abords de la ligne de front du cap Parry, laquelle donnerait naissance à des tourbillons froids anticycloniques.

Des structures de température similaires ont été observées dans d’autres régions du golfe, notamment près de l’île de Banks. Cette zone présente d’ailleurs un bel exemple d’un tourbillon créé par subduction, le minimum de température identifié entre les stations 411 et 414 étant associé à une anomalie de EPV et à une vorticité relative

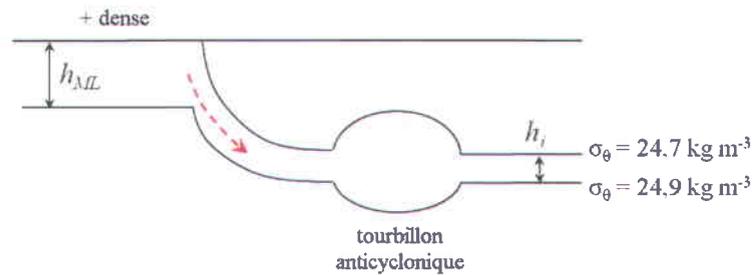


FIGURE 3.30 – Représentation schématique du principe de subduction décrit par Spall (1995). Dans ce cas, la masse d'eau entraînée sous la surface par la circulation secondaire (flèche rouge) développe une vorticité relative négative, ce qui génère un tourbillon. Modifié d'après Spall (1995).

négative (fig. 3.29). Comme ces stations se situent a priori loin d'une ligne de front, le bulbe d'eau faiblement stratifié d'environ 10 km de rayon (c.-à-d. de l'ordre du rayon de déformation interne de Rossby)¹⁸ n'est vraisemblablement pas formé localement, mais plutôt advecté depuis une zone limitrophe. Puisque ce type de minimum se retrouve également dans la section ouest de la ligne 100, entre les stations 121 et 123 (~ 30 m, non montré), un déplacement est-ouest des tourbillons générés à la lisière du pont de glace n'est pas exclu. Ce déplacement respecte l'orientation des vitesses enregistrées dans les limites du golfe durant la première moitié du mois de juin (moyenne entre 0–30 m, fig. 3.31). Il est intéressant de noter que ces possibles tourbillons s'apparentent aux structures documentées par Timmermans *et coll.* (2008) dans le centre du bassin canadien (au-delà de l'isobathe de 3000 m), entre 42 et 69 m de profondeur ($\theta = -1,5 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $S = 30,5 \pm 0,5$). Ces derniers expliquent en outre l'existence de ces structures par le front de surface historiquement observé au 80°N et donc, par un phénomène de subduction similaire à celui observé dans le golfe, au printemps 2004.

18. Le diamètre du tourbillon a été estimé à l'aide du modèle de Rankine qui suppose que la vitesse cyclogéostrophique du vortex augmente linéairement de zéro, en son centre, à un maximum égal à la vitesse géostrophique, sur ses bords. Le diamètre correspond donc à la distance entre le maximum et le minimum de la vitesse géostrophique azimutale estimée de part et d'autre du centre approximatif du tourbillon.

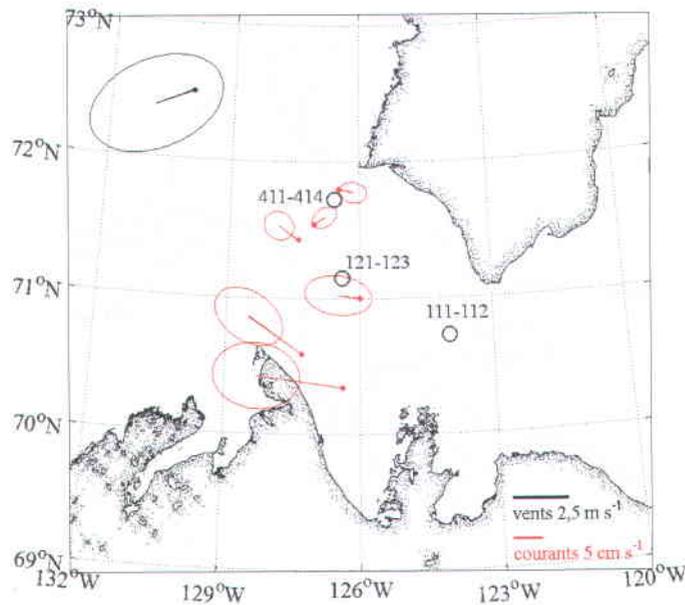


FIGURE 3.31 – Courants moyens enregistrés entre 0 et 30 m aux stations de mouillages entre le 1^{er} et le 12 juin 2004. Les points rouges indiquent la position des stations, les vecteurs, la moyenne, et les ellipses centrées à leur tête, la déviation standard des courants par rapport à cette dernière. Le vecteur noir visible dans le coin supérieur gauche de la carte indique la vitesse et la direction des vents durant cette période selon les données NCEP–NARR. Les cercles noirs localisent les minima de température documentés au printemps 2004 (et les stations associées).

3.3 Le mélange aux abords d'un front

Plusieurs évidences empiriques supportent l'hypothèse d'un mélange accru aux abords des fronts océaniques (p.ex. D'Asaro *et coll.* 2011; Johnston *et coll.* 2011; Nagai *et coll.* 2012), particulièrement sous la couche de surface où s'amenuisent les sources usuelles de turbulence (p.ex. vents, flux de surface). L'importance de ces fronts pourrait donc être capitale pour le milieu arctique qui affiche un taux de mélange moyen nettement inférieur à celui communément observé dans les mers du sud (de l'ordre de $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ sous la surface, comparativement à $10^{-5} - 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$; Lenn *et coll.* 2009; Padman 1995; Rainville & Winsor 2008). Comme plusieurs stations de microstructure ont été visitées au printemps 2004, alors qu'un front modifiait vraisemblablement les conditions du golfe d'Amundsen, l'influence de la dynamique de submésosécale sur le mélange

dans l'ouest de l'Arctique canadien a pu être évaluée. Suivant cette idée, les 20 stations SCAMP échantillonnées durant CASES-2004 ont été analysées de manière à préciser la nature du mélange actif dans la colonne d'eau et son intensité. Ces données ont permis de caractériser les événements identifiés dans les premiers 100 m et de confirmer ou d'infirmer l'existence d'une relation front/mélange. Ces deux points seront traités séparément dans les sections qui suivent (classification, sec. 3.3.1, et lien mélange/front, sec. 3.3.3).

3.3.1 Classification des événements

Le qualificatif *faiblement énergétique* fréquemment utilisé pour décrire l'océan Arctique réfère à la forte stabilité et au faible champ d'ondes internes qui caractérisent la portion supérieure de sa colonne d'eau. En plus de limiter la turbulence, ces particularités exposent les eaux nordiques aux instabilités double-diffusives (Lenn *et coll.*, 2009; Padman & Dillon, 1991; Sirevaag & Fer, 2012; Sundfjord *et coll.*, 2007) et au mélange différentiel (Hebert, 1999; Merryfield, 2002) qui modifient les propriétés dynamiques usuelles du mélange et ses conséquences sur le milieu. Lors de l'analyse des données collectées au Nord, ces formes de mélange non conventionnelles doivent donc être considérées, ces dernières étant a priori tout aussi plausibles qu'une turbulence (Kelley, 2001). La description des événements de mélange implique conséquemment l'identification des mécanismes qui le sous-tendent. Pour ce faire, une méthode de classification basée sur six critères objectifs a été utilisée pour départager la turbulence d'une double-diffusion ou d'un mélange différentiel, laquelle se base sur la signature physique détectable de ces manifestations. Pour bien comprendre ce qui, dans les faits, les distingue, il importe de revoir la définition de chacune, ce à quoi sont employés les paragraphes qui suivent.

Les différents mécanismes de mélange

La turbulence classique Généralement initiée par le bris des ondes internes, la turbulence dite classique répond aux principes exposés au chapitre 1 (fig. 3.32(a)). Cette

forme de mélange est associée à une efficacité $\gamma_{\text{app}} = J'_b/\varepsilon$ inférieure à 1/3, laquelle est inhérente à la dynamique tridimensionnelle de cette manifestation (typiquement $\Gamma \equiv 0,2$, la valeur canonique). Ce faisant, la microstructure échantillonnée en zone turbulente présente un taux de dissipation, ε , supérieur au flux de flottabilité (supposé) irréversible qu'occasionnent les retournements détectés dans le profil de densité (c.-à-d. les *patches*). En condition stationnaire, homogène et isotrope, et en supposant que les gradients verticaux dominant la stratification du milieu, ce flux turbulent peut être estimé de

$$J_{b,\text{OC}} = \frac{\chi_\theta N^2}{2(\partial\bar{\theta}/\partial z)^2} \quad (3.4)$$

avec $N^2 = -g/\rho_0(d\bar{\rho}/dz)$, le carré de la fréquence de flottabilité, $\partial\bar{\theta}/\partial z$, la stratification moyenne du milieu, et χ_θ , la diffusion thermique turbulente. La relation 3.4 correspond au modèle de Osborn-Cox communément employé en océanographique (Osborn & Cox, 1972).

Ce mélange mécanique est généralement observé aux hauts nombres de Reynolds et est dit actif lorsque $Re_{e,b} \equiv \varepsilon/\nu N^2 > 15 - 30$, seuil sous lequel les fluctuations de petites échelles sont détruites par la viscosité. Puisque les vitesses turbulentes agissent à l'encontre de la stratification, générant un flux de flottabilité positif, cette dernière limite la taille caractéristique des remous, dont la dimension verticale, déduite de l'échelle de Thorpe, L_T (cf. chap. 2, sec. 2.3.2), est d'au plus égale à l'échelle d'Ozmidov, L_O .

Le ratio $R_{OT} = L_O/L_T$ croît avec le temps, en suivant la progression du phénomène de sa phase primitive à sa complète disparition¹⁹. Cette variation monotone permet donc de cataloguer l'âge des évènements échantillonnés et, plus précisément, d'établir le stade d'évolution du phénomène (Smyth *et coll.*, 2001; Wijesekera & Dillon, 1997). Sur la base de mesures observationnelles, Wijesekera & Dillon (1997) ont ainsi défini différentes classes de turbulence, lesquelles prédisent un régime pré-turbulent à $R_{OT} \leq 0,125$ (classe 1, dominée par la gravité), un régime d'équilibre d'inertie-flottabilité à

19. L'inverse est vrai derrière une grille, c.-à-d. en [*ang*] *grid-generated turbulence*. Wijesekera & Dillon (1997) expliquent cette disparité par la mécanique de la turbulence générée en laboratoire, laquelle diffère significativement de la turbulence océanique. Seules les observations réalisées suite à la croissance d'une instabilité, lors de la phase finale de l'évolution du phénomène devraient dans les faits être comparées aux données de grille.

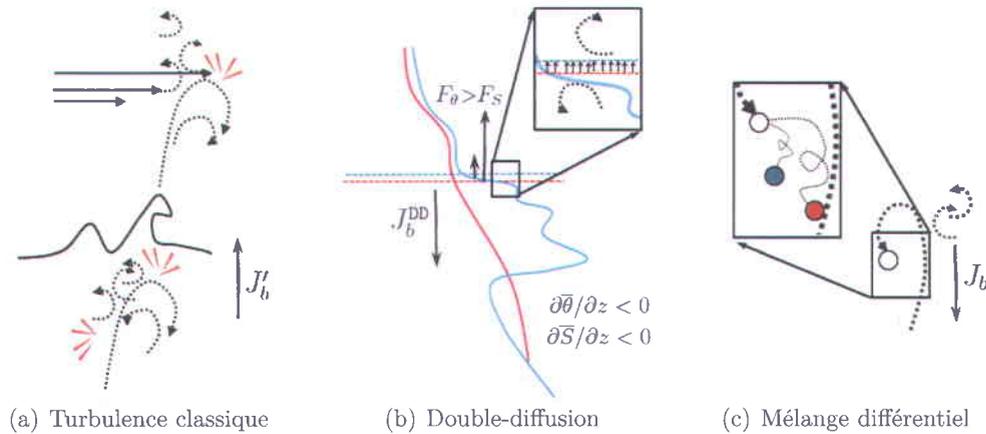


FIGURE 3.32 – Schématisation des différents types de mélange. (a) Turbulence classique générée par un cisaillement vertical (en haut) ou le bris d'une onde interne (en bas). Les traits rouges indiquent une dissipation de l'énergie cinétique turbulente (turbulence complète). (b) Double-diffusion à la tête d'une intrusion de subsurface (convection diffusive, donc en présence d'un profil $\partial\bar{\theta}/\partial z < 0$, en bleu, et $\partial\bar{S}/\partial z < 0$, en rouge). (c) Mélange différentiel généré par une turbulence incomplète, laquelle donne lieu à une restratification importante de la composante S (en rouge). Dans l'agrandissement (encadré), la restratification des composantes est illustrée par les traits pointillés.

$0,5 \leq R_{OT} \leq 2,0$ (classe 3, égalité des forces inertielles et de gravité) et un régime visqueux à $R_{OT} \geq 8$ (dominé par la viscosité²⁰, donc un régime hautement dissipatif). Ces classes sont entrecoupées de régimes intermédiaires qui, avec le régime d'équilibre d'inertie-flottabilité, demeurent les plus fréquemment observés.

Enfin, il est important de noter que la turbulence classique est, par nature, intermittente. En océanographie observationnelle, ce degré de variabilité est quantifié par la variance de la distribution lognormale des taux de dissipation mesurés dans un domaine défini de l'espace (p.ex. thermocline), soit $\sigma_{\ln\epsilon}^2$ (Baker & Gibson, 1986). Une turbulence est dite intermittente lorsque ce facteur est supérieur à 3,0.

La double-diffusion La description qui suit réfère au processus de convection diffusive (ci-après nommé CD), la forme dominante de double-diffusion en Arctique; les mêmes conclusions s'appliquent toutefois au [ang] *salt-fingering*.

20. Ce qui indique une décroissance, ou inhibition, des fluctuations de vitesses turbulentes.

En présence d'une convection diffusive (fig. 3.32(b)), l'état du système est modifié par une instabilité oscillatoire qui croît grâce à la différence marquée des diffusivités scalaires ($\kappa_S \sim \kappa_\theta/100$). Ce phénomène survient à l'interface de deux couches caractérisées par des gradients de température et de salinité qui s'opposent dans leur effet sur la densité ($\partial\bar{\theta}/\partial z < 0$ et $\partial\bar{S}/\partial z < 0$). La diffusion moléculaire plus rapide de la chaleur force un flux de surface qui provoque une redistribution du champ (déstabilisant) de la température aux dépens de l'énergie contenue dans la stratification initiale, ce qui génère un flux de flottabilité négatif ($J_b < 0$). À terme, ce processus mène à la création d'interfaces diffusives (ou [ang] *steps*) hautement stratifiées, piégées entre des cellules de convection homogènes (ou [ang] *layers*)²¹. Contrairement à la turbulence classique, cette forme de *mélange interne* et spontané diminue l'énergie potentielle minimale de la stratification.

Les eaux susceptibles de développer ce type d'instabilité possèdent un ratio de densité compris dans l'intervalle $1 < R_\rho = (\beta\partial\bar{S}/\partial z)/(\alpha\partial\bar{\theta}/\partial z) < 10$, voire $R_\rho < 3$ (Kelley *et coll.*, 2003). Le flux double-diffusif tendrait en fait à augmenter d'un ordre de grandeur entre $R_\rho = 10$ et 1,5, la limite inférieure typiquement observée dans les océans. Selon les données du [ang] *World Ocean Atlas* de Levitus & Boyer (1994) et Levitus *et coll.* (1994), les eaux nordiques seraient précisément dans cette zone de susceptibilité, avec un ratio inférieur à 3. Quelques-unes des grandes évidences empiriques de la convection diffusive proviennent en outre de recherches menées en Arctique (p.ex. Padman & Dillon 1989; Rudels *et coll.* 1999; Sundfjord *et coll.* 2007; Timmermans *et coll.* 2008).

La double-diffusion se caractérise par une signature en microstructure de type «haut χ_θ , faibles ε et $R_{\varepsilon,b}$ », ce qui tranche avec la signature des champs fluctuants de la turbulence à haut nombre de Reynolds, qui est plutôt associée à de forts taux de dissipation et de diffusion (Inoue *et coll.*, 2007; Schmitt, 2003). Ce mélange ne découle d'aucune source d'énergie mécanique, ce qui explique cette particularité de ε et, par là même, son efficacité apparente ($\gamma_{\text{app}} = J'_b/\varepsilon$; voir la sec. 1.1.3) qui serait supérieure à la valeur $\Gamma \equiv 0,2$ (Alford & Pinkel, 2000), voire $> 1,0$ (Oakey, 1988). À plus grandes échelles,

21. Convection qui fait suite à l'instabilité que provoque le flux double-diffusif aux interfaces.

l'existence d'un flux double-diffusif peut être révélée par l'observation de *[ang] staircases* régulièrement disposés et bien différenciés (c.-à-d. une succession de *steps* et de *layers*). Cette finestructure n'est toutefois pas une condition *sine qua non* à l'identification d'une CD (p.ex. St-Laurent & Schmitt 1999). Le cisaillement, lorsque présent, freinerait la formation de ces sauts de densité, lesquels seraient en fait strictement observés à $1 < R_\rho < 1,6$, lorsque le flux turbulent est faible, si ce n'est inexistant (Merryfield, 2000). Aux abords des fronts baroclines dynamiquement stables (c.-à-d. non sujet à une frontogénèse ou tout autre instabilité frontale), les intrusions créées par double-diffusion, ou *[ang] interleavings*²², bénéficieraient néanmoins de l'action simultanée d'une turbulence (Smyth & Ruddick, 2010; Smyth *et coll.*, 2012).

Le mélange différentiel En stratification doublement stable, défavorable à l'instabilité double-diffusive, un troisième mécanisme de mélange peut être observé : le mélange différentiel (ci-après nommé MD, fig. 3.32(c) ; p.ex. Merryfield 2002). Ce dernier est initié par des tourbillons dont le temps de décroissance est plus court que le temps requis pour remuer et mélanger les champs scalaires. Les fluctuations de vitesses turbulentes s'annihilent donc avant même que ne soit complété le transfert de la variance aux échelles de la diffusion, ce qui génère des anomalies de densité qui subiront ultimement les effets de la flottabilité (c.-à-d. une restratification). Cette décorrélation est particulièrement marquée pour la composante S qui possède une diffusivité intrinsèque nettement plus lente. La diffusion différentielle des traceurs sera donc d'autant plus importante que la stratification sera contrôlée par la salinité (Merryfield, 2005), ce qui est le cas en Arctique.

Cette forme de mélange contrevient donc à l'idée d'une diffusivité scalaire, K_S, K_θ , strictement contrôlée par le transport turbulent, ce qui permet normalement de supposer que les traceurs sont *passifs* et donc, que $d \equiv K_S/K_\theta = 1$. Dans le cas d'un MD, la

22. La signature intrusive de la double-diffusion généralement observée à la limite d'un front. Ces structures sont générées par la variation verticale des courants le long de la section transversale du front, lesquels sont directement liés à la force de flottabilité que provoque la diffusion différentielle des traceurs (May & Kelley, 2002).

salinité devient un joueur *actif* qui provoque une forte restratification une fois dissipés les tourbillons, d'où un ratio $d < 1$.

Puisque le mélange différentiel domine une fois la source de la turbulence éteinte, sa signature sera à peu de chose près identique à celle de la double-diffusion, bien que son origine dynamique diffère. Seuls la stabilité gravitationnelle des gradients scalaires et le ratio R_ρ ²³ permettent dans les faits de départager ces événements. Il est finalement intéressant de noter que ce type de mélange nécessite des caractéristiques d'écoulement qui sont typiques de l'intérieur des océans ($R_{e,b} < 100$; Nash & Moum 2002; Smyth *et coll.* 2005), où la turbulence est sporadique et faible. Le mélange différentiel sera néanmoins prédominant près de la limite inférieure du régime turbulent, lorsque $R_{e,b} < 25$, un domaine également réservé à la double-diffusion, en absence de cisaillement (Gargett, 1988; Padman & Dillon, 1987).

Critères objectifs de la classification

De manière à réaliser une classification non biaisée des événements de mélange échantillonnés, les profils SCAMP ont été analysés individuellement, ce qui a permis d'extraire un maximum d'information des champs scalaires enregistrés par le profileur (température et densité). Suivant les descriptions précédentes, six critères ont guidé l'identification d'une double-diffusion ou d'un mélange différentiel, la turbulence classique étant a priori présumée. Ces critères sont :

- ❶ le nombre de Reynolds de flottabilité, $R_{e,b}$.
- ❷ le ratio des échelles de Thorpe et d'Ozmidov. Les larges structures intrusives détectées dans le profil de température et potentiellement liées à une CD sont plus susceptibles de présenter un ratio $R_{OT} = L_O/L_T < 1$ qui viole les préceptes de la turbulence classique. Ce ratio permet également de quantifier le nombre de Froude

23. Le mélange différentiel peut se produire à $R_\rho < 0$, soit pour une stratification non propice à une double-diffusion.

turbulent, $F_{r,t} \sim R_{OT}^{2/3}$, et donc, de préciser le caractère turbulent de l'écoulement. Les évènements dominés par la stratification présentent un ratio $F_{r,t} < 1$.

- ③ les évènements inclus dans l'intervalle de susceptibilité double-diffusive, $1/2 < R_\rho < 10^{24}$, dont les gradients verticaux respectent le patron $\theta_z, S_z > 0$ (*salt-fingering*) ou $\theta_z, S_z < 0$ (CD).
- ④ l'importance relative de χ_θ et ε .
- ⑤ le caractère asymétrique du profil des gradients des fluctuations de température, $\partial\theta'/\partial z \equiv \theta'_z$.
- ⑥ la détection d'interfaces diffusives associées à un flux advectif significatif, $J_b^{DD} < 0$ (DD pour double-diffusion).

Les quatre premiers points réfèrent aux concepts généraux précédemment énoncés lors de la description des phénomènes de mélange. Les points ⑤ et ⑥ demandent, pour leur part, quelques précisions.

Premièrement (point ⑤), la turbulence classique produit un profil θ'_z en apparence aléatoire et isotrope, lequel respecte la géométrie des fluctuations de vitesses aux très petites échelles du mouvement. À l'opposé, la double-diffusion génère un flux de chaleur positif, qui transporte vers le haut de la colonne d'eau les anomalies θ' générées aux interfaces diffusives. Ce transport modifie le patron des gradients de température et crée un profil asymétrique très distinctif (Fleury & Lueck, 1992). La figure 3.33 présente un exemple du caractère variable des θ'_z en présence d'une double-diffusion et d'une turbulence classique.

Deuxièmement (point ⑥), la présence d'interfaces diffusives révèle l'existence possible d'un transport préférentiel de la chaleur dans les régions instables à une double-diffusion. Le profil vertical de ces *steps* de densité détermine l'amplitude du flux advectif qui en résulte. Les cellules convectives et les interleavings ne sont qu'une conséquence de la convergence (divergence) de ce flux à la frontière inférieure (supérieure) des interfaces

24. Intervalle qui inclut les évènements de *salt-fingering*.

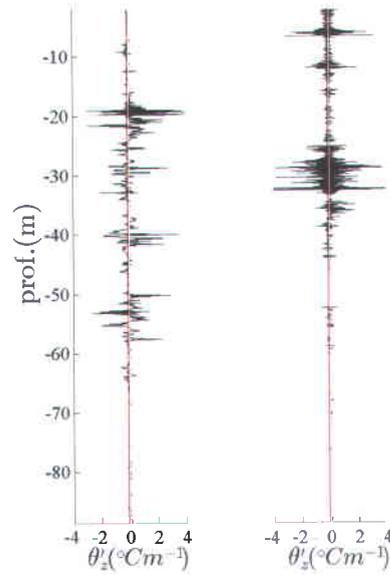


FIGURE 3.33 – Signal des gradients de température verticaux en condition de double-diffusion (à gauche) et de turbulence active (à droite).

(May & Kelley, 1997; Mueller *et coll.*, 2007), d'où l'importance secondaire de ces structures pour l'évaluation du mélange double-diffusif.

Dans le but de quantifier J_b^{DD} , tout *step* potentiel a donc été identifié dans les profils de la densité enregistrés par le profileur, un *step* étant défini comme une zone de fort gradient où $\theta_z, S_z > 0$ (*salt-fingering*) ou $\theta_z, S_z < 0$ (CD; Kelley *et coll.* 2003). Seules les interfaces caractérisées par un ratio $1/2 < R_\rho < 10$ ont été retenues. Le cas échéant, le flux advectif généré par la double-diffusion a été estimé à l'aide des modèles paramétriques de Kelley²⁵ (1990; convection diffusive) et Zhang *et coll.* (1998; *salt-fingering* ou SF). Ces derniers proposent respectivement que :

$$K_\theta^{CD} = C\kappa_\theta \cdot R_a^{1/3} \quad (3.5)$$

$$K_S^{CD} = R_F R_\rho K_\theta^{CD} \quad (3.6)$$

25. Puisque le modèle de Kelley (1990) est peu fiable aux bas ratio de densité, le modèle de Taylor (1988) a été employé dès que $R_\rho < 2,0$. Ce dernier présuppose que $C = 0,5$.

, avec

$$R_a = 0,25 \times 10^9 R_\rho^{-1,1},$$

$$R_F = \frac{R_\rho^{-1} + 1,4(R_\rho^{-1} - 1)^{3/2}}{1 + 14(R_\rho^{-1} - 1)^{3/2}}$$

$$C = \begin{cases} 3,2 \times 10^{-3} \exp\left(\frac{4,8}{R_\rho^{-0,72}}\right) & \text{pour } R_\rho \geq 2,0 \\ 0,5 & \text{pour } R_\rho < 2,0 \end{cases}$$

, et

$$K_S^{\text{SF}} = \frac{K^*}{1 + (R_\rho/1.6)^6}$$

$$K_\theta^{\text{SF}} = \gamma K_S^{\text{SF}} / R_\rho$$

, avec $\gamma = 0,7$ et $K^* = 5,2 \times 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$, deux constantes empiriques (Inoue *et coll.*, 2007). Bien qu'imparfaites, ces paramétrisations, qui ne dépendent que de R_ρ , permettent de comparer les flux obtenus en supposant l'existence d'une instabilité double-diffusive ou strictement convective (turbulence), laquelle peut également générer des couches homogènes similaires aux cellules de convection qui se forment de part et d'autre des interfaces double-diffusives.

Un exemple de profil La complémentarité des critères ④, ⑤ et ⑥ est bien illustrée par la figure 3.34, qui présente un exemple de fine et microstructure observées dans les limites du golfe d'Amundsen. Le profil vertical des champs scalaires laisse entrevoir la présence de nombreuses structures intrusives compensées en densité entre 15 et 50 m. Les *steps* de densité détectés se situent quasi exclusivement à ces profondeurs (cf. lignes grises et agrandissement, fig. 3.34a) et sont caractérisés par un flux advectif médian non négligeable de $-9,0 \times 10^{-10} \text{m}^2 \text{s}^{-3}$ (points noirs, fig. 3.34e), supérieur au flux turbulent estimé ($3,3 \times 10^{-10} \text{m}^2 \text{s}^{-3}$ aux mêmes profondeurs; cercles blancs, fig. 3.34e). Dans cette portion de la colonne d'eau, l'emplacement des retournements ne coïncide pas

nécessairement avec les zones de forts gradients. Les paramètres extraits de l'analyse des *patches* ne peuvent conséquemment servir d'outil d'interprétation unique dans les eaux sujettes à une double-diffusion.

Dans ce cas spécifique, les interfaces possèdent une épaisseur moyenne de 30 cm. Ces structures sont visiblement trop épaisses pour être le fruit de la convergence et de la divergence d'un flux turbulent, lesquelles peuvent également générer une intensification locale du gradient de densité. Au mieux, cette intensification crée des interfaces d'une dimension verticale proche de l'échelle d'Ozmidov (Thorpe, 2005). Dans l'exemple de la figure 3.34, $\overline{L_O} = 7$ cm, ce qui est largement sous la dimension spatiale typique des *steps* observés dans la portion médiane du profil.

Les intrusions de la figure 3.34 semblent davantage liées aux interfaces qui promeuvent le transport de la variance thermique et produisent la signature «haut χ_θ , faible ε » attendue en condition de double-diffusion. Les taux de diffusion, χ_θ , et de dissipation, ε , estimés à l'aide de l'estimateur du maximum de vraisemblance, X_{mle} (en supposant une distribution lognormale), s'élèvent respectivement à $4,4$ ($0,9$; $13,5$) $\times 10^{-8} \text{C}^2 \text{s}^{-1}$ et $1,4$ ($0,4$; $3,4$) $\times 10^{-9} \text{m}^2 \text{s}^{-3}$ dans le voisinage des couches diffusives. Ces estimations ont été obtenues par la méthode de *[ang] bootstrap*, en considérant 100 échantillons de l'estimateur $X_{mle} = \exp(m + s^2/2)$, où m et s^2 sont respectivement la moyenne arithmétique et la variance de la distribution $\ln(X)$, $X = \varepsilon, \chi_\theta$ (Baker & Gibson, 1986). Chacune des données incluses dans la statistique a été pondérée par l'importance relative des *patches* dans l'épaisseur de la couche considérée (p.ex. 35 m dans le cas présent). Les intervalles de confiance de 95% précisés entre parenthèses réfèrent au 2,5 et 97,5 centiles de la distribution des échantillons *bootstrap* (Dixon, 1993; MacIntyre *et coll.*, 1999). Les mêmes paramètres du mélange > 50 m s'élèvent respectivement à $4,7$ ($1,4$; $11,0$) $\times 10^{-10} \text{C}^2 \text{s}^{-1}$ et $2,6$ ($1,8$; $3,6$) $\times 10^{-9} \text{m}^2 \text{s}^{-3}$. Le taux de diffusion diminue remarquablement dans cette section de la colonne d'eau, de même que l'éventail statistique des données. Seule la valeur nominale de la dissipation demeure relativement constante, ce qui démontre bien l'interconnexion qui existe entre la turbulence et les *interleavings* aux profondeurs de l'instabilité double-diffusive, un lien maintes fois démontré

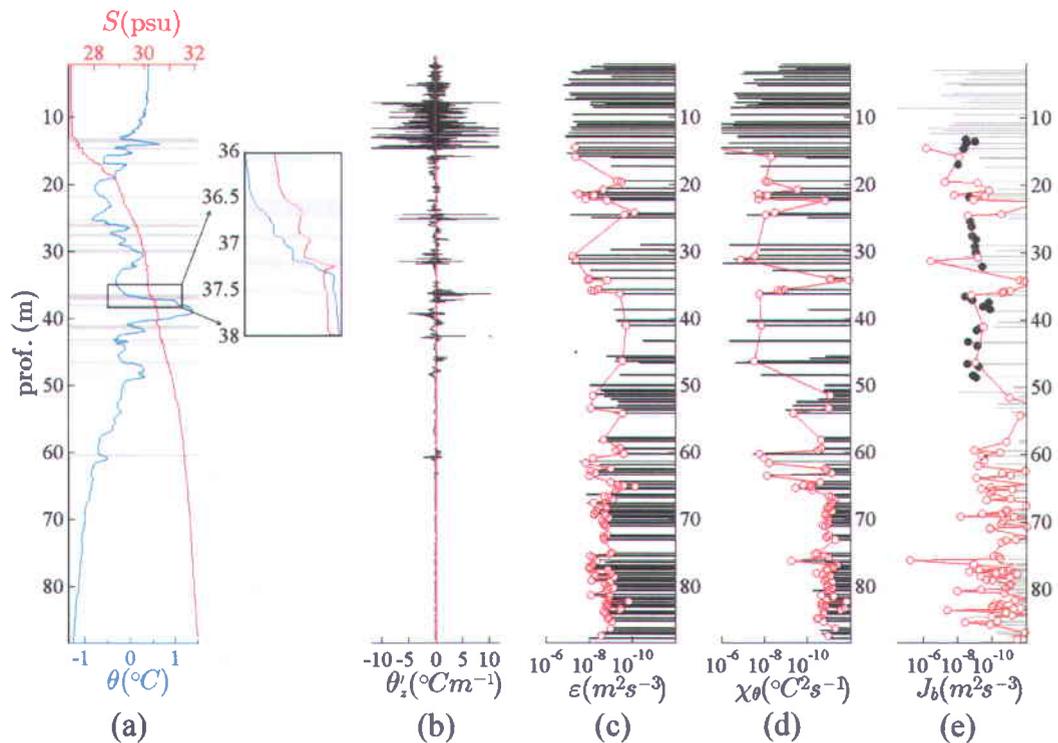


FIGURE 3.34 – Profils verticaux de la fine et de la microstructure observées en présence de double-diffusion dans les eaux du golfe d'Amundsen. (a) Profils de la température et de la salinité. Les lignes horizontales ombragées indiquent la présence possible de couches diffusives. L'encadré précise les *steps* détectés entre 36–38 m. (b) Signal des gradients verticaux de la température. (c)-(d) Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ε , et taux de destruction de la variance thermique, χ_θ , tel qu'estimés pour les segments stationnaires (en noir) et les zones de retournements (en rouge). (e) Flux advectif turbulent, $J_{b,oc}$, pour les segments stationnaires (en gris) et les zones de retournements (en rouge). Les points noirs donnent le flux tel qu'estimé à l'aide des paramétrisations de Zhang *et coll.* (1998) et Kelley (1990) pour les couches diffusives identifiées à la figure (a) (c-à-d. les couches qui occupent le milieu de la colonne d'eau échantillonnée).

par le passé (Kimura & Smyth, 2007; Mueller *et coll.*, 2007; Smyth & Kimura, 2007; Smyth & Ruddick, 2010; Walsh & Ruddick, 1998).

Visiblement, les eaux contenues entre 15 et 50 m accueillent deux mécanismes distincts. Cette double nature est également suggérée par la bimodalité de la distribution (log-normale) de ε , laquelle se compose d'un mode principal, centré sur $2,5 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ (54% des événements, double-diffusion), et d'un mode secondaire, centré sur $1,4 \times 10^{-8}$

m^2s^{-3} (46% des évènements, turbulence; [St-Laurent & Schmitt 1999](#)). En tout, 20% des *patches* détectées tombent dans l'intervalle $1/2 < R_\rho < 10$ (10% entre $1 < R_\rho < 10$; critère ④), un pourcentage qui grimpe à 33% (29%) entre 15 et 50 m. Ces pourcentages sont appréciables considérant que les zones de retournements ne sont pas représentatives des interfaces hautement diffusives où se concrétise la condition critique $R_\rho \rightarrow 1$ ([Walsh & Ruddick, 1998](#)).

3.3.2 Structure verticale du mélange

Comme démontré dans l'exemple de la figure 3.34, la nature de mélange peut varier d'un point à l'autre de la colonne d'eau. Ce changement de régime est intimement lié à la dynamique qui domine les eaux de surface (< 100 m) et, plus précisément, aux instabilités engendrées par les contraintes usuelles (p.ex. vents, flux de surface) et singulières (p.ex. frontogénèse) qui affectent le milieu océanique. Ces influences n'auront ni la même envergure, ni la même profondeur d'action et seront inévitablement modulées par la stratification qui contrôle à terme le mélange. Afin de bien représenter cet état de fait, l'ensemble des profils SCAMP a été subdivisé en *couches* de densité, chacune d'elles illustrant une structure importante de la colonne d'eau typiquement observée dans l'ouest de l'Arctique.

Structures de densité

Il s'agit ici d'identifier et de quantifier les évènements dominants dans les couches de densité des profils afin de préciser l'impact de la dynamique de submésosécherelles sur le mélange, tant dans le plan horizontal (par rapport aux lignes de front) que vertical (par rapport à la stratification de la colonne d'eau).

Cette colonne d'eau *modèle* se compose, selon le cas : d'une couche de surface bien mélangée ([*ang*] *mixed layer*, ML); d'une ou plusieurs pycnoclines (pyc); d'une intrusion

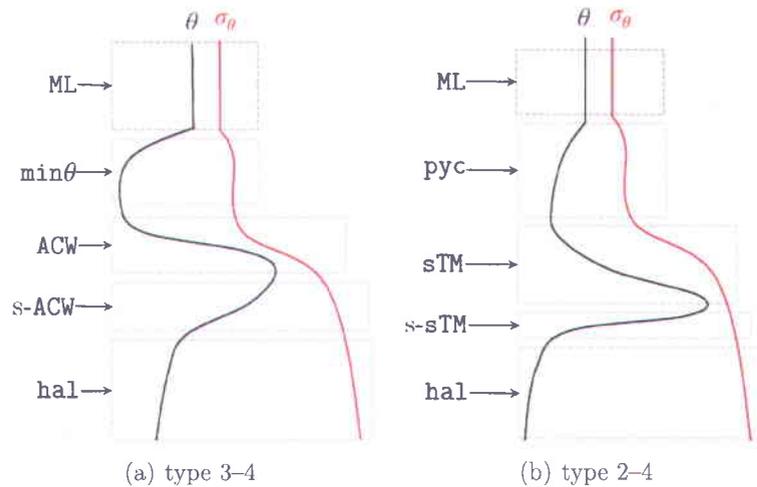


FIGURE 3.35 – Schématisation de la division en couches d'un profil mixte composé, en (a), d'une intrusion d'eau pacifique estivale (ACW, type 3) et d'une halocline supérieure (hal, type 4), et en (b), d'une intrusion de surface (sTM, type 2) et d'une halocline supérieure (hal, type 4). Voir le texte pour les détails des couches circonscrites par les boîtes pointillées. N.B. l'échelle de profondeur n'est pas la même pour les deux profils.

de surface (sTM) ou d'une intrusion d'eau pacifique estivale (ACW); d'un minimum de température ($\text{min}\theta$), lequel est essentiellement observé au printemps, dans les eaux du golfe d'Amundsen (voir la sec. 3.2); et d'une halocline supérieure (hal), composée des eaux pacifiques estivales sus-jacentes aux eaux pacifiques hivernales (en excluant l'ACW, donc à une salinité comprise entre $32 < S < 33$; McLaughlin *et coll.* 2004).

Puisque la présence d'intrusions thermohalines peut modifier substantiellement le profil vertical de la densité, les couches intrusives ont été subdivisées en deux sous-couches. Cet ajout permet de mieux représenter le changement de régime qui peut survenir entre la portion supérieure de l'intrusion, de sa racine à sa tête, et sa portion inférieure, de sa tête à sa base. Alors que la première est plus susceptible d'offrir des conditions propices à la naissance d'une instabilité de type CD, la deuxième influence peu les conditions de mélange préexistantes. La tête de l'intrusion, identifiée comme étant le maximum local de température (sec. 3.1), sert donc de balise à la séparation des couches intrusives (sTM ou ACW) et sous-intrusives (s-sTM ou s-ACW).

Stratification et profils types À l'aide de cette division en couches, la statistique du mélange actif aux profondeurs des différentes structures de densité a pu être calculée. Puisque la composition verticale de la colonne d'eau varie à l'intérieur du domaine d'étude, les résultats sont regroupés sous des profils *types*, lesquels reproduisent les stratifications les plus couramment échantillonnées durant la campagne CASES-2004. Les quatre types recensés se distinguent par

type 1 l'absence de structure intrusive ;

type 2 la présence d'une intrusion de surface, *sTM* ;

type 3 la présence d'une intrusion d'eau pacifique estivale, *ACW* ; ou

type 4 la présence de l'halocline supérieure dans les premiers ~ 100 m²⁶

Certaines stations peuvent néanmoins présenter deux ou plusieurs structures de densité dont la juxtaposition crée un profil mixte, décrit par plus d'un *type* caractéristique. C'est, par exemple, le cas d'un profil composé d'une intrusion d'eau pacifique estivale (entre 40–70 m ; type 3) et d'une halocline supérieure (entre 80–100 m, type 4). La figure 3.35 illustre ce concept de types, ainsi que la division en couches (ou structures) de densité utilisée. L'utilisation de cette description ne sert qu'à simplifier la présentation des résultats.

Statistique du mélange

Afin d'établir un lien potentiel entre le mélange actif et l'existence d'un front, les profils ont été fractionnés en deux grands ensembles de données, à savoir les profils observés près d'une ligne de front (DF, c.-à-d. dans le front) ou loin de ces dernières (HF, c.-à-d. hors front). Les résultats statistiques présentés dans les sections qui suivent ont, de là, été obtenus par la méthode *bootstrap*, en utilisant l'estimateur du maximum de vraisemblance X_{mle} (voir sec. 3.3.1, l'exemple de profil), lorsqu'il s'agit de données de

26. D'ordre général, cette halocline se situe entre 70 et 130 m dans le bassin canadien (Coachman *et coll.*, 1975; Steele *et coll.*, 2004) : son observation est donc dépendante des caractéristiques de l'échantillonnage effectué à chacune des stations. Puisque le SCAMP possède une profondeur d'action d'au plus 100 m (certains profils arrêtant même à 80 m), l'halocline demeure sous représentée dans les données de microstructure.

microstructure (p.ex. ε , χ_θ , etc.), ou de la médiane, lorsqu'il s'agit de données plus générales liées à la stratification (p.ex. N et R_ρ). Cette statistique tient donc compte de l'ensemble des évènements de mélange détectés, c.-à-d. les *patches* sur la base desquelles sont estimés les paramètres du mélange. Puisque le nombre de profils par station varie, de même que le nombre de retournements (ou *patches*) par profil, le poids attribué à chacune des observations a été ajusté lors du calcul des échantillons *bootstrap* selon que

$$\sum_{i=1}^N w_{patch} = 1,$$

avec N , le nombre total d'observations considérées, et

$$w_{patch} = \frac{1}{n_{patch/prof} \times n_{prof/stn} \times n_{stn}},$$

où $n_{patch/prof}$, $n_{prof/stn}$ et n_{stn} correspondent respectivement au nombre de *patches* par profil, au nombre de profils par station et au nombre de stations. Au final, le mélange observé dans chacune des couches de densité, pour chacun des profils types des deux groupes de stations créés (DF ou HF) a été catalogué comme étant soit de la turbulence classique (T), du mélange différentiel (MD) ou une convection diffusive (CD). Lorsque applicable, la turbulence a de plus été caractérisée de dissipative (TD, lorsque $2,0 < R_{OT} < 8$), d'intermittente (TI, lorsque $\sigma_{ln\varepsilon}^2 > 3$) ou des deux (TDI).

Notation Dans la section qui suit, la notation

TG – C

réfère au type de profil (T; type 1 à 4), au groupe de stations (G; groupe HF ou DF), ainsi qu'à la couche de densité considérée (C). Aussi, 3HF-ACW identifie la couche intrusive d'eau pacifique estivale, ACW, du profil type 3, pour une station située loin d'une ligne de front.

3.3.3 Mélange durant CASES, 2004

Durant les legs CASES-0404/0405, deux zones de front ont modifié la dynamique océanographique dans les limites du golfe d'Amundsen : la ligne de front du cap Bathurst, située au large de la péninsule, et la ligne de front du cap Parry, située à l'est du domaine, à proximité du pont de glace du printemps 2004 (cf. fig. 3.13). Ces lignes situent la position géographique de la tête de l'affleurement frontal, où la variation de la densité des eaux de surface est supposée maximale, ou la limite distale du front (c.-à-d. éloignée), où l'influence d'une circulation de subsurface demeure manifeste. Puisque l'échantillonnage ne visait pas a priori l'identification d'un front, les stations SCAMP sont réparties aléatoirement dans le domaine d'étude, sans égard à une possible dynamique

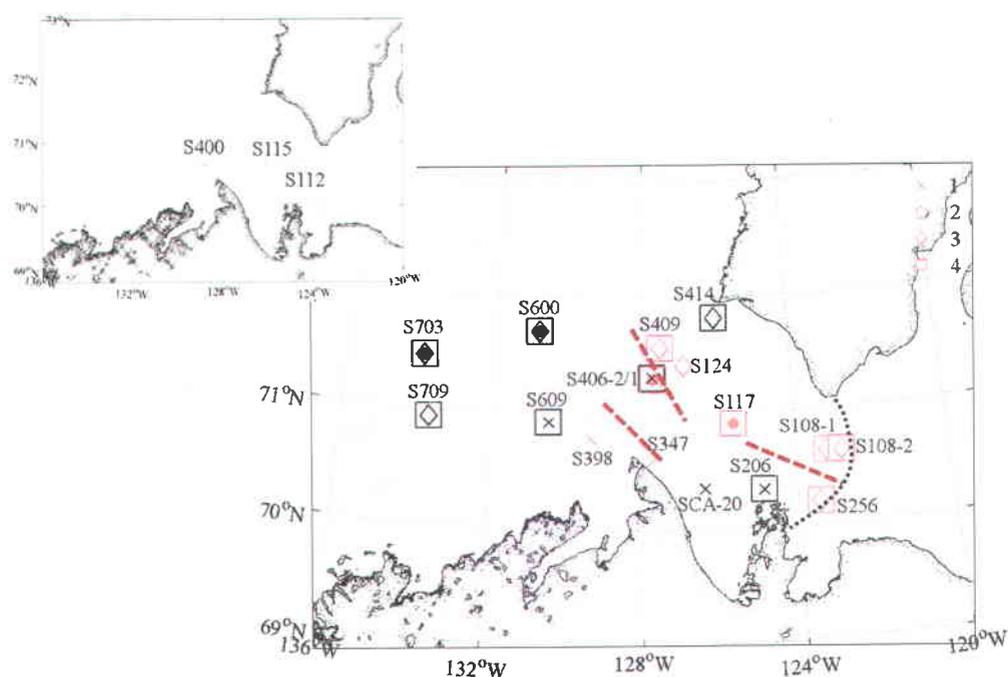


FIGURE 3.36 – Stratification type aux stations d'échantillonnage de la microstructure pour les groupes DF, en rouge, et HF, en noir (croix → type 1, cercle plein → type 2, losange → type 3 et carré → type 4) durant CASES-0404/0405. La carte de gauche localise les stations rejetées de l'analyse statistique du mélange. Les droites pointillées, rouges indiquent la position des lignes de front et de l'aire de remontée (cf. fig. 3.13). Le trait noir, tireté, localise le pont de glace.

de grandes échelles. Aussi, une station est classée comme étant *près* d'une ligne de front lorsque située ❶ le long de la ligne de front du cap Bathurst, dans les limites du golfe (stations S406-1, S124 et S409), ce qui inclut l'aire de remontée (stations S398, S400 et S347) ; ou ❷ le long de la ligne de front du cap Parry, près du pont de glace (stations S108 et S256) et du tourbillon de mésoéchelle (station S112, S115 et S117). Une exception est toutefois notable : la station S406-2 positionnée dans l'environnement du méandre (descendant) de la station 406 (voir la section 3.2, fig. 3.13), station dont il sera question plus bas.

La figure 3.36 précise la position géographique des stations SCAMP, ainsi que les types de structures verticales qui y sont observées. Le tableau 3.3 présente quant à lui la statistique du mélange par couches de densité pour les groupes HF (hors front) et DF (dans le front). Quelques stations ont été rejetées des résultats compilés dans ce tableau compte tenu de l'impossibilité, pour ces profils, d'identifier des *patches* clairement définies, les zones de retournement à partir desquelles sont calculées les données moyennes du mélange (voir la carte de gauche de la fig. 3.36). Ces stations seront néanmoins discutées par le biais des données directement tirées des segments stationnaires.

Distribution spatiale du mélange et lignes de fronts

À première vue, les données compilées dans le tableau 3.3 indiquent une variabilité des régimes de mélange selon la position des stations par rapport aux lignes de front.

Loin des lignes de front Les événements de mélange répertoriés loin des lignes de front demeurent à la limite inférieure du régime turbulent, c.-à-d. $R_{e,b} = 6-58$ (ensemble HORS FRONT, tab. 3.3). La turbulence, lorsqu'existante, n'est alors que de faible intensité et généralement proche de l'équilibre d'inertie-flottabilité ($0.5 \leq R_{OT} \leq 2$). Le mélange différentiel y est en outre omniprésent, d'où le peu de sources d'énergie mécanique apparemment disponibles pour soutenir une turbulence à l'extérieur du rayon d'influence de la circulation frontale. L'efficacité $\gamma_{app} = J_{b,OC}/\varepsilon$ se maintient d'ailleurs au-dessus de 0,6, voire de 1,0 dans ce groupe. Cette efficacité est caractéristique des écoulements

type	couches	mélange	σ_θ kg m ⁻³	$R_{e,b}$	R_ρ	R_{OT}	$\varepsilon \times 10^{-9}$ m ² s ⁻³	$\chi_\theta \times 10^{-9}$ °C ² s ⁻¹	$J_{b,oc} \times 10^{-9}$ m ² s ⁻³
DANS FRONT									
1	pyc	TDI	24,6–25,8	58 (42; 77)		2,9 (2,5; 3,3)	10,6 (7,7; 13,7)	6,2 (4,5; 7,8)	3,4 (2,3; 5,1)
2	sTM		24,5–24,7		<0				
	pyc	TD	25,4–26,0	58 (42; 75)		2,7 (2,1; 3,4)	1,4 (1,2; 1,7)	< 10 ⁻¹⁰	0,5 (0,2; 0,7)
3	ML	TDI	24,4	79 (47; 128)		2,8 (1,9; 3,9)	3,2 (1,9; 5,2)	0,2 (0,1; 0,3)	1,6 (0,8; 3,6)
	min θ	TD	24,4–24,9	74 (55; 105)		2,3 (1,8; 2,9)	3,6 (2,4; 5,1)	0,5 (0,2; 1,0)	1,0 (0,6; 1,7)
	ACW	T	24,9–25,6	31 (20; 43)	54 (49; 60)	1,9 (1,6; 2,4)	1,9 (1,4; 2,6)	0,5 (0,3; 0,7)	0,4 (0,2; 0,6)
	s-ACW	TD	25,6–26,0	70 (59; 85)		3,4 (2,9; 3,9)	1,8 (1,5; 2,2)	< 10 ⁻¹⁰	0,5 (0,3; 0,8)
4	hal	TD	26,0–26,2	105 (86; 129)		3,9 (3,4; 4,5)	1,9 (1,5; 2,4)	< 10 ⁻¹⁰	0,4 (0,2; 0,6)
HORS FRONT									
1	ML	MD	24,9	6 (2; 15)		0,5 (0,3; 0,8)	0,5 (0,2; 1,3)	3,1 (1,8; 5,1)	1,7 (2,8; 7,2)
	pyc	MD	24,9–25,5	20 (15; 25)		1,1 (0,9; 1,4)	1,7 (1,2; 2,3)	3,9 (2,5; 5,7)	1,7 (1,0; 2,6)
	pyc	T	25,5–26,0	36 (27; 48)		1,6 (1,3; 1,9)	1,4 (1,1; 1,7)	0,2 (0,2; 0,3)	0,9 (0,5; 1,5)
2	sTM	MD	24,2–24,6	14 (10; 20)	6,7 (-0,8; 14,7)	0,9 (0,7; 1,2)	0,5 (0,3; 0,6)	< 10 ⁻¹⁰	0,5 (0,3; 0,8)
	s-sTM	MD	24,6–24,9	14 (8; 22)		1,2 (0,8; 1,7)	0,5 (0,3; 0,8)	0,2 (0,0; 0,3)	0,4 (0,2; 0,8)
3	ML	MD	24,6	26 (17; 33)		1,4 (1,1; 1,8)	1,3 (1,0; 1,9)	0,8 (0,4; 1,2)	1,0 (0,6; 2,0)
	min θ	TD	24,6–24,8	58 (44; 79)		2,3 (1,7; 2,8)	1,1 (0,8; 1,4)	< 10 ⁻¹⁰	0,2 (0,1; 0,3)
	ACW	T-MD	24,6–25,6	22 (16; 29)	62 (60; 66)	1,4 (1,1; 1,7)	1,2 (0,9; 1,7)	0,2 (0,1; 0,3)	0,4 (0,2; 0,6)
	s-ACW	T	25,6–26,0	48 (28; 78)		2,0 (1,3; 3,0)	1,4 (0,8; 2,3)	< 10 ⁻¹⁰	0,5 (0,2; 1,2)
4	hal	MD	25,6–26,2	17 (14; 21)		1,2 (1,0; 1,4)	0,4 (0,3; 0,5)	< 10 ⁻¹⁰	0,2 (0,1; 0,3)

TABLE 3.3 – Statistique du mélange par couches pour la campagne CASES, 2004. Ce tableau donne la valeur la plus probable, X_{mle} , ou la médiane de la distribution *bootstrap* des événements identifiés en fonction du type de profil et des structures de densité (avec, entre parenthèses, les 2,5 et 97,5 centiles). Les paramètres du mélange présentent regroupent le nombre de Reynolds de flottabilité, $R_{e,b}$, le ratio de densité, R_ρ (lorsque > 0), le ratio des échelles de la turbulence, R_{OT} , le taux de dissipation et de diffusion, ε et χ_θ , ainsi que le flux advectif turbulent tel qu'estimé à l'aide de la méthode de Osborn-Cox, $J_{b,oc}$. L'intervalle de densité médiane des couches est également précisé (σ_θ , kg m⁻³).

influencés par la stratification, pour lesquels la validité des hypothèses à la base du modèle de Osborn-Cox est non vérifiée (p.ex. Lozovatsky & Fernando 2013; Smyth *et coll.* 2005). Seules exceptions : les couches turbulentes situées à proximité d'un minimum de température où $\gamma_{\text{app}} \approx 0,3$, laquelle se rapproche de la valeur canonique de $\Gamma \equiv 0,2$ (c.-à-d. les couches 3HF-min θ et 3HF-s-ACW²⁷; tab. 3.3). Ce minimum, qui est possiblement créé par un phénomène de subduction frontale, semble modifier la dynamique du mélange dans les aires excentrées au front. Cette question sera plus largement discutée en fin de section (cf. la sous-section intitulée *L'influence des structures de densité*).

Près des lignes de front Dans l'environnement des zones de confluence, l'intensité $R_{e,b}$ s'avère caractéristique du régime d'écoulement turbulent, c.-à-d. $R_{e,b} = 31\text{--}105$ (ensemble DANS FRONT, tab. 3.3). L'efficacité apparente moyenne des stations de ce groupe s'élève à $\gamma_{\text{app}} \approx 0,3$, soit plus près de la valeur théorique admise en présence d'une turbulence active (p.ex. Lozovatsky & Fernando 2013; Smyth *et coll.* 2001). La disparité $\gamma_{\text{app}} > \Gamma$ rapportée résulte possiblement des biais inhérents à l'utilisation du flux $J_{b,OC}$. Ces biais sont liés aux hypothèses que formule la méthode de Osborn-Cox pour simplifier la description physique de la turbulence et ainsi admettre une estimation simple des paramètres du mélange. La turbulence est entre autres supposée active et représentative des écoulements à haut nombre de Reynolds, soit $R_{e,b} > 100$, une condition qui n'est vraisemblablement pas respectée lors de l'échantillonnage de 2004. Le rôle de ces biais et leurs implications dans les mesures observationnelles seront détaillés au chapitre 4.

De façon générale, le mélange mécanique aux abords des lignes de front s'inscrit dans le régime dissipatif de la turbulence (c.-à-d. $2 < R_{OT} < 8$), exception faite de la couche intrusive d'eau pacifique estivale qui inhibe le mouvement fluctuant²⁸. Les *patches* de mélange répertoriées sont conséquemment générées par un écoulement turbulent pleinement développé, aucunement influencé par la stratification. Dans la zone distale du

27. Le nom des couches réfèrent au type de profil, 3, au groupe de stations, HF pour hors front, et à la couche de densité considérée, ici les couches min θ et s-ACW, qui correspondent respectivement au minimum de température et à la couche sous-intrusive de l'intrusion d'eau pacifique estivale.

28. Le rôle de cette couche sera explicité à la sous-section intitulée *L'influence des structures de densité*.

front, qui exclut l'aire de remontée (soit, qui exclut le type 1DF dans le tab. 3.3), la microstructure présente une signature à haut ε mais faible χ_θ qui est cohérente avec cette phase de la turbulence. Comme l'explique Smyth *et coll.* (2001), une part importante de la diffusion (ou de l'augmentation irréversible de l'énergie potentielle minimale) se produit tôt dans le cycle de vie du phénomène, avant même que ne soit complétée la transition vers la turbulence²⁹. Le mélange demeure donc très influent sur le plan du transfert de la quantité de mouvement, moins sur le plan du lissage des propriétés lorsque R_{OT} augmente. Ce fait explique le flux advectif modéré observé au centre de l'embouchure et le long de la ligne de front du cap Parry, où $J_{b,0c} \sim 0,4-1,6 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$.

Dans l'aire de remontée Dans l'aire de remontée, tant le taux ε que le taux χ_θ sont largement supérieurs à ce qui est autrement rapporté dans le groupe DANS FRONT (cf. type 1DF dans le tab. 3.3, qui correspond aux stations S347 et S398 de la fig. 3.36). La zone la plus énergétique du front, soutenue par une source de production persistante, semble donc se réduire à l'aire limitrophe au cap Bathurst, qui accueille le *upwelling*. Le flux advectif estimé à l'intérieur des limites de l'isobathe de 50 m s'avère d'ailleurs 2-9× fois plus important que dans le reste du domaine. L'intermittence y est également forte, $\sigma_{\ln \varepsilon}^2 = 4,5$ (4,0 ; 5,0), ce qui indique un possible sous-échantillonnage des événements très énergétiques (Baker & Gibson, 1986).

Le méandre de la station 406 Les stations S406-1 et S406-2 offrent un bel exemple de la variation des régimes dans la zone d'influence du front. Ces dernières sont localisées à proximité du méandre cyclonique de la station 406, qui se situe au centre de l'embouchure du golfe (cf. fig. 3.13). Alors que la première présente une intrusion de surface associée au méandre (type 2DF et 4DF), la seconde ne contient aucune structure

29. Le décalage entre l'augmentation irréversible de l'énergie potentielle minimale, liée à χ_θ , et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, liée à ε , s'explique par la compression que provoque les champs fluctuants de la turbulence. Lorsque ces champs évoluent plus lentement, ce qui est le cas en phase pré-turbulente, les gradients scalaires parviennent à conserver une orientation optimale, qui favorise la cascade de la variance vers les plus petites échelles de l'espace et, de là, la diffusion. Ce faisant, l'efficacité du mélange est nettement plus importante dans cette phase d'évolution du phénomène. La valeur asymptotique $\Gamma \equiv 0,2$ correspond en fait à la valeur observée lorsque l'écoulement présente un caractère turbulent, pleinement développé (Smyth *et coll.*, 2001).

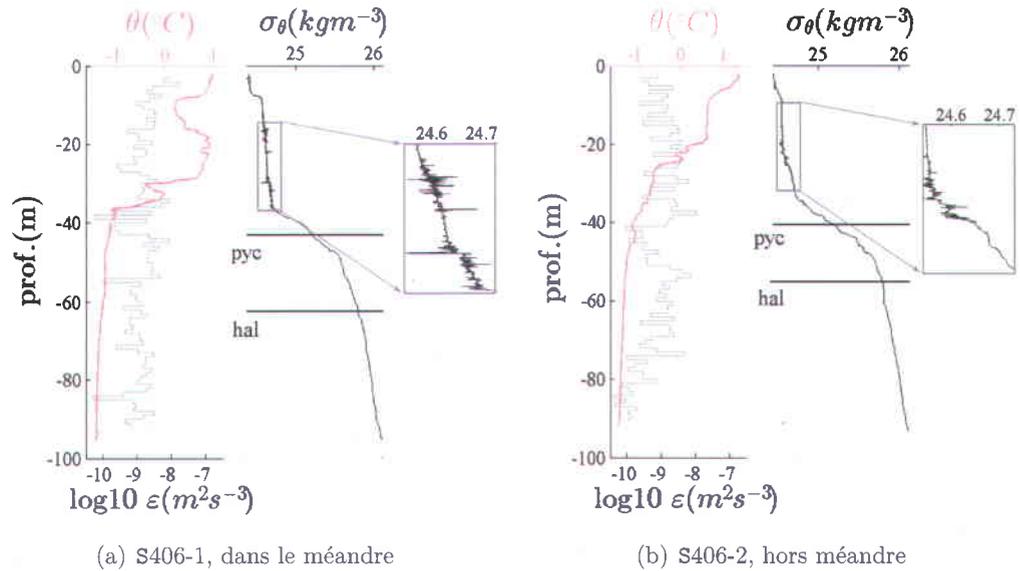


FIGURE 3.37 – Moyenne pondérée de la dissipation ε des segments stationnaires par saut de 1 m (en gris), profil de la température (en rouge) et profil de la densité (en noir) pour les stations S406-1 (en a) et S406-2 (en b). Les droites horizontales indiquent les limites des couches pyc (entre ~ 40 – 60 m) et hal (> 60 m).

intrusive (type 1HF et 4HF ; fig. 3.37). Dans les ~ 50 – 60 derniers mètres sondés, l'intensité de la turbulence des couches pyc et hal s'élève respectivement à $R_{e,b} = 56$ (38 ; 78) et 123 (81 ; 179) du côté cyclonique du front (station S406-1) ; et à $R_{e,b} = 30$ (23 ; 41) et 44 (34 ; 58) du côté anticyclonique du front (station S406-2). Dans les deux cas, les régimes dynamiques sont bien distincts ($p = 0,003$ et $0,0008$ ³⁰), ce qui démontre l'intensification du mélange mécanique que provoque la présence du méandre dans la portion inférieure de la colonne d'eau.

Aux profondeurs du méandre (entre ~ 20 – 40 m), le profil (débruité) de la densité présente d'importantes fluctuations qui nuisent à la détection d'inversions bien définies (fig. 3.37). Les profils collectés du côté cyclonique du front (station S406-1) sont particulièrement touchés par ces perturbations qui semblent attribuables au temps de réponse des cellules de conductivité (fig. 3.37(a) ; Lueck & Picklo 1990). Ce problème génère

30. Selon le test de Student, qui présuppose que les distributions lognormales de $R_{e,b}$ possèdent une espérance identique, mais une variance inconnue. Un total de 144 et 194 degrés de liberté ont respectivement été considérés.

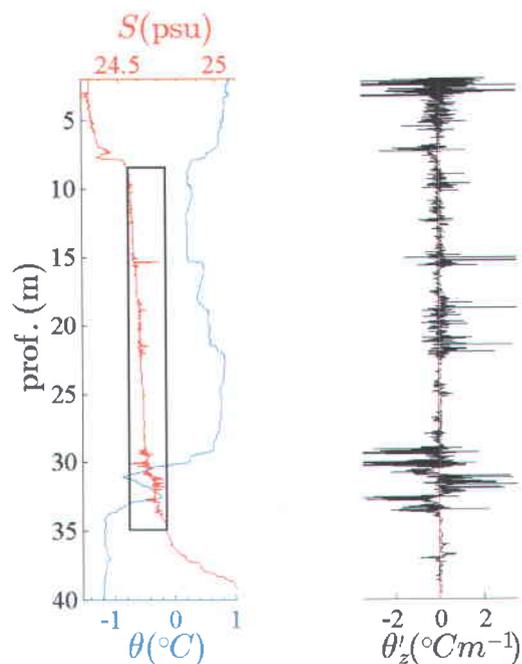


FIGURE 3.38 – Exemple de fluctuations de densité qui entravent la détection de *patches* (station S406-1). À gauche : le profil de la température et de la salinité. La boîte noire circonscrit une large *patch* rejetée de l'analyse selon les critères de Galbraith & Kelley (1996). À droite : le profil vertical des gradients de température de petites échelles enregistrés par le profileur, θ'_z .

une désynchronisation des senseurs de température et de conductivité, d'où l'apparition de *spikes*, d'un lissage du profil de la salinité ou d'une fluctuation excessive de la densité, des erreurs qui demeurent impossibles à corriger par une technique de débruitage standard. L'apparition de fluctuations excessives affecte tout spécialement la détection des retournements comme ces dernières tendent à accroître la dimension verticale des *patches* résolus par la méthode de Galbraith & Kelley (1996). Les larges zones qui en résultent sont généralement rejetées de l'analyse : elles échouent au test de validation et sont conséquemment considérées comme de fausses détections (cf. sec. 2.3 ; fig. 3.38). Ce problème, qui est attribuable à l'inertie thermique des cellules de conductivité³¹, survient lorsque la température profilée varie brusquement, comme c'est le cas à l'approche d'intrusions ou de *steps* de double-diffusion. Le profil de la station S406-1

31. Le temps que prennent les cellules de conductivité pour se départir de la chaleur emmagasinée dans leurs parois. Cette chaleur affecte la mesure de la conductivité électrique, qui dépend fortement de la température.

présente effectivement des sauts de température entre 0–40 m qui corrélient avec ce type de fluctuations. C'est précisément à ces profondeurs que le mélange déduit des gradients de température de petites échelles, θ'_z , s'avère important³² (exception faite de la couche mélangée, entre 0–7 m ; fig. 3.38).

Ces fluctuations de densité pourraient donc être indirectement liées à l'intrusion entraînée par le méandre, de même qu'au mélange que cette circulation génère. Les perturbations identifiées à la station S406-2 se situent d'ailleurs sous la pycnocline saisonnière, aux abords de micro-intrusions dont la densité avoisine celle de la tête de l'intrusion de la station S406-1 (fig. 3.37(b)). La station S406-2, qui est située à l'extérieur de la masse d'eau entraînée par le méandre mais non loin de cette dernière, n'est donc que partiellement touchée par la dynamique frontale.

Ce problème de conductivité a également entaché les données collectées à proximité du tourbillon de mésoéchelle, où se logent des intrusions de surface potentiellement liées au front (stations S112, S115 et S117) ; ainsi que près de la péninsule du cap Bathurst, où le signal de la température présente lui-même de fortes variations (stations S398 et S400)³³. À défaut de *patch* clairement définie, les segments stationnaires identifiés dans ces trois sites affichent des taux ε et χ_θ respectifs de 2,1 (1,8 ; 2,4) $\times 10^{-9}$ m²s⁻³ et 2,5 (1,9 ; 3,2) $\times 10^{-8}$ °C²s⁻¹ (méandre de la station 406) ; 6,6 (5,8 ; 7,3) $\times 10^{-9}$ m²s⁻³ et 1,1 (0,9 ; 1,3) $\times 10^{-8}$ °C²s⁻¹ (tourbillon de mésoéchelle) ; et 1,7 (1,0 ; 2,5) $\times 10^{-7}$ m²s⁻³ et 1,3 (0,5 ; 2,7) $\times 10^{-8}$ °C²s⁻¹ (cap Bathurst) entre 0–40 m. Ces valeurs excèdent de loin celles autrement recensées dans le tableau 3.3, particulièrement sur le plan de la dissipation. La ligne de front du cap Bathurst et, plus spécifiquement, l'aire de remontée apparaissent encore ici comme des zones hautement dissipatives.

L'évènement de front du printemps 2004 semble donc influencer considérablement le mélange dans la portion supérieure de la colonne d'eau. La position géographique des

32. Comme le mentionne Lueck & Picklo (1990), la conductivité est proportionnelle aux fluctuations de température. Lorsque la signature scalaire du mélange est importante (c.-à-d. θ'_z), il est donc possible que ces fluctuations perturbent le signal enregistré par la sonde de conductivité.

33. Ces perturbations ont d'ailleurs empêché toute détection de *patches* valides aux stations S112, S115 et S400.

stations ne permet toutefois pas de quantifier avec exactitude l'intensité de la dynamique qui naît de ce front, particulièrement dans le sud de l'embouchure où se concentrent les eaux de remontée.

La couche de surface : vents et flux

L'intensification du mélange associée aux fronts océaniques se concentrerait entre autres dans les premiers mètres de la colonne d'eau (p.ex. [D'Asaro et coll. 2011](#); [Nagai et coll. 2012](#); [Pallàs-Sanz et coll. 2010b](#)). Cette couche superficielle est néanmoins soumise à diverses contraintes qu'il importe de considérer avant de lier mélange et front, ces dernières pouvant expliquer à terme l'intensité turbulente de la couche mélangée du printemps 2004. Il est effectivement possible que la variabilité observée dans la statistique du mélange reflète les conditions changeantes de l'échantillonnage plutôt que l'effet d'une quelconque dynamique de grandes échelles. Le rôle des vents et du flux de flottabilité en surface a donc été évalué.

Vents En eau libre, la contrainte de vent qui agit à la surface du milieu océanique est la source dominante d'énergie cinétique turbulente dans les premiers mètres de la colonne d'eau. En présence d'un couvert de glace, cette production de turbulence est assurée par le taux de contrainte qui s'exerce à l'interface glace-eau, lequel dépend de la vitesse relative des glaces en surface. Cet englacement limiterait la fraction du flux d'énergie transférée à l'océan, laquelle passerait de $4-6,5E_0$ ³⁴ ([Dewey & Moum, 1990](#); [Oakey & Elliott, 1982](#)) à $2,4E_0$ ([Padman & Dillon, 1991](#)) avec E_0 , le flux d'énergie turbulent attribuable aux vents dans une couche située juste au-dessous de la surface. Considérant que plusieurs des stations localisées à l'extérieur du rayon d'influence du front ont été échantillonnées au travers de larges floes mobiles (nord de l'embouchure du golfe et mer de Beaufort), la présence ou l'absence de glace pourrait expliquer la variabilité du mélange observée dans la ML de part et d'autre du front (couches ML, tab. 3.3).

34. Ou $0,01E_{10}$, où E_{10} correspond au taux de travail attribuable aux vents à une hauteur de $z = 10$ m au-dessus de la surface océanique.

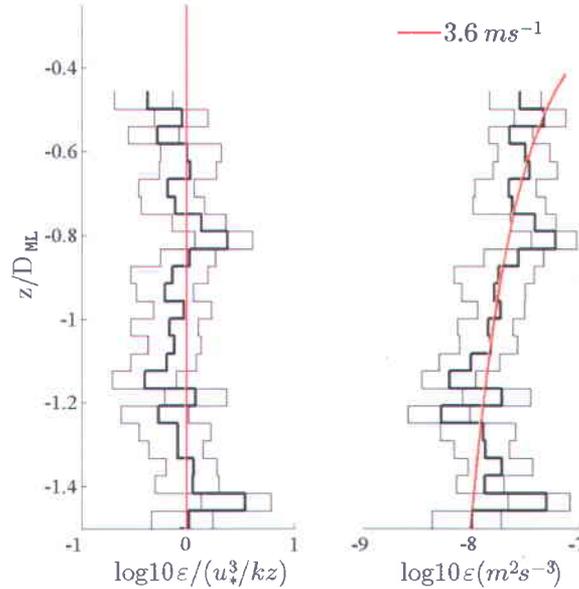


FIGURE 3.39 – Profil vertical du taux de dissipation empirique, ε , normalisé par le taux théorique prédit par la loi du mur, $\varepsilon_{\text{LOW}} = u_*^3/k|z|$ (à gauche). La distance verticale, z , a été normalisée par la profondeur de la couche de mélange, D_{ML} . Le profil est présenté par saut de $|z|/D_{\text{ML}} = 0,05$, le ratio à chacun de ces sauts étant donné par l'estimateur de maximum de vraisemblance, X_{mle} , de la distribution des données disponibles, soit l'ensemble des stations du groupe DF échantillonnées en eau libre (stations S108-1, S112, S115, S117, S124, S256, S347, S398 et S400). L'image de droite présente le profil vertical du taux de dissipation empirique, ainsi que le profil prédit par ε_{LOW} pour des vents de $3,6 \text{ m s}^{-1}$.

Cette hypothèse semble a priori valide. Le taux de dissipation estimé des segments stationnaires isolés dans la ML des stations en eau libre du groupe DF, $\varepsilon = \varepsilon_{\text{seg}}^{35}$, est comparable au taux prédit par la loi du mur (fig. 3.39, image de gauche),

$$\varepsilon_{\text{LOW}} = u_*^3/k|z|, \quad (3.7)$$

la loi d'échelle conventionnellement utilisée pour quantifier le taux de dissipation attribuable aux vents (Lorke & Peeters, 2006); avec $u_* = (\tau/\rho_0)^{1/2}$, la vitesse de friction en surface associée à la contrainte $\tau = \rho_a C_D U_{10}^2$, ρ_0 et ρ_a , les densités respectives de la ML

35. La couche mélangée étant, par définition, quasi uniforme, la résolution des *patches* dans cette portion de la colonne d'eau est inévitablement déficiente. L'analyse du mélange dans la ML s'est donc arrêtée aux données déduites des segments stationnaires, ce qui permet d'inclure les stations S112, S115 et S400.

et de l'air, C_D , le coefficient de traînée, U_{10} , la vitesse des vents à 10 m, $k = 0,41$, la constante de von Kármán, et z , la profondeur. Comme le mélange généré en réponse aux vents ne se produit pas instantanément, mais demande plutôt un délai de quelques heures (Lentz, 1992; Lozovatsky *et coll.*, 2005), la vitesse moyenne des vents modélisés par les données NARR-NCEP durant les 5 à 12 heures qui ont précédé l'échantillonnage de la microstructure a été retenue pour le calcul de u_* .

En eau libre, les stations situées près d'une ligne de front présentent un ratio $\varepsilon/\varepsilon_{\text{LOW}}$ de 0,9 (0,8; 1,1) pour des vents moyens de $3,6 \text{ m s}^{-1}$, soit très près de la valeur unitaire attendue (fig. 3.39, image de gauche). La loi 3.7 permet en outre de bien prédire la décroissance de ε dans les premiers mètres de la colonne d'eau (fig. 3.39, image de droite). Ce constat n'est toutefois pas représentatif de l'aire de remontée qui jouxte la pointe du cap Bathurst, dans la portion sud de l'embouchure. En ne considérant que les stations S347, S398 et S400, ce ratio grimpe à 3,1 (2,4; 3,9) pour des vents moyens de $2,9 \text{ m s}^{-1}$ (fig. 3.40). Des vents d'au moins $\sim 5,0 \text{ m s}^{-1}$ seraient dans les faits nécessaires pour expliquer la décroissance de ε dans la moitié supérieure de la ML ($z/D_{\text{ML}} < 0,5$), ce qui laisserait néanmoins une dissipation excédentaire entre $0,8 < z/D_{\text{ML}} < 1,0$ (fig. 3.40, image de droite). Au large du cap, le profil de ε est plutôt stable en surface et ne présente une diminution en $|z|^{-1}$ qu'au-delà de la couche normalement affectée par la contrainte de vent (c.-à-d. au-delà de la ML, $z/D_{\text{ML}} = 1,0$). Cette dernière ne peut visiblement expliquer à elle seule la vigueur de la turbulence observée près de l'aire de remontée, dans la zone la plus active du front. C'est d'ailleurs en ce lieu que les champs de déformation de la frontogénèse sont a priori les plus intenses (c.-à-d. à la tête de l'affleurement frontal), lesquels pourraient constituer une source d'énergie non négligeable pour le mélange (Pallàs-Sanz *et coll.*, 2010b).

Le flux de flottabilité en surface Outre les vents, le flux de flottabilité en surface,

$$J_{b,0} = -\frac{g}{\rho_0} \langle w' \rho' \rangle_0 = -g (\beta \langle w' S' \rangle_0 - \alpha \langle w' \theta' \rangle_0)$$

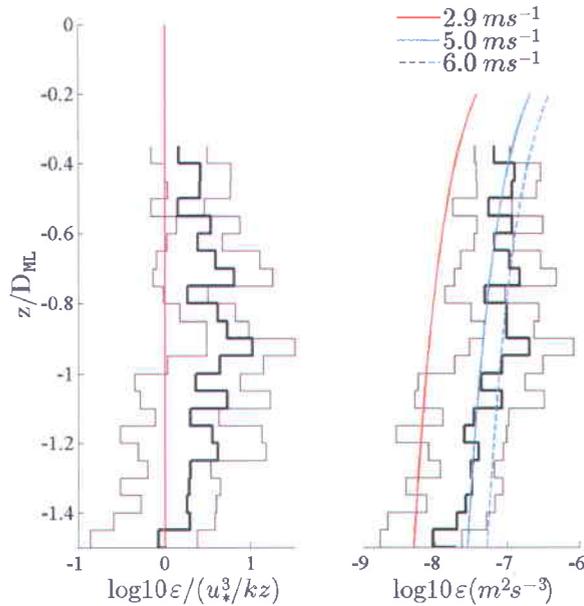


FIGURE 3.40 – Idem à la figure 3.39, mais pour les stations S398, S400 et S347 uniquement. L'image de droite présente le profil vertical du taux de dissipation empirique, ainsi que le profil prédit par ε_{LOW} pour des vents de 2,9 ; 5,0 et 6,0 $m s^{-1}$.

peut également affecter le mélange en l'inhibant ou l'amplifiant. En saison printanière, deux facteurs favorisent l'émergence d'un flux négatif, qui stabilisent la colonne d'eau : la fonte des glaces (ou, de manière plus large, l'apport en eau douce³⁶), qui diminue la salinité des eaux de surface, et l'influx solaire (ou insolation), qui en augmente la température. Alors que le premier influence essentiellement les zones recouvertes par des floes ou attenantes à une lisière de glace, le second prédomine en eau libre, ce qui restreint inévitablement la vigueur des retournements en absence de source d'énergie significative.

Pour évaluer l'impact de ces facteurs sur l'importance du flux advectif turbulent mesuré par le profileur, un flux de flottabilité $J_{b,0}$ a été estimé pour la couche de surface des stations visitées avec le SCAMP. Ce flux modélisé se base sur les données NCEP-NARR (radiation de courtes et grandes longueurs d'onde), ainsi que sur les propriétés phy-

36. Selon Lansard *et coll.* (2012), les eaux du Mackenzie demeurent à l'ouest du 133–134°O au printemps 2004 : la principale source d'eau douce (outre la glace) demeure donc à l'extérieur du domaine d'étude.

siques des eaux de surface observées en station et calculées à partir de l'algorithme TOGA/COARE³⁷ (chaleurs sensible et latente; Fairall *et coll.* 1996). Selon les conditions de glace notées lors de l'échantillonnage, un flux $J_{b,0}^{\text{eau}}$ (eau libre) ou $J_{b,0}^{\text{glace}}$ (près d'un pack mobile ou immobile) a ainsi été évalué. Dans le premier cas,

$$J_{b,0}^{\text{eau}} = -g \left(\beta(E - P)S_0 - \alpha \frac{Q_0}{\rho_0 C_p} \right) \approx g\alpha \frac{Q_0}{\rho_0 C_p}, \quad (3.8)$$

avec E et P , les taux d'évaporation et de précipitation, S_0 , la salinité en surface (dans la ML), α et β , les coefficients d'expansion thermique et de contraction haline, Q_0 , le flux de chaleur net à l'interface atmosphère-eau, et C_p , le coefficient de capacité thermique. Cette relation présuppose que le flux de flottabilité en surface est essentiellement déterminé par le flux de chaleur, ce qui est valide en première approximation, particulièrement au printemps alors que l'insolation est importante. Ce dernier équivaut à $Q_0 = Q_{sw} + Q_{lw} + Q_s + Q_l$, relation qui somme les radiations de courtes et grandes longueurs d'onde (Q_{sw} et Q_{lw}), ainsi que les chaleurs sensibles (Q_s) et latentes (Q_l). Lorsque les eaux sont partiellement recouvertes, $J_{b,0}$ doit être modifié pour tenir compte de l'eau de fonte qui altère la densité en surface. Dans ce cas, $\langle w'S' \rangle_0$ peut être estimé en supposant que la totalité du flux de chaleur océanique à l'interface glace-eau ($Q_{g,0} > 0$) provoque une fonte, ce qui se traduit par (McPhee, 1992)

$$\begin{aligned} \langle w'S' \rangle_0 &= (S_0 - S_i) \frac{Q_{g,0}}{\rho_0 L_v} \\ Q_{g,0} &= \rho_0 C_p C_T u_* (T_{ML} - T_c) \end{aligned}$$

avec $C_T \sim 0,0057$ (McPhee, 1999), le nombre de Stanton, T_{ML} , la température de la couche mélangée, et T_c , le point de congélation. Ce faisant, l'équation 3.8 devient

$$J_{b,0}^{\text{glace}} = -g \left(\beta(S_0 - S_i) \frac{Q_{g,0}}{\rho_0 L_v} - \alpha \frac{Q_0}{\rho_0 C_p} \right) \quad (3.9)$$

avec S_i , la salinité de la glace, L_v , la chaleur latente de fusion pour la glace de mer ($\sim 301 \text{ kJ kg}^{-1}$ pour une glace à -2°C et $S_i = 4$), et $Q_{g,0}$, le flux de chaleur à l'interface glace-eau. Comme l'identification de *patches* dans la couche mélangée est généralement déficiente, le flux de surface $J_{b,0}$ déduit des équations 3.8 et 3.9 a été comparé à la valeur

37. Implémenté dans le *toolbox air-sea* de MATLAB (<http://woodshole.er.usgs.gov/operations/sea-mat>).

X_{mle} de la distribution des flux turbulents, $J_{b,0c}$, obtenus des segments stationnaires détectés dans les limites de la ML (ce qui inclus les stations S112, S115, et S400).

Durant la quasi-totalité du leg CASES-0404/0405, le flux de chaleur est demeuré négatif avec une moyenne en station de $-128,6 \text{ W m}^{-2}$. Le flux de flottabilité en surface s'est conséquemment maintenu sous le zéro, à $\overline{J_{b,0}} = -2,2 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$, exception faite de la station S112, à l'est du tourbillon de mésoéchelle où $J_{b,0}^{\text{eau}} = 1,4 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. Le refroidissement observé en ce site s'explique par la température des eaux de surface anormalement élevée qui y transitent, eaux transportées depuis les côtes de l'île de Banks par l'anticyclone. La signature du mélange laisse en outre supposer qu'un phénomène convectif contrôle la dynamique du mélange dans cette zone du golfe, ce qui se traduit par $\varepsilon \sim J_{b,0c}$. Puisque le tourbillon provoque un mélange entre les eaux de fonte présentes à la marge du pont de glace et celles autrement entraînées par la circulation anticyclonique, il est néanmoins possible que $J_{b,0}^{\text{eau}}$, qui ne tient pas compte du flux $\langle w'S' \rangle_0$, surestime le flux réel.

De façon plus générale, le ratio $J_{b,0c}/J_{b,0}$ demeure près de la valeur unitaire pour les stations situées à l'extérieur des zones de front (groupe HF), soit à $-0,8$ ($-0,1$; $-3,2$). Le flux $J_{b,0}$ limite visiblement l'intensité du mélange en surface en absence d'une dynamique frontale. Il en va de même des stations localisées près du méandre de la station 406 (stations S124, S406 et S407) ou à l'ouest du tourbillon de mésoéchelle (S115 et S117) où $J_{b,0c}/J_{b,0} = -0,7$ ($-0,2$; $-2,0$). Dans le premier cas, la circulation frontale influence les couches inférieures de la colonne d'eau, sous la couche mélangée : le front n'induit donc pas une augmentation du flux turbulent en surface, lequel demeure représentatif du domaine. Dans le second cas, les stations SCAMP se retrouvent du côté anticyclonique du front, dans une zone potentiellement moins énergétique. L'orientation de l'écoulement géostrophique à la marge ouest du tourbillon favorise en outre une diffuence (plutôt qu'une confluence), d'où une intensité frontale a priori plus faible (cf. fig. 3.13). C'est également ce que suggère le gradient de densité observé dans les distributions spatiales de σ_θ à 5 et 30 m (cf. fig. 3.9).

Seules les stations situées du côté cyclonique du front, à proximité d'une ligne de fort gradient de densité, présentent un ratio significativement différent de 1, à savoir $J_{b,oc}/J_{b,0} = -13,3$ (-3,1; -55,7) (les stations S108, S256, S347, S398 et S400). Le flux turbulent y est $10\times$ plus important que le flux de flottabilité en surface, lequel tend pourtant à restreindre toute turbulence. Près du cap Bathurst (stations S347, S398, S400), ce ratio grimpe à -22,3 (-5,3; -92,2), ce qui témoigne bien de la vigueur des retournements aux abords de la péninsule (c.-à-d. dans l'aire de remontée).

En somme, les conditions de flux du printemps 2004 ne semblent pas inhiber la turbulence dans la couche de surface des stations situées du côté cyclonique du front, près d'une ligne de fort gradient de densité. Ce fait est particulièrement vrai dans l'aire de remontée, où le mélange est visiblement vigoureux. En dehors de ces zones, la fonte de la glace de mer et le réchauffement saisonnier empêchent toutefois l'émergence d'un mélange mécanique. Les données compilées dans le tableau 3.3 indiquent d'ailleurs que le mélange différentiel et la turbulence de faible intensité ($R_{e,b} \approx 30$) dominent la dynamique de la ML aux stations concernées (couches 1HF-ML et 3HF-ML, tab. 3.3).

L'influence des structures de densité

Des différentes structures de densité identifiées dans les profils types, les intrusions (couches **STM** et **ACW**) et le minimum de température (couche **min θ**) sont les plus susceptibles de modifier la nature du mélange dans la colonne d'eau. Ces structures changent la stratification et, par là même, les conditions propices à l'émergence d'une turbulence classique ou d'un mélange non mécanique. Il est donc intéressant de s'attarder à l'influence respective de ces singularités, en se basant sur les données présentées au tableau 3.3.

Les intrusions La présence des intrusions **ACW** modifie substantiellement la stratification entre 24,6–25,6 kg m⁻³, portion où le ratio de densité atteint $R_\rho = 54$ –62. La stratification associée à la température de ces intrusions est néanmoins insuffisante pour permettre le développement d'une double-diffusion, laquelle nécessite un $1 \leq R_\rho < 10$

(Kelley *et coll.*, 2003). Aucune couche diffusive n'a d'ailleurs été détectée à la tête des intrusions d'eau pacifique estivale, dans les profils analysés. L'influence des ACW n'en est pas moins importante comme ces eaux salines abaissent significativement l'intensité de la turbulence dans tout le domaine d'étude, laquelle passe de $R_{e,b} = 75$ à 31 dans le groupe DF et de $R_{e,b} = 58$ à 22 dans le groupe HF à l'approche du maximum local de température (couche ACW, tab. 3.3). Cette diminution du nombre de Reynolds provoque un changement de régime qui favorise la diffusion différentielle et donc, une turbulence incomplète. Au printemps 2004, la présence des eaux pacifiques estivales est donc déterminante pour le mélange comme elle limite d'emblée la vigueur des retournements, indépendamment du front.

Pour sa part, l'impact des intrusions de surface demeure difficilement analysable vu le peu de données cumulées dans les couches sTM et s-sTM. Seul fait notable : $R_\rho < 0$ à la tête des intrusions, près des aires de front. Ce ratio tend à démontrer que la turbulence est le mécanisme dominant aux profondeurs des sTM et donc, que ces dernières sont belles et bien liées à une circulation frontale de subsurface. En dehors de la zone d'influence du front, les sTM identifiés présentent un ratio de $R_\rho = 6,7$ a priori favorable à une double-diffusion. Ces dernières ont été échantillonnées à l'extérieur du golfe d'Amundsen, aux stations S600 et S703 visitées durant le leg CASES-0405 (cf. fig. 3.36), au moment où les glaces libéraient progressivement le sud-est de la mer de Beaufort (dernière semaine de juin ; cf. fig. 3.15). Ces anomalies de température ne présentent pas les caractéristiques des NSTM (voir sec. 3.1.2) et ne sont pas, à première vue, liées à la dynamique de front qui demeure, pour l'essentiel, contenue au large de la péninsule, près de l'embouchure. Il est néanmoins possible que les eaux superficielles advectées par la circulation frontale le long de la ligne de front du cap Bathurst aient permis l'apparition de ces sTM, du moins à la station S600 (à $\sigma_\theta 24,7 \text{ kg m}^{-3}$, $\theta = -1,0^\circ\text{C}$, profondeur de 36 m). La présence d'une intrusion de surface dans cette section du domaine serait donc une conséquence de l'écoulement des eaux le long des isopycnes, depuis la zone distale du front (cf. fig. 3.9, $\sigma_\theta \sim 24,6 \text{ kg m}^{-3}$).

Le minimum de température Le minimum de température entre $\sigma_\theta \sim 24,6\text{--}24,8 \text{ kg m}^{-3}$ provoque une augmentation significative de l'intensité du mélange à l'extérieur

des lignes de front. Cette augmentation ne semble toutefois pas reposer sur l'apparition d'une source d'énergie cinétique turbulente nouvelle comme le taux ε demeure statistiquement inchangé entre les couches 3HF-ML et 3HF-min θ ($p = 0,6$, tab. 3.3). C'est

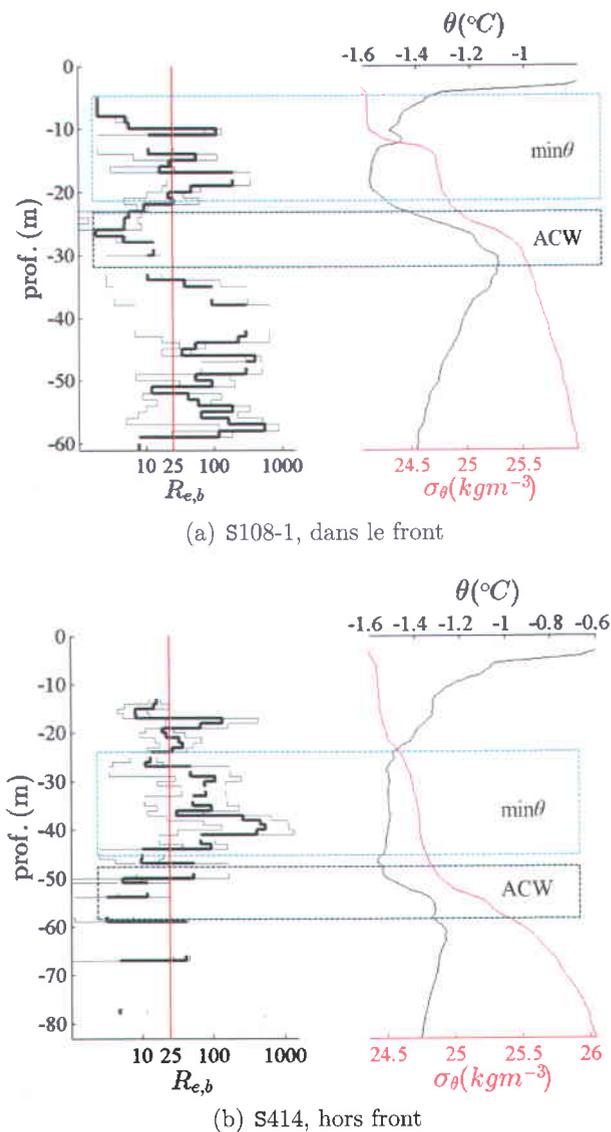


FIGURE 3.41 – Influence des structures de densité sur le mélange pour une station située près (S108-1, a) ou loin d'une ligne de front (S414, b). Les couches min θ (minimum de température) et ACW (intrusion d'eau pacifique estivale) sont circonscrites par les boîtes pointillées. Les graphiques de gauche donnent l'intensité turbulente par saut de 1 m, $R_{e,b}$ (avec les 2,5 et 97,5 centiles), et les graphiques de droite, la température (en noir) et la densité (en rouge).

plutôt la faible stratification du minimum qui permet le développement d'une turbulence active, plus apte à générer un mélange contrôlé par les fluctuations de vitesses. La couche où se loge ce dernier présente en outre une signature en microstructure similaire dans les deux groupes de stations (DF ou HF), à savoir $\gamma_{\text{app}} \rightarrow 0,2-0,3$ et $R_{OT} > 2$. Ces structures (possiblement) générées par un phénomène de subduction seraient donc importantes pour la dynamique du milieu, particulièrement loin des zones frontales où les sources d'énergie mécanique sont apparemment plus restreintes.

La figure 3.41 illustre l'influence de ces différentes structures de densité pour l'intensité de la turbulence à des stations localisées à proximité (S108-1, image de gauche) ou loin d'une ligne de front (S414, image de droite). Ces deux stations présentent une intrusion d'eau pacifique estivale subjacente à un minimum de température. Le nombre de Reynolds augmente sensiblement dans les limites du minimum pour diminuer à l'approche de la tête de l'intrusion, en un point de la colonne d'eau où la stratification est importante et où $R_{e,b}$ tombe sous le régime de la turbulence active ($R_{e,b} < 25$). L'influence de la couche $\text{min}\theta$ est particulièrement marquée à la station S414, située au nord de l'embouchure du golfe, en dehors de l'influence de la ligne de front du cap Bathurst (fig. 3.41(b)). Le mélange en ce site ne présente un caractère clairement turbulent qu'aux profondeurs du $\theta \sim -1,5^\circ\text{C}$, ce qui change substantiellement l'allure du profil. Ces exemples démontrent en fait que les structures de densité peuvent être de bons indicateurs du mélange pour le golfe d'Amundsen et, par extension, servir à prédire les conditions aux sites non échantillonnés avec le SCAMP au printemps 2004. En présence d'une intrusion de type ACW, le mélange différentiel sera fort probablement dominant ($R_{e,b} < 30$ selon le tab. 3.3) alors que, à l'inverse, près d'un minimum de température, une turbulence est attendue ($R_{e,b} = 60-70$ selon le tab. 3.3).

3.4 Remarques finales

Au printemps 2004, un évènement de front a considérablement modifié les conditions océanographiques dans le golfe d'Amundsen et le sud-est de la mer de Beaufort. Cet évènement, qui a vraisemblablement commencé avec l'apparition d'une remontée d'eau à la pointe du cap Bathurst, a eu un impact non négligeable sur le mélange et, indirectement, sur la physique des eaux de ce domaine (voir la fig. 3.42 pour une schématisation complète). Les grandes conclusions de ce chapitre sont :

l'identification d'intrusions de surface tôt au printemps qui ne peuvent être associées aux *Near-Surface Temperature Maximum* (NSTM) couramment observés dans le centre et l'est du bassin canadien (Jackson *et coll.*, 2010). Ces intrusions, appelées *surface Temperature Maximum* (sTM), se logent à environ 30 m de profondeur, soit au-dessus de l'halocline hivernale, ce qui en fait des structures récentes, nouvellement formées.

l'apparition d'une remontée d'eau dans le prolongement de la péninsule à la fin mai-début juin. Cette remontée est typique des *upwellings* observés au large du cap et représente, de ce fait, les conditions nominales du golfe, sous une contrainte de vents favorable.

la formation de deux grandes lignes de front. La première, située à l'ouest du domaine, se forme sur le pourtour de la péninsule, le long de l'aire de remontée qui contient l'essentiel des eaux froides advectées vers la surface. L'influence de ce front s'étend toutefois jusqu'à l'isobathe de 200 m, où les données suggèrent la présence d'un méandre, une structure très caractéristique des fronts océaniques. L'évolution de la température de surface sur les images satellitaires laisse d'ailleurs penser qu'une instabilité (barocline/barotrope) a progressivement modifié l'allure générale du front dans la dernière semaine du mois de juin. Par ailleurs, les quelques lignes de stations à haute résolution échantillonnées près du cap Bathurst révèlent l'existence d'intrusions qui plongent sous la surface. Ces intrusions seraient générées par la circulation frontale de subsurface qui s'installe dans les zones de fort gradient de densité. Elles seraient

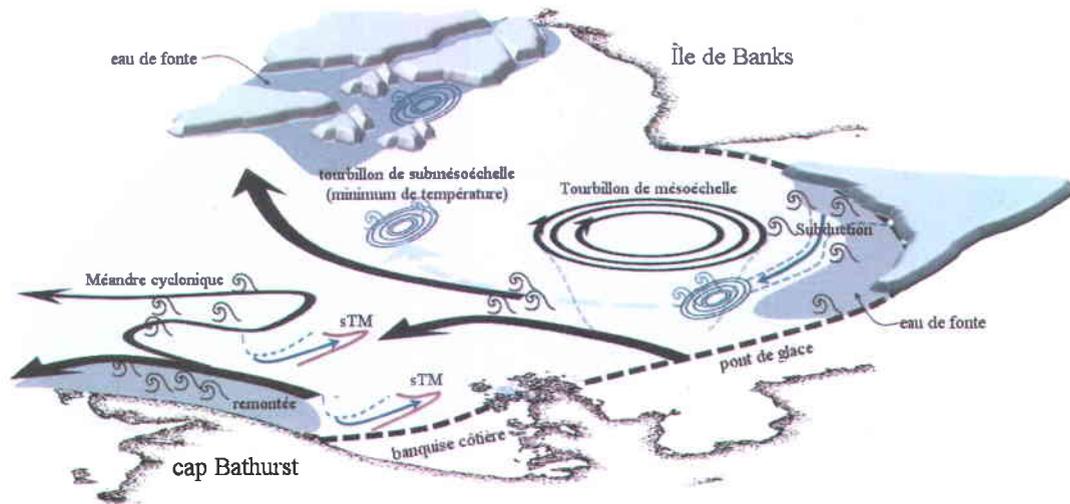


FIGURE 3.42 – Schématisation des mécanismes de subsurface actifs dans le golfe d'Amundsen au printemps 2004. Les traits bleus, tiretés suivent le dessin des isopycnes en bordure des lignes de front et du tourbillon de mésoéchelle. Les ondelettes indiquent la présence d'une turbulence classique.

donc directement liées à un phénomène de frontogénèse. Les sTM identifiés au centre de l'embouchure du golfe proviendraient à ce titre de l'entraînement sous la surface des eaux normalement contenues entre les isobathes de 50–200 m. Ces anomalies de température sont donc l'une des signatures du front du printemps 2004.

La seconde ligne de front se forme au large du cap Parry, entre la banquise côtière et le large tourbillon de mésoéchelle qui apparaît sur les images satellitaires dès la deuxième semaine de juin. Cet anticyclone occupe le centre du domaine et contrôle l'écoulement des eaux entre l'île de Banks et le sud du golfe, ce qui favorise une dispersion de la chaleur accumulée dans les zones limitrophes où se concentrent les effets du réchauffement saisonnier. Plus à l'est, la présence du pont de glace crée une aire de fonte localisée qui accentue la stratification dans les premiers mètres de la colonne d'eau. Cette masse d'eau stratifiée se différencie des eaux entraînées par la circulation horaire et est possiblement à l'origine des minima de température observés sous la couche de surface ($\theta \sim T_c$, σ_θ 24,7–24,9), en différents points du domaine. Ces minima seraient créés par un phénomène de subduction le long de la

marge est du tourbillon. Il s'agirait d'une autre manifestation de la dynamique de subsurface associée au front qui a cours durant l'échantillonnage de 2004.

l'intensité de la turbulence observée dans les 100 premiers mètres de la colonne d'eau est directement influencée par l'évènement de front. Les stations situées à proximité des lignes de front accueillent un mélange turbulent et dissipatif qui tranche avec les conditions moyennes observées dans le reste du domaine. Ce mélange présente une intensité médiane de $R_{e,b} \sim 60\text{--}105$, ce qui est loin d'être négligeable pour un milieu aussi stratifié que l'Arctique. À titre de comparaison, Gregg & Sanford (1988) rapportent une valeur nominale de 13 pour la pycnocline du nord-est de l'océan Pacifique (entre 40–240 m), dans une région où le mélange est favorablement dominé par les ondes internes. Fer (2009), qui a étudié le mélange sous glace dans le centre de l'océan Arctique, évalue à $\mathcal{O}(10^5)$ cette intensité à l'interface glace-eau, laquelle diminue néanmoins rapidement avec la profondeur pour atteindre $R_{e,b} = 19$ à 70 m, puis 13 entre 70–180 m. À l'extérieur de la zone d'influence des fronts, l'intensité n'est que de 6–40 et le mélange différentiel est omniprésent, d'où le peu de sources d'énergie mécanique disponibles. Seules les couches de densité échantillonnées à proximité d'un minimum de température témoignent d'un mélange plus intense ($R_{e,b} = 50\text{--}60$), caractéristique d'une turbulence dissipative. Ces possibles tourbillons formés le long de la ligne de front du cap Parry sont donc déterminants pour la dynamique hors front.

les vents, qui ne peuvent expliquer à eux seuls la turbulence observée dans la couche mélangée, à proximité du cap Bathurst. Les données collectées dans l'aire de remontée présentent des taux de dissipation de $3\times$, voire $10\times$ plus élevés que ce que prédit la loi d'échelle communément employée pour quantifier les effets du vent. C'est d'ailleurs le long de cette aire que les taux ε et χ_θ mesurés sont les plus importants, à près de $\mathcal{O}(10^{-7}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ et $\mathcal{O}(10^{-8})^\circ\text{C}^2 \text{ s}^{-1}$. Peu de stations ont néanmoins été échantillonnées dans les limites du plateau continental où se concentrent les eaux de remontées. Aussi, les données analysées sous-estiment potentiellement l'intensité du front du printemps 2004.

le flux de flottabilité en surface, $J_{b,0}$, est un facteur limitant. La fonte de la glace de mer et le réchauffement saisonnier stabilisent la portion supérieure de la colonne d'eau, ce qui inhibe la turbulence. Ce constat est vrai loin des aires de front, où le flux turbulent mesuré en station demeure similaire au flux $J_{b,0}$ modélisé, mais non le long des lignes de front. Les stations situées à proximité des zones de fort gradient de densité présentent un flux turbulent $10\times$ plus élevé que $J_{b,0}$. La dynamique frontale est donc importante au printemps 2004 comme elle augmente sensiblement les échanges atmosphère-océan et, à terme, l'entraînement sous la surface de la chaleur emmagasinée suite au réchauffement de la ML.

l'influence des structures de densité sur le mélange, notamment des intrusions d'eau pacifique estivale et du minimum de température. Alors que la première limite invariablement le développement d'une turbulence, la seconde en facilite l'émergence, ce qui modifie les conditions de mélange à l'extérieur de la zone d'influence du front. Ces structures peuvent donc servir à estimer le mélange dans les eaux non échantillonnées par le profileur.

L'évènement du printemps 2004 ne semble pas être exceptionnel vu l'étendue de la zone de remontée observée au large du cap Bathurst. En 2007, l'échantillonnage réalisé dans cette section de l'Arctique a démontré la formation d'un front nettement plus imposant, qui englobait la quasi-totalité du golfe d'Amundsen (cf. fig. 3.1; Tremblay *et coll.* 2011). Le mélange observé durant CASES-0404/0405 laisse néanmoins supposer que cet évènement a été déterminant pour la dynamique du milieu, lequel ne présente, d'ordre général, que peu de sources d'énergie mécanique aptes à soutenir une turbulence. Les champs de contrainte de la frontogénèse ont en outre permis de maintenir une activité dans les premiers mètres de la colonne d'eau, alors que la fonte de la glace de mer et le réchauffement saisonnier tendaient à restreindre toute activité en surface. La variabilité spatiale du mélange s'explique donc par l'avènement d'une dynamique de grande échelle, laquelle ne peut être négligée dans la description du phénomène puisqu'elle élucide ce qui, autrement, apparaît comme une intermittence. L'utilisation d'un échantillonnage opportuniste devrait donc être repensée si les recherches dédiées au Nord s'intéressent spécifiquement aux *hot spots* de productivité biologique et de mélange. Les phénomènes

de mésoéchelles tels les [*ang*] *jet-streams*, les gyres et les fronts sont depuis longtemps reconnus pour leur rôle dans le transport vers la surface des nutriments autrement piégés dans les profondeurs des océans (Horne & Platt 1984; Le Fèvre & Frontier 1988). Ce n'est pourtant que récemment que le lien entre ces phénomènes et le mélange a réellement été quantifié (p.ex. D'Asaro *et coll.* 2011; Inoue *et coll.* 2010; Jackson *et coll.* 2011; Nagai *et coll.* 2012; Thomas & Joyce 2010), ce qui explique le peu d'études aujourd'hui disponibles pour expliquer l'origine mécanique³⁸ de cette *turbulence frontale*. Cette dernière n'en demeure pas moins importante puisqu'elle assurerait le maintien de l'équilibre du système océanique, son énergie étant nécessairement soutirée à l'énergie potentielle ou cinétique du front. En Arctique, le développement de ces fronts tôt en saison pourrait à terme influencer ❶ le positionnement des maxima de chlorophylle de subsurface, qui apparaissent rapidement suite à la fonte du couvert de neige et de glace (Johnston *et coll.*, 2011; Martin *et coll.*, 2010; Tremblay *et coll.*, 2008) et, de façon plus générale, ❷ l'efflorescence phytoplanctonique (c.-à-d. le [*ang*] *bloom* printanier), en générant un mélange vertical suffisant pour soutenir le transport des nutriments vers la zone euphotique, la principale source de limitation de la production primaire au nord du cercle polaire (Tremblay & Gagnon, 2009).

38. La génération d'ondes internes suite à une instabilité symétrique, l'augmentation du cisaillement vertical par la frontogénèse, les ondes proches inertielles piégées du côté anticyclonique du front, etc.

Classification du mélange

L'analyse de la microstructure recueillie en 2004 dans les eaux du golfe d'Amundsen révèle une forte variabilité régionale de l'intensité du mélange. Plus encore, ces données démontrent l'importance de la diffusion différentielle et, dans une moindre mesure, de la double-diffusion, des mécanismes non conventionnels qui compliquent l'interprétation des flux de flottabilité turbulents. La quantification de ce transport advectif est primordiale en océanographie : il explique une part importante du transfert vertical des propriétés (physiques et chimiques) qui contrôle les échanges entre la surface et les couches profondes. L'observation directe de ce flux demeure néanmoins complexe et, par conséquent, peu pratiquée en mer. Des méthodes d'estimation indirecte, qui usent de quantités plus aisément mesurables peuvent bien être employées, mais ces dernières présupposent un certain nombre d'hypothèses qui ne reproduisent pas nécessairement les conditions du milieu. Elles postulent avant tout que le mélange est généré par une turbulence active, pleinement développée, ce qui n'est visiblement pas le cas dans le domaine échantillonné. Plusieurs évidences tendent d'ailleurs à démontrer que les eaux arctiques sont *faiblement énergétiques* et sujettes à un mélange non turbulent (p.ex. Padman & Dillon 1989) qui demeure néanmoins déterminant pour le maintien des échanges. Il est donc souhaitable d'identifier ces mécanismes de mélange non mécaniques avant même d'estimer un flux, notamment lorsqu'une description synoptique est visée. Outre la question de quantification, c'est toute la dynamique de petites échelles qui est, en réalité, modifiée.

L'identification des mécanismes de mélange Dans la pratique, aucune observation *clé* ne permet de déceler l'influence de ces processus. L'identification de *steps* ou d'*interleavings* révèle, par exemple, la prédominance d'une double-diffusion, mais ces signatures ne sont pas une condition *sine qua non* (Kelley, 2001). La situation est d'autant plus complexe que la nature du mélange peut varier d'un point à l'autre de la colonne d'eau, ce que démontrent bien les résultats du chapitre précédent. Seule une analyse rigoureuse de la fine et microstructure permet d'identifier la source du flux, qu'elle soit mécanique ou non mécanique.

Pour l'étude du mélange aux abords des fronts, la classification des événements a été réalisée par le biais de six critères objectifs qui résument les traits distinctifs de la turbulence, de la diffusion différentielle et de la double-diffusion. Cette méthode, bien qu'exigeante, donne une idée précise du mélange actif entre la surface et la base de la pycnocline, aux différentes profondeurs sondées par le profileur. La liste de ces caractéristiques ne s'attarde toutefois qu'aux signes détectables du mélange et non à sa dynamique. Bien que chaque mécanisme possède sa propre façon de transférer l'énergie dédiée au mélange, rien ne permet de tenir compte de cette particularité dans les méthodes d'estimation conventionnelles employées. Ces dernières induisent donc des biais lorsqu'appliquées dans un contexte qui ne respecte pas la vision classique de la turbulence. Ces biais diffèrent selon l'origine du mélange, ce qui en fait des indicateurs potentiels pour l'identification des processus actifs dans les eaux échantillonnées.

Structure du chapitre Ce chapitre est donc consacré à la définition d'une méthode d'identification des mécanismes de mélange basée sur les flux de flottabilité. Comme cette dernière exploite les biais introduits par l'application des modèles conventionnels d'estimation, que sont les modèles de Osborn-Cox, $J_{b,OC}$, et de Dillon-Park, $J_{b,\xi}$, il importe de revoir en détail les hypothèses sous-jacentes à ces approximations. Pour ce faire, une description détaillée du transfert de l'énergie et de ses implications sera tout d'abord présentée (sec. 4.1). Cette dernière permettra de mettre en évidence les différences intrinsèques à la turbulence, à la double-diffusion et au mélange différentiel. La création d'une charte de classification étant avant tout dédiée aux données empi-

riques recueillies en milieux naturels, les conclusions théoriques tirées de cette analyse seront validées par le biais des données collectées dans une vaste zone de l'Arctique canadien, où la variabilité spatiale du mélange est considérée élevée (sec. 4.2). Ces résultats permettront d'offrir une description synoptique du mélange dans les eaux du Haut-Arctique et de la baie de Baffin (sec. 4.3). L'applicabilité des biais théoriques au contexte océanographique sera discutée par la suite (sec. 4.4).

4.1 Le cycle de l'énergie d'un retournement

Les modèles employés pour estimer le flux reposent sur le transfert entre les réservoirs d'énergie cinétique et potentielle du système et sur la façon dont ce transfert accélère la diffusion moléculaire. En turbulence océanique, le système est symbolisé par un *retournement complet* (ou *patch*; Dillon 1984), lequel est sujet à une condition limite qui interdit tout échange à ses frontières. Cette condition est essentielle pour l'interprétation des données de profilage comme la quantification du mélange tient compte des inversions de densité, qui sont la signature détectable des retournements. Selon cette représentation, seuls les processus diabatiques génèrent un changement irréversible de la distribution de densité à l'intérieur d'une *patch*. Le mélange diapycnal est donc associé à l'évolution temporelle de l'énergie potentielle minimale de l'état non perturbé, E_b (ou [*ang*] *background potential energy*). Il s'agit de l'énergie potentielle obtenue par une redistribution adiabatique du profil de densité (aussi appelé profil de Thorpe; Thorpe 1977). Ce concept théorique permet de différencier les déplacements verticaux adiabatiques, qui ne font qu'augmenter ou diminuer le montant total d'énergie potentielle, $E_p = E_a + E_b$, des processus de mélange, qui accentuent la diffusion moléculaire et élèvent E_b . E_a , qui représente l'énergie potentielle disponible (ou APE, [*ang*] *Available Potential Energy*; Dillon & Park 1987), emmagasine l'énergie mécanique transférée par les contraintes qui s'exercent sur le système - p.ex. les vents, les marées, le flux de flottabilité de surface, avant que ne soit complétée la diffusion moléculaire. Il quantifie le flux turbulent advectif, $J'_b = (g/\rho_0)\overline{w\rho'} > 0$, lorsque l'échange est bel et bien irréversible.

Le mélange donne donc lieu à deux signatures différentes : une signature de fine échelle (de l'ordre du centimètre), associée aux inversions de densité, E_a , et une signature de microéchelle (de l'ordre du millimètre), associée à la diffusion moléculaire, $\partial_t E_b > 0$. Ce n'est qu'à l'état stationnaire que le taux de changement $\partial E_a = 0$ et qu'un équilibre s'installe entre ce qui est advecté et diffusé, $J'_b = \partial_t E_b$. Cet équilibre est à la base des modèles d'estimation indirecte du flux et constitue à ce titre la pierre angulaire de la théorie de la turbulence observationnelle. Il présuppose que l'écoulement est stationnaire et hautement turbulent, ce qui n'est pas toujours le cas dans l'océan. L'écart entre cette idéalisation du mélange et la réalité génère des biais, lesquels varient selon la signature considérée et le type de mélange échantillonné. La nature systématique de ces biais est exposée dans les sections qui suivent au moyen d'une description détaillée du cycle de l'énergie d'un événement de mélange. Cette discussion se limite aux données pouvant être observées par un profilage unidirectionnel des propriétés scalaires des eaux.

4.1.1 Turbulence classique et flux advectif

En turbulence, le taux de destruction des anomalies de densités, ρ' , est contrebalancé par le taux de production de ces anomalies par les contraintes associées aux tourbillons. Cette représentation simplifiée s'applique aux retournements d'un écoulement stationnaire et homogène. Si seuls des gradients verticaux existent, et que la température domine la stratification ($\rho'/\rho \sim -\alpha\theta'$; Dillon, 1984), l'équilibre advectif-diffusif qui décrit le mélange se réduit à (cf. sec. 1.1.3)

$$2\overline{w'\theta'}\partial_z\bar{\theta} = -6\kappa_\theta\overline{(\partial_z\theta')^2} \equiv \chi_\theta \quad (4.1)$$

ou, lorsque multiplié par αg

$$\alpha g \cdot \overline{w'\theta'} = -\frac{\alpha g \cdot \chi_\theta}{2\partial_z\bar{\theta}} \approx J'_b \quad (4.2)$$

avec w' , les vitesses verticales fluctuantes du champ turbulent ; θ' , les anomalies de température ; $\partial_z\bar{\theta}$, le gradient de température moyen du profil de Thorpe, réordonné ; κ_θ , la diffusivité moléculaire de la chaleur ; χ_θ , le taux de diffusion de la variance thermique

aux plus petites échelles de l'écoulement ; et α , le coefficient d'expansion thermique. Le membre de gauche de l'équation 4.2 correspond au flux de chaleur turbulent, soit le flux positif généré par les anomalies de température.

Le modèle de Osborn-Cox Lorsque la salinité contrôle la densité, mais que la température demeure l'unique champ échantillonné, le flux de flottabilité turbulent doit retenir les deux composantes de ρ' , soit

$$J'_b = g(\overline{\alpha w' \theta'} - \overline{\beta w' S'}) = -\frac{g}{2} \left(\frac{\alpha \chi_\theta}{\partial_z \bar{\theta}} - \frac{\beta \chi_S}{\partial_z \bar{S}} \right) \quad (4.3)$$

avec β , le coefficient de compression haline ; $\partial_z \bar{S}$, le gradient de salinité moyen du profil monotone ; et χ_S , le taux de diffusion de la variance des anomalies S' . Puisque cette diffusivité n'est habituellement pas mesurée, l'expression précédente est simplifiée en invoquant l'hypothèse centrale de la turbulence à haut nombre de Reynolds, à savoir que la production d'anomalies résulte entièrement de l'action des retournements turbulents. Aussi, $K_S/K_\theta = 1$, avec $K_\theta = -\overline{w' \theta'} (\partial_z \bar{\theta})^{-1}$ et $K_S = -\overline{w' S'} (\partial_z \bar{S})^{-1}$, les diffusivités turbulentes diapycnales qui quantifient les effets moléculaires du mélange. Cette simplification permet de supposer que (Gargett & Moum, 1995; Gregg, 1987; Nash & Moum, 2002)

$$\chi_S = \chi_\theta \left(\frac{d\bar{S}}{d\bar{\theta}} \right)^2, \quad (4.4)$$

et donc de retrouver la forme usuelle du modèle d'estimation du flux de Osborn-Cox (Osborn & Cox, 1972)

$$J_{b,oc} = -\frac{g \chi_\theta}{2(\partial_z \bar{\theta})^2} \cdot (\alpha \partial_z \bar{\theta} - \beta \partial_z \bar{S}) \quad (4.5)$$

$$J_{b,oc} = \frac{\chi_\theta N^2}{2(\partial_z \bar{\theta})^2} \quad (4.6)$$

avec $N^2 = -(g/\rho_0) \partial_z \bar{\rho} = g(\alpha \partial_z \bar{\theta} - \beta \partial_z \bar{S})$, le carré de la fréquence de flottabilité qui est calculée à partir du profil de densité réordonné.

Le modèle de Dillon-Park L'équation 4.6 quantifie le taux de changement de l'état de référence du système, $\partial_t E_b = \Phi_d$ (le flux diascalaire, Winters *et coll.* 1995), qui est directement lié à la signature de microéchelle détectée par le profilage, χ_θ . De manière conceptuelle, ce taux est généré aux dépens de l'APE contenue dans les inversions de densité. E_a emmagasine donc les fluctuations scalaires de fine échelle ultimement diffusées par le mélange irréversible. Ce réservoir est toutefois variable comme le flux advectif responsable du transfert entre l'énergie cinétique, E_k , et potentielle, E_p , est réversible. Ces échanges modifient inévitablement la somme totale de mélange diapycnal attendu. Le lien entre J'_b , E_a et Φ_d (estimé à l'aide de $J_{b,0c}$) découle donc des considérations théoriques inhérentes à la conversion de l'énergie qui s'opère à l'intérieur d'une *patch* de turbulence (c.-à-d. le système clos).

Tout d'abord, la création d'un champ fluctuant impose que $\partial_t E_k < 0^1$: l'énergie à l'origine du mélange est soutirée à l'énergie cinétique de l'écoulement moyen. Une partie de cette énergie est transférée à E_p par le biais du flux de flottabilité que génèrent les retournements, J'_b . Le transport turbulent des scalaires procède alors en deux étapes bien distinctes : une augmentation de E_a en réponse à J'_b , suivie d'une diminution de E_a dès que les changements matériels occasionnés par Φ_d prennent effets. E_a est donc l'état transitoire par lequel passe l'énergie potentielle dédiée au mélange. Le modèle de Osborn-Cox considère l'état stationnaire du système, lequel implique que $\partial_t E_a = 0$. Il ne tient pas compte de l'état transitoire et lie directement l'action à l'effet, ce qui permet de poser que $J'_b = \Phi_d$ (l'équilibre advectif-diffusif). Il est néanmoins possible d'examiner la première étape du transport et de s'arrêter à l'égalité $J'_b = \partial_t E_a$. Cette dernière est valable sous l'hypothèse d'un système clos, $\Phi_d = 0$, et se base sur l'information tirée du profil de densité. Elle suppose qu'une fraction de l'énergie potentielle contenue dans les inversions est représentative du mélange réalisé après un temps t_0 caractéristique,

$$J_{b,\xi} = \frac{1}{2} \cdot \xi t_0^{-1}, \quad (4.7)$$

1. Le terme source est donc considéré *extérieur* au système (c.-à-d. à la *patch* de mélange) et n'est donc pas comptabilisé dans cette représentation du phénomène.

avec

$$E_a \sim \xi = \frac{g}{n\rho_0} \cdot \sum_{i=1}^n z_i (\rho(z_i) - \rho(\hat{z}_i)), \quad (4.8)$$

où \hat{z} correspond à la position verticale d'une particule fluide initialement située à la profondeur z dans le profil de Thorpe, $\rho(\hat{z})$. Le symbole ξ est utilisé ci-après en remplacement de E_a pour bien marquer la différence entre l'APE théorique et la valeur empirique calculée à partir de la densité réordonnée. En admettant que l'intervalle de temps séparant l'observation de l'inversion soit suffisamment court pour que $\partial_t E_b = \Phi_d = 0$, il se trouve que

$$\partial_t E_a = J'_b. \quad (4.9)$$

Le système n'est pas stationnaire comme la diffusivité moléculaire n'a pas encore débuté le lissage des gradients scalaires de microéchelles. Le temps requis pour que le système parvienne à cet état est supposé proportionnel, mais possiblement inférieur, au temps de retournement dicté par la stratification du milieu, $t_0 = N^{-1}$ (Galbraith, 1992). N correspond alors à la fréquence de stabilité du profil de densité réordonné entre les limites verticales de la *patch*. Ce faisant, l'équation 4.7 devient

$$J_{b,\xi} = \frac{1}{2} \cdot \xi N, \quad (4.10)$$

laquelle est similaire à la description du flux advectif turbulent obtenue par Dillon & Park (1987). L'interprétation des équations 4.6 et 4.10 repose donc sur l'hypothèse que $\partial_t E_a = 0$, et donc que $\partial_t E_p = \partial_t E_b = \Phi_d > 0$: le mélange turbulent occasionne une augmentation de l'énergie potentielle minimale du système.

Les biais des méthodes conventionnelles

Les biais du modèle de Osborn-Cox L'applicabilité de la méthode de Osborn-Cox aux *patches* détectées lors de l'échantillonnage repose sur la validité d'une turbulence à haut nombre de Reynolds, stationnaire et isotrope. Ce cadre théorique demeure peu représentatif des données recueillies dans les régions faiblement turbulentes, sujettes à l'anisotropie, une condition typique de l'Arctique et, plus généralement, de la thermo-

cine océanique (Thorpe, 2005). La perte de l'isotropie locale de petites échelles influence directement les taux de mélange déduit du profilage comme l'équation 4.1 présuppose que

$$|\nabla\theta'|^2 = 3\overline{\theta'_x{}^2} = 3\overline{\theta'_y{}^2} = 3\overline{\theta'_z{}^2}. \quad (4.11)$$

La mesure d'une seule composante permet donc de déduire le gradient moyen, et donc $\chi_\theta = 2\kappa|\nabla\theta'|^2$. Cette égalité n'est toutefois pas vérifiée lorsque le nombre de Reynolds de flottabilité, qui quantifie la séparation spectrale entre les plus grandes et les plus petites échelles de la turbulence, tombe sous la valeur seuil de $\mathcal{O}(100)$ (Smyth & Moum, 2000), c.-à-d.

$$R_{e,b} = \varepsilon/\nu N^2 = \left(\frac{L_O}{L_K}\right)^{4/3} < 100, \quad (4.12)$$

où ε correspond à la dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente; et ν , à la viscosité moléculaire. Dans ce régime d'écoulement, les simulations numériques de Smyth & Moum (2000), ainsi que les expériences de Thoroddsen & Van Atta (1996) ont démontré la création de $\theta'_x, \theta'_y < \theta'_z$. Cette géométrie découle de l'alignement préférentiel des gradients que provoque le champ de contrainte du cisaillement moyen (Smyth & Moum, 2000). Ces observations suggèrent qu'un biais dans l'hypothèse d'isotropie mène à une surestimation de χ_θ et, indirectement, de $J_{b,OC}$ lorsque seules les données de profilage verticales sont analysées.

Le modèle de Osborn-Cox repose également sur la représentation idéalisée d'un retournement complet, ce qui permet de supposer que l'énergie potentielle minimale déduite de la stratification correspond à l'énergie de l'état non perturbé. Tel que mentionné par Thorpe (1977), l'arrangement du profil de densité permet de reproduire les conditions prémélange si le système, que représente l'inversion, est clos, c.-à-d. si aucune diffusion ne survient entre le moment du retournement et l'observation. Le taux réel de diffusion déjà réalisé n'est pas en réalité connu. Le profil de Thorpe ne donne donc que la valeur *minimale* du gradient local $\partial_z\bar{\theta}$ de l'état non perturbé. La stratification d'une *patch* de turbulence en cours de mélange est nécessairement plus faible que la stratification d'une *patch* nouvellement créée. $J_{b,OC}$ correspond donc à la limite supérieure du flux advectif turbulent.

Tant l'anisotropie que l'hypothèse du système clos mènent ainsi à une surestimation systématique du flux $J_{b,\text{réel}}$, le flux advectif non biaisé directement mesuré suite à l'observation de $\overline{w'\rho'}$. Aussi, $J_{b,0C} > J_{b,\text{réel}}$.

Les biais du modèle de Dillon-Park Le modèle de Dillon-Park est également influencé par l'hypothèse du système clos : lorsque la stratification à l'intérieur des limites du retournement est moindre que celle initialement créée par les champs fluctuants, $\xi < E_a$. Aussi, les mêmes arguments conduisent à une sous-estimation du flux non biaisé. L'erreur est donc opposée selon que le flux $J_{b,0C}$ (surestimation) ou $J_{b,\xi}$ (sous-estimation) soit employé.

Il en va de même pour l'intensité de la turbulence. Dans ce cas, c'est le temps caractéristique t_0 des retournements fortement énergétiques qui pose problème, puisque ces derniers ne sont pas a priori contraints par la flottabilité. Le temps requis pour plier et déformer les isosurfaces de densité n'est donc pas fonction de N^{-1} , mais plutôt de S^{-1} , l'échelle de temps caractéristique du cisaillement moyen. Ces deux valeurs sont liées par un facteur $S^{-1} = N^{-1} \cdot F_{r,t}^{-1}$ (Galbraith, 1992), où $F_{r,t} = (u'/L_T)/N$ est le nombre de Froude turbulent, qui compare les forces inertielles et gravitationnelles du mouvement ; avec u' , les fluctuations de vitesses ; et L_T , l'échelle de Thorpe qui quantifie la dimension verticale des retournements les plus énergétiques². Dans les fluides fortement cisailés, $F_{r,t} > 1$, une condition qui respecte l'hypothèse d'une turbulence à haut nombre de Reynolds. Ce faisant, le temps caractéristique de la turbulence est considérablement réduit, ce qui engendre un biais $J_{b,\xi} < J_{b,\text{réel}}$ identique au biais occasionné par l'estimation de ξ .

Quel que soit le régime d'écoulement, les modèles conventionnels d'estimation du flux présenteront des biais systématiques et opposés dans les *patches* de turbulence classique, à savoir que $J_{b,0C} > J_{b,\text{réel}}$ et $J_{b,\xi} < J_{b,\text{réel}}$.

2. L'échelle de Thorpe est défini comme $L_T = \overline{\delta_T^2}^{1/2}$ avec $\delta_T = z_i - \hat{z}_i$, le déplacement vertical obtenu par la procédure de réarrangement du profil de densité.

4.1.2 Double-diffusion et mélange-différentiel

L'identification des biais entraînés par l'échantillonnage d'une double-diffusion ou d'une diffusion différentielle n'est pas intuitive. Les caractéristiques physiques de ces processus ont été détaillées au chapitre précédent, dans la section précisément dédiée à la classification des événements (3.3.1). La discussion qui suit s'attarde donc à la cinématique d'une *patch* de mélange non mécanique, en portant une attention particulière à la convection diffusive (ci-après nommée CD).

En CD, le déclenchement du mélange se fait par le biais de l'énergie E_b libérée par l'instabilité double-diffusive. Cette énergie augmente l'APE, laquelle devient dès lors disponible au transport advectif qui contrôle les échanges entre les réservoirs du système. Ce flux est à l'origine des petites cellules de convection qui, rapidement, se forment de part et d'autre de la couche initialement perturbée (c.-à.-d. la couche diffusive) et lissent les propriétés du fluide. Au contraire de la turbulence classique, cette forme de mélange n'est pas associée à une source de forçage externe et est donc caractérisée par $\partial_t E_k = 0$ et $\partial_t E_b < 0$. Manifestement, le système n'obéit plus à la vision classique de l'équilibre advectif-diffusif comme le flux advectif n'est pas strictement lié au mélange scalaire généré par l'instabilité. Le transfert de l'énergie dans une *patch* de CD impose plutôt que $\partial_t E_k = J_b - \varepsilon = 0$ et $\partial_t E_a = -J_b + \Delta E_a - \Phi_d$. Aussi,

$$J_b = \varepsilon \quad (4.13)$$

et

$$\partial_t E_b = -\Delta E_a + \Phi_d < 0, \quad (4.14)$$

avec $J_b = \overline{J}_b + J'_b$, le flux de flottabilité total, lequel correspond à la somme du flux advectif associé aux vitesses moyennes, \overline{J}_b , et du flux advectif associé aux fluctuations de vitesses, J'_b . ΔE_a quantifie l'augmentation de APE que provoque l'instabilité double-diffusive.

Le biais du modèle de Osborn-Cox Le taux de diffusion χ_θ demeure représentatif des gradients de température de petites échelles produits par la convection, et donc de Φ_d , mais non du changement final de la distribution de densité de l'état d'équilibre ($\partial_t E_b < 0$). En supposant que l'état observé est l'état quasi stationnaire et pleinement développé de la CD (c.-à-d. les couches convectives), et qu'aucun changement matériel n'est admis (c.-à-d. système clos), il se trouve que

$$J_b = \partial_t E_b < 0, \quad (4.15)$$

en conditions stationnaires, $\partial_t E_p = 0$. Bien que le flux advectif demeure un paramètre clé en double-diffusion, l'utilisation du modèle de Osborn-Cox ne donne qu'une image incomplète du transport vertical réellement généré par l'instabilité. Ce faisant, $J_{b,\text{réel}} > J_{b,\text{oc}}$ pour les *patches* de CD. Des simulations numériques conduites par Kimura *et coll.* (2011) tendent d'ailleurs à démontrer que la diffusivité déduite de χ_θ , soit $K_\theta = \chi_\theta / (2\overline{\theta_z^2})$, sous-estime d'un facteur 3 la diffusivité effective de la double-diffusion. Le biais devrait donc être d'autant plus important que la convection diffusive domine la signature en microstructure, possiblement à $R_{e,b} < 25$, la limite supérieure généralement admise pour un régime purement double-diffusif (Gargett, 1988; Padman & Dillon, 1987).

Le biais du modèle de Dillon-Park Puisque le réservoir d'énergie potentielle n'est pas équilibré au moment de l'observation ($\Phi_d = 0$), la signature laissée dans le champ de densité par le flux diffusif est trompeuse. Les structures de densité quantifient le taux $\partial_t E_a = 1/2 \cdot \xi t_0^{-1} = \Delta E_a$ instantané, où $t_0 = N^{-1}$ représente l'échelle de temps caractéristique requis pour mélanger les cellules convectives entraînées par l'excès de APE. Ce taux fixe l'amplitude du flux J_b et, indirectement, de Φ_d et ε , c.-à-d. l'amplitude du transfert de l'énergie entre les réservoirs du système ainsi que du transport turbulent qui assure un retour à l'équilibre thermodynamique (état stationnaire). Considérant ce fait, il est possible de poser que

$$\partial_t E_a = J_{b,\xi} > J_{b,\text{réel}}, \quad (4.16)$$

en rappelant que $J_{b,\xi} = 1/2 \cdot \xi N$. L'énergie potentielle disponible utilisée par les fluctuations de vitesses pour éliminer une fraction de l'énergie libérée ne doit pas être considérée dans l'estimation de l'effet net du mélange, $\partial_t E_b < 0$.

Le cas du mélange différentiel

En présence d'un mélange différentiel (ci-après nommé MD), le transfert de l'énergie est initié par des tourbillons dont le temps de décroissance est plus court que le temps requis pour brasser et mélanger les propriétés du milieu. L'APE créée par le flux turbulent n'est donc plus irréversible comme certaines particules fluides subissent les effets du retour à l'équilibre statique avant que ne soit complétée la diffusion. Cette restratification affecte tout spécialement la composante saline en raison de sa plus lente diffusivité moléculaire ($\kappa_S \approx \kappa_\theta/100$). Tant que les forces restauratrices demeurent effectives, les gradients scalaires générés, mais non détruits, sont conservés dans le réservoir d'APE, ce qui fausse l'interprétation des structures de densité. Si la méthode de Dillon-Park est employée pour analyser les données de profilage, $\partial_t E_a = J_{b,\xi}$ comptabilise le flux irréversible *et* réversible : le flux estimé surestime systématiquement le flux réel, comme dans le cas d'une double-diffusion.

L'équilibre advectif-diffusif est également problématique dans ce contexte de mélange. Des simulations numériques ont démontré que le ratio des diffusivités s'éloigne rapidement de la valeur théorique de $d_\chi = \chi_S/\chi_\theta(d\bar{\theta}/d\bar{S})^2 = 1$ lorsque $R_{e,b} < 100$, la limite inférieure du régime turbulent à haut nombre de Reynolds (p.ex. Smyth *et coll.* 2005). En reprenant l'équation 4.5, il se trouve que (Canuto *et coll.*, 2001)

$$J_{b,\text{réel}} = J_{b,\text{oc}} \frac{(1 - d_\chi R_\rho)}{(1 - R_\rho)} \quad (4.17)$$

où $R_\rho = \beta \partial_z \bar{S} / \alpha \partial_z \bar{\theta}$ est le ratio de densité, qui exprime la contribution relative des traceurs à la densité. Selon cette relation, $J_{b,\text{réel}} < J_{b,\text{oc}}$ dès que $d_\chi < 1$, excepté pour $0 < R_\rho < 1$: le biais est identique à celui attribuable à la méthode de Dillon-Park. En milieu stratifié, la valeur de d_χ serait néanmoins dépendante de l'amplitude de R_ρ ,

comme la diffusion différentielle des traceurs se produit essentiellement durant la phase de restratification (Jackson & Rehmann, 2003; Merryfield, 2005). À faible $\beta S_z / \alpha \theta_z$, la température contrôle la restratification des particules fluides déplacées par les fluctuations de vitesse. Comme les anomalies θ' sont rapidement éliminées par la diffusion moléculaire, cette phase de restratification sera plus courte et d_χ , plus grand, ce qui diminue l'erreur implicite à la relation précédente.

Il n'est donc pas clair que le flux $J_{b,OC}$ surestime le flux $J_{b,réel}$, d'autant plus que les seules observations empiriques réalisées en océan ne démontrent ni différence significative entre χ_θ et χ_S , ni tendance claire en fonction de $R_{e,b}$ (Nash & Moum, 2002). En fait, le ratio des diffusivités fluctue de > 1 à < 1 entre la phase de croissance et de décroissance d'un événement turbulent (Gargett *et coll.*, 2003). Ce n'est qu'en intégrant sur toute la durée d'un retournement que le ratio $d_\chi < 1$ peut réellement être observé. Bien que cette procédure soit réalisable dans le contexte d'un laboratoire ou d'une simulation numérique, elle demeure impensable sur le terrain. Les données enregistrées ne donnent donc qu'une image instantanée des caractéristiques de la turbulence, ce qui rend incertaine la valeur de d_χ .

En somme, que les inversions de densité soient déclenchées par une source d'énergie potentielle ou mécanique, l'utilisation des modèles $J_{b,OC}$ et $J_{b,\xi}$ en présence d'un mélange non turbulent occasionne une (possible) sous-estimation et une surestimation respective du flux $J_{b,réel}$. L'incertitude qui entoure le modèle de Osborn-Cox est attribuable au mélange différentiel qui peut engendrer un flux $J_{b,OC} > J_{b,réel}$ qui invalide le biais systématique autrement observé. L'importance de cette erreur pourra être évaluée a posteriori dans la prochaine section.

4.1.3 $J_{b,\xi}/J_{b,0c} > 1$ ou < 1

Les données de fine et de microstructure obtenues par le biais du profilage ne donnent qu'une image incomplète des différents taux qui contrôlent le transfert de l'énergie d'une *patch* de mélange. L'égalité entre J_b et $\partial_t E_b$, qui est à la base des recherches dédiées à la turbulence océanique, ne peut conséquemment être utilisée sans, au préalable, présumer de la nature de l'instabilité à l'origine des retournements. Que les inversions de densité soient créées par une instabilité statique ou de Kelvin-Helmholtz, l'instabilité classique des écoulements cisailés, $J_{b,0c}$ et $J_{b,\xi}$ traduisent différents taux de conversions qui demeurent une approximation du flux de flottabilité réellement généré par le mélange. Les hypothèses qui valident ces approximations reposent sur la stationnarité, l'homogénéité et l'isotropie de la turbulence à haut nombre de Reynolds, des hypothèses qui demeurent discutables en milieu océanique. Si les résultats de la présente section sont résumés, il apparaît que

$$J_{b,\xi}/J_{b,0c} < 1 \quad (4.18)$$

en présence d'une turbulence classique. Cette inégalité survient lorsque les conditions du milieu s'éloignent des conditions de mélange idéalisées, à savoir

- 1) le profil de Thorpe, qui reproduit a priori la distribution initiale, non perturbée de la densité, une condition non vérifiée en turbulence active ($\Phi_d \neq 0$);
- 2) l'isotropie locale de petites échelles, qui prédit une axisymétrie par rapport à l'axe vertical, qui est invalide dans les écoulements cisailés, fortement stratifiés ($Re_b < 100$; Rehmann & Hwang 2005; Smyth & Moum 2000; et
- 3) l'état des fluctuations de vitesses, comme il est généralement présumé qu'un équilibre s'installe entre les forces inertielles et de flottabilité (c.-à-d. que la turbulence est à l'équilibre d'inertie-flottabilité), ce qui permet de supposer que $F_{r,t} \sim 1$ et $t_0 = N^{-1}$.

Si, à l'inverse, la double-diffusion ou la diffusion différentielle contrôlent le mélange, le biais sera respectivement

$$J_{b,\xi}/J_{b,0c} > 1 \text{ et } J_{b,\xi}/J_{b,0c} > 1 \text{ ou } < 1. \quad (4.19)$$

	isotropie, $R_{e,b} < 100$	$t_0, Fr,t \gg 1$	$\Phi_d = 0$	$\partial_t E_a = 0$	$d_\chi = 1$
Osborn-Cox, $J_{b,oc}/J_{b,réel}$					
T	>1		>1		
DD				<1	
MD					≥ 1
Dillon-Park, $J_{b,\xi}/J_{b,réel}$					
T		<1	<1		
DD				>1	
MD				>1	

TABLE 4.1 – Biais systématiques introduits par l'application des modèles d'estimation du flux advectif en condition de turbulence classique (T), de double-diffusion (DD) ou de mélange différentiel (MD). Les prémisses à l'origine des biais sont : l'isotropie ; le temps de retournement d'un évènement, t_0 ; l'hypothèse du système clos, $\Phi_d = 0$; l'équilibre advectif-diffusif, $\partial_t E_a$; et la diffusivité des traceurs, $d_\chi = 1$.

Dans ce cas, les inégalités sont liées à

- 1) la différence significative entre les diffusivités scalaires (traceurs actifs, $d_\chi \neq 1$), qui occasionne une incertitude quant au biais (en mélange différentiel) ;
- 2) la violation de l'équilibre advectif-diffusif, laquelle est imputable soit à l'énergie potentielle libérée par l'instabilité double-diffusive, soit à la restratification que force le flux $J_b < 0$ (mélange différentiel), lequel touche préférentiellement la composante S .

Ces points sont résumés dans le tableau 4.1. En supposant que les considérations théoriques à la base de ces biais sont bel et bien applicables aux données de profilage, l'opposition des flux estimés à l'aide des méthodes conventionnelles offre une méthode simple de classification des évènements de mélange. Bien que la double-diffusion et le mélange différentiel peuvent tous deux produire un biais $J_{b,\xi}/J_{b,oc} > 1$, ces mécanismes sont aisément dissociables. L'instabilité double-diffusive n'est influente qu'à $1 \leq R_\rho < 10$ (lorsque $\partial_z \bar{\theta}, \partial_z \bar{S} > 0$, convection diffusive ; Kelley *et coll.* 2003) ou $0,5 < R_\rho \leq 1$ ($\partial_z \bar{\theta}, \partial_z \bar{S} < 0$, *salt-fingering* ; Schmitt 2003).

4.2 L'application au contexte océanographique

Bien que les inégalités $J_{b,\xi}/J_{b,oc} < 1$ (turbulence) et $J_{b,\xi}/J_{b,oc} > 1$ (double-diffusion) soient valides dans le contexte simplifié d'une *patch*, leur application aux mesures océaniques est ni évidente ni directe. La plupart des considérations théoriques qui soutiennent ces biais sont tirées de travaux en laboratoire et de simulations numériques, les seules études qui permettent réellement de décrire la totalité du cycle de l'énergie du mélange. Ces recherches se déroulent toutefois dans des milieux très contrôlés, quasi idéaux, ce qui n'est visiblement pas le cas en mer où un nombre indéterminé de paramètres influence au final le mélange. De manière à évaluer la pertinence de ce cadre théorique pour les observations de profilage, des données empiriques ont été soumises aux prédictions des équations 4.18 et 4.19. Ces données ont été acquises entre 2004 et 2007 par l'intermédiaire des campagnes CASES (printemps 2004), ArcticNet (automne 2005–2007) et CFL (automne 2007) conduites à bord du *NGCC Amundsen*, le brise-glace de recherche de la Garde côtière canadienne. En tout, 54 stations pour un total de 225 profils donnent une représentation générale du mélange actif dans les eaux du Haut-Arctique canadien et de la baie de Baffin, lesquelles sont propices au développement d'une variété de mécanismes. Tel que précédemment mentionné (chap. 2), ces mesures ont été réalisées à l'aide du SCAMP, un profileur de turbulence qui mesure tant les propriétés scalaires fluctuantes, θ'_z (microstructure), que non fluctuantes, θ et S (finestructure), de l'écoulement.

4.2.1 La préclassification des stations

Cette validation ne peut être réalisée sans que soit, au préalable, connue l'origine mécanique ou non mécanique du mélange. Pour ce faire, le mélange actif à chacune des stations a été répertorié de turbulence, de double-diffusion ou de diffusion différentielle à l'aide de la méthode de classification exposée au chapitre précédent (sec. 3.3.1). Cette méthode repose sur l'utilisation de six critères objectifs qui synthétisent les signes détectables de ces manifestations. Puisque cette recherche a d'abord été motivée par le

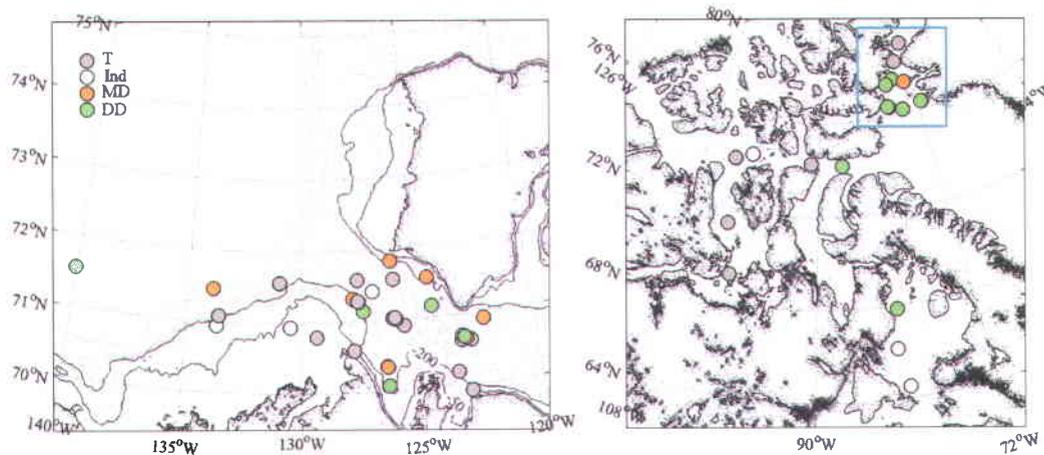


FIGURE 4.1 – Localisation des stations de profilage pour les années 2004 à 2007. À gauche : les stations échantillonnées en Arctique de l'Ouest (mer de Beaufort et golfe d'Amundsen). À droite : les stations échantillonnées dans la section nord de la baie de Baffin (encadré bleu), le passage du Nord-Ouest et le bassin de Foxe, situé au sud de l'île de Baffin. Les couleurs indiquent le type de mélange dominant : turbulence (en gris), double-diffusion (en vert), mélange différentiel (en orange) ou indéterminé (en blanc).

besoin d'une description synoptique du mélange dans les différentes régions de l'Arctique canadien, l'attention est avant tout portée sur la variabilité interstations plutôt que sur les changements observés dans les premiers 100 m de la colonne d'eau. Une station est donc catégorisée selon le mécanisme qui domine, en première approximation, la dynamique aux profondeurs profilées, c.-à-d. sur plus du trois quarts du profil. Les stations qui présentaient une bimodalité qui ne permettait pas de trancher en faveur de l'un ou l'autre des processus ont simplement été déclarées « indéterminées ». C'est notamment le cas de l'exemple traité à la section 3.3.1, pour lequel 46% des événements détectés étaient associés à une turbulence et 54%, à une double-diffusion (voir fig. 3.34).

La figure 4.1 localise la totalité des stations échantillonnées entre 2004 et 2007, ainsi que les résultats de la classification des événements basée sur les six critères objectifs.

4.2.2 La pertinence de $J_{b,\xi}/J_{b,0C}$: exemples types

Les figures 4.2 à 4.5 présentent trois cas typiques de mélange.

Exemple 1 : turbulence

Le premier, illustré à la figure 4.2, a été échantillonné dans le passage du Nord-Ouest (au nord de l'île Victoria). Avec sa topographie complexe et irrégulière et ses détroits peu profonds, cette zone géographique est un site propice au développement d'une turbulence très active, générée par les courants de marée et les ondes internes (Crawford *et coll.*, 1999; Marsden *et coll.*, 1994a,b).

Le profil vertical de la température à cette station se compose d'une large intrusion compensée en densité entre 25–30 m (4.2a). Bien qu'aucune interface diffusive ne soit associée à cette structure, des *steps* plus ou moins définis sont visuellement identifiables aux abords de 30 m, à l'endroit même où le gradient θ'_z affiche une légère anisotropie (4.2b). À ces profondeurs, le ratio de densité médian est de $R_\rho = 33$ (23; 41), soit légèrement supérieur à l'intervalle de susceptibilité double-diffusive ($1 \leq R_\rho < 10$). Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente est quasi constant sur toute la longueur du profil, alors que le taux de diffusion chute drastiquement sous la structure intrusive, où il atteint la limite de détection du profileur ($\chi_\theta = \mathcal{O}(10^{-11})^\circ\text{C}^2 \text{ s}^{-1}$; 4.2c et d). En moyenne, ces quantités s'élèvent à $\varepsilon = 6,3$ (4,6; 8,9) $\times 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ et $\chi_\theta = 1,7$ (1,0; 2,6) $\times 10^{-9} \text{ }^\circ\text{C}^2 \text{ s}^{-1}$ entre 20–40 m. Le maximum de vraisemblance a été obtenu de 100 échantillons *bootstrap*, selon que $X_{\text{mle}} = \exp(m + s^2/2)$, avec m et s^2 , la moyenne arithmétique et la variance de $\ln(X)$, $X = \varepsilon, \chi_\theta$ (Baker & Gibson, 1987). L'intervalle de confiance à 95% précisé entre parenthèses correspond au 2,5 et 97,5 centiles de cette distribution (Dixon, 1993; MacIntyre *et coll.*, 1999). La diffusion de la variance thermique diminue à 2,6 (2,1; 3,2) $\times 10^{-11} \text{ }^\circ\text{C}^2 \text{ s}^{-1} > 40 \text{ m}$ (fig. 4.2c et d).

Conformément aux critères énumérés à la section 3.3.1, la figure 4.2 est représentative d'une turbulence classique. Une analyse plus spécifique des paramètres du mélange

suggère en outre qu'un mécanisme intense est actif aux profondeurs échantillonnées, particulièrement sous le maximum local de température. Un nombre de Froude turbulent de 3,7 (3,2 ; 4,1) caractérise les événements à cette station et le nombre de Reynolds de flottabilité atteste de l'état pleinement développé de la turbulence ($\varepsilon/\nu N^2 > 200$). Seule une fraction des *patches* comprises entre 25 et 45 m tombe dans le régime non turbulent pour lequel $R_{e,b} < 25$ (fig. 4.2e). Au plus, 10% des retournements demeurent définis par un ratio de densité $0,5 < R_\rho < 10$, un pourcentage qui grimpe à 33% à la tête de l'intrusion. La nature «concluante» de ce ratio doit toutefois être considérée avec

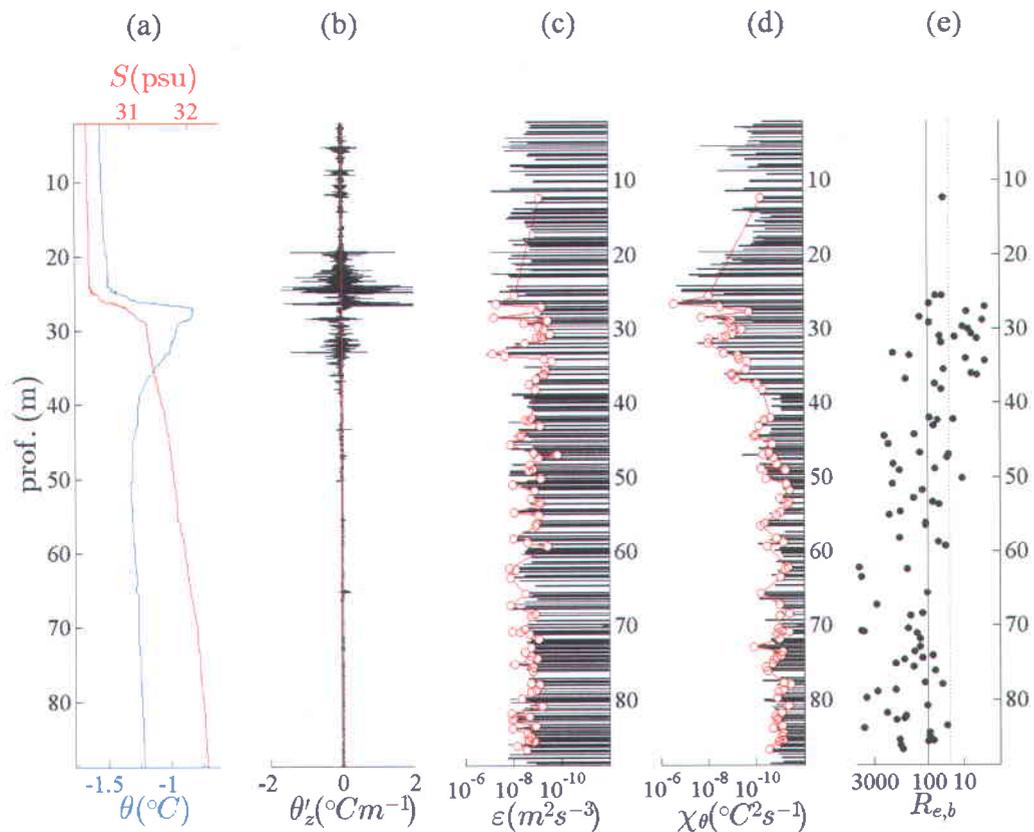


FIGURE 4.2 – Exemple de profils collectés à une station turbulente de l'Arctique (passage du Nord-Ouest). (a) Profils de la température et de la salinité. (b) Signal des gradients de température verticaux enregistrés par le profileur. (c) et (d) Dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ε , et destruction de la variance thermique, χ_θ , telles que déduites des segments stationnaires (en noir) et des *patches* (en rouge). (e) Nombre de Reynolds de flottabilité. Les traits noirs indiquent les seuils de $R_{e,b} = 25$ (trait pointillé) et 100 (trait plein).

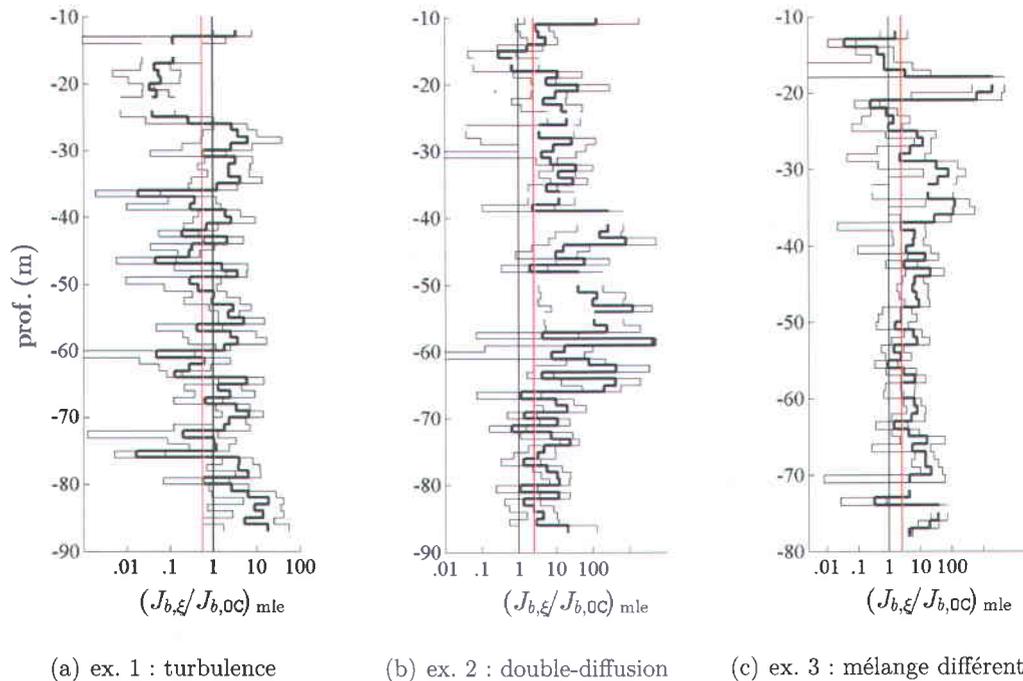


FIGURE 4.3 – Ratio des flux $(J_{b,\xi}/J_{b,0C})_p$ calculé sur les *patches* et moyenné à l'aide de l'estimateur du maximum de vraisemblance, par sauts de 1 m. La totalité des profils collectés en station a été considérée. Le trait noir donne la valeur MLE et les traits gris, l'intervalle de confiance à 95%. Le ratio global est indiqué par la droite rouge (c.à-d. en considérant la totalité des *patches* détectés entre 0–100 m, tous profils confondus).

précaution comme ce dernier ne fait qu'indiquer si la stratification est propice ou non à une instabilité double-diffusive. Des simulations numériques ont effectivement démontré que le flux double-diffusif est une fonction décroissante de R_ρ , mais rien de similaire n'a été inféré pour les écoulements fortement cisailés. En présence de turbulence, le cisaillement réduit l'effet net de R_ρ et le nombre de Richardson devient le paramètre clé du mélange (Hwang *et coll.*, 2006; Jackson & Rehmann, 2009). Les incohérences de ce ratio paraîtront plus clairement dans la prochaine sous-section.

Ratio des flux Pour ce cas particulier, $J_{b,\xi}/J_{b,0C} = 0,57$ (0,40 ; 0,83). Il s'agit de la valeur la plus probable obtenue grâce à l'estimateur du maximum de vraisemblance, en considérant les ratio $(J_{b,\xi}/J_{b,0C})_p$ calculés sur les *patches*, $()_p$, et en incluant la totalité des profils enregistrés en station (quatre dans ce cas précis). L'ensemble des données a

donc été pondéré en fonction du nombre d'évènements par profil, ainsi que du nombre de profils par station de sorte que la somme des poids $\sum_{i=1}^N w_{patch} = 1$. La figure 4.3(a) précise l'amplitude de ce ratio par saut de 1 m.

Comme il est possible de le constater, une large portion de la colonne d'eau respecte l'inégalité $J_{b,\xi}/J_{b,0c} < 1$, exception faite des couches de profondeurs comprises entre 25–35 m et > 65 –70 m. La tête de l'intrusion se situe précisément dans la première de ces couches, ce qui indique que cette structure influence notablement le flux dès que $R_{e,b} < 25$ (4.2e). La turbulence demeure présente à ces profondeurs, mais est fortement restreinte par la stratification qui varie de $(N^2)_p = 1,1 (0,9 ; 1,4) \times 10^{-4}$ à $1,8 (1,6 ; 2,1) \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ de part et d'autre du maximum local de température. Ce seul facteur provoque une majoration de $\approx 6 \times R_{e,b}$. Outre l'analyse des biais, rien n'indique qu'un mécanisme de mélange non mécanique modifie le flux dans le premier tiers du profil. La distribution de la dissipation est bien bimodale dans la couche intrusive (25–35 m), mais les inversions d'origine turbulentes dominent a priori la dynamique. 61% des évènements détectés sont centrés sur $\varepsilon = 6,3 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ et 39%, sur $5,0 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. Une intensité de $R_{e,b} = 146 (93 ; 209)$ et $20 (11 ; 33)$ est respectivement associée à ces composantes du mélange. La turbulence est bel et bien affectée par la stabilité statique, d'où l'apparition d'un transport double-diffusif difficilement discernable à la limite supérieure de l'intrusion.

Exemple 2 : double-diffusion

Le second exemple, présenté à la figure 4.4, a été échantillonné à proximité d'une langue d'eau chaude, en plein cœur de la mer de Beaufort. Il témoigne du type d'intrusions de surface qui transitent sous la couche bien mélangée, à proximité de la gyre qui contrôle la circulation au centre du bassin canadien.

Cette large masse occupe la portion médiane du profil, entre 20 et 65 m (4.4a). Sa limite supérieure coïncide avec la pycnocline saisonnière, portion des eaux où la turbulence

mécanique est généralement plus faible en raison de la forte stratification qui amortit les fluctuations de vitesses. La fine structure observée dans le champ de température est donc possiblement liée à une convection diffusive générée le long de l'isopycne où se loge le $\theta_{\max} = 1,4^\circ\text{C}$. En moyenne, dix interfaces diffusives sont présentes aux profondeurs de l'intrusion et près de 21 (13 ; 32)% des retournements détectés sont potentiellement instables à une double-diffusion. Le flux associé à ces interfaces est de $1,7 (1,4 ; 2,0) \times 10^{-9}$

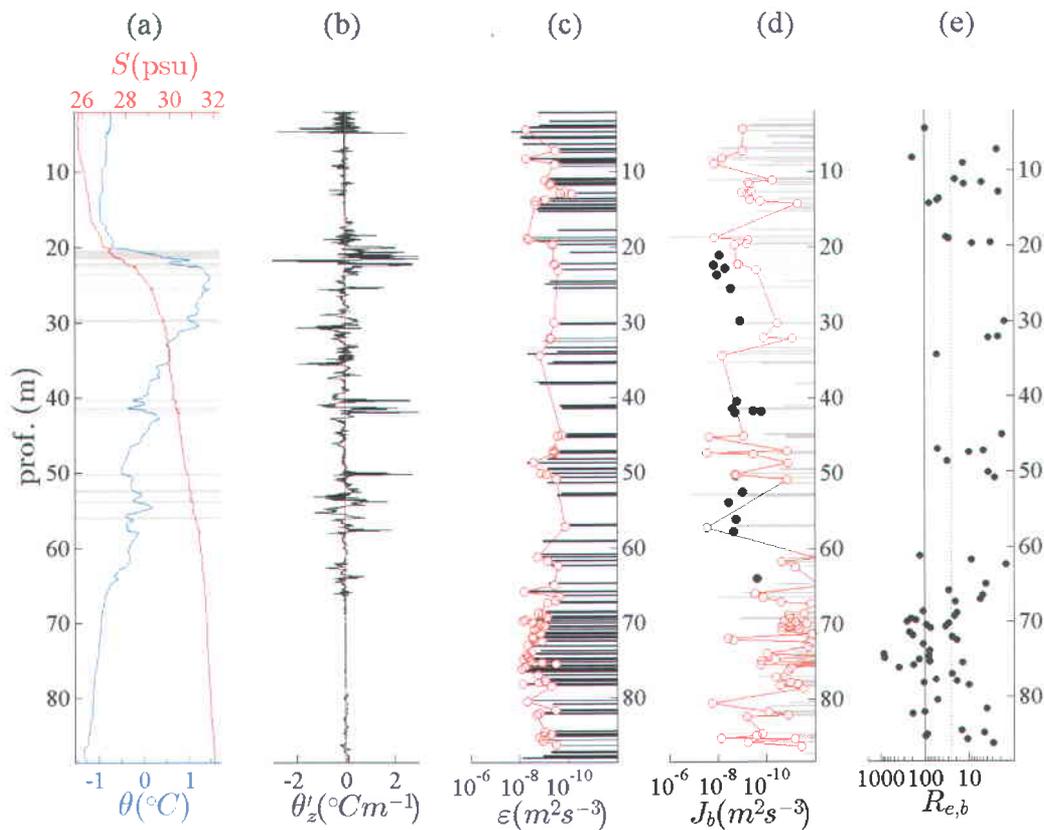


FIGURE 4.4 – Exemple de profils collectés à une station double-diffusive (mer de Beaufort). (a) Profils de la température et de la salinité. Les lignes horizontales indiquent la possible présence d'interfaces diffusives. (b) Signal des gradients de température verticaux enregistrés par le profileur. (c) Dissipation de l'énergie cinétique turbulente telle que déduite des segments stationnaires (en noir) et des *patches* (en rouge). (d) Flux de flottabilité estimé à l'aide de la méthode de Osborn-Cox, $J_{b,OC}$, pour les segments stationnaires (en gris) et les *patches* (en rouge). Les points noirs donnent le flux estimé d'après la paramétrisation de Kelley (1990) pour les interfaces indiquées en (a). (e) Nombre de Reynolds de flottabilité. Les traits noirs indiquent les seuils de $Re_{e,b} = 25$ (trait pointillé) et 100 (trait plein).

$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$, soit sensiblement supérieur aux flux estimés par le biais des méthodes conventionnelles ($\mathcal{O}(4-6 \times 10^{-10}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$; 4.4d)³. Cette différence n'est toutefois pas étonnante comme les *patches* ne sont pas directement corrélées avec les zones de forts gradients où naît le flux double-diffusif (c.-à-d. les *steps*).

Ratio des flux Bien qu'intrusions thermohalines et turbulence soient fréquemment associées (Mueller *et coll.*, 2007), le cas de la figure 4.4 présente une variation du mélange non équivoque < et > 60 m. Dans les deux premiers tiers de la colonne d'eau échantillonnée, l'écoulement est clairement non dissipatif : l'intensité du mélange se maintient à $R_{e,b} = 14$ (9; 20) < 25 et son efficacité, à $J_{b,0C}/\varepsilon = 1,1$ (0,6; 1,8), ce qui est nettement au-dessus de la valeur canonique de 0,2. Seuls les retournements identifiés > 60 m présentent un caractère en apparence turbulent, à savoir $R_{e,b} = 60$ (48; 71) et $J_{b,0C}/\varepsilon = 0,1$ (0,1; 0,2) (4.4c à e). Une part importante des événements répertoriés dans cette couche tombent néanmoins dans le régime non fluctuant défini par Ivey *et coll.* (1998), lequel est dominé par la stratification ou la viscosité. Ces événements n'occupent que 30% du profil, mais possèdent un poids total de 51%. Le ratio des flux à cette station est d'ailleurs représentatif du régime non mécanique, quelque soit la couche de profondeurs considérée : $J_{b,\xi}/J_{b,0C} = 2,7$ (1,9; 3,6). C'est cependant dans la portion médiane des eaux qu'il atteint un maximum de 6,5 (4,1; 10,1) (fig. 4.3(b)), soit où domine la DD.

Exemple 3 : mélange différentiel

Enfin, il est intéressant de s'arrêter à un exemple de diffusion différentielle, laquelle demeure conflictuelle en ce qui a trait aux biais. La figure 4.5 illustre la signature de cette manifestation par l'intermédiaire d'un profil enregistré en Arctique de l'Ouest, dans les eaux du golfe d'Amundsen.

3. Pour le détail du calcul concernant ce flux double-diffusif, voir la section 3.3.1.

Entre 15–30 m, la stratification est stable et, par le fait même, défavorable au développement d’interfaces double-diffusives (fig. 4.5a). La signature de micro-échelles révèle des taux χ_θ et ε respectifs de $9,5$ ($5,6$; $14,9$) $\times 10^{-10} \text{C}^2 \text{s}^{-1}$ et $\varepsilon = 6,6$ ($5,1$; $8,5$) $\times 10^{-10} \text{m}^2 \text{s}^{-3}$ (fig. 4.5c et d). Cette signature se traduit par un $J_{b,0C}/\varepsilon = 2,7$ ($1,4$; $4,8$). Le gradient de température θ'_z est par ailleurs anisotrope et essentiellement négatif à ces profondeurs, d’où l’existence possible d’un flux < 0 typique d’une restratification (fig. 4.5b). Le nombre de Reynolds de flottabilité demeure largement sous le seuil de 25, à $R_{e,b} = 10$ (7 ; 14), et $F_{r,t} = 0,9$ ($0,7$; $1,1$) : la stratification contrôle la dynamique.

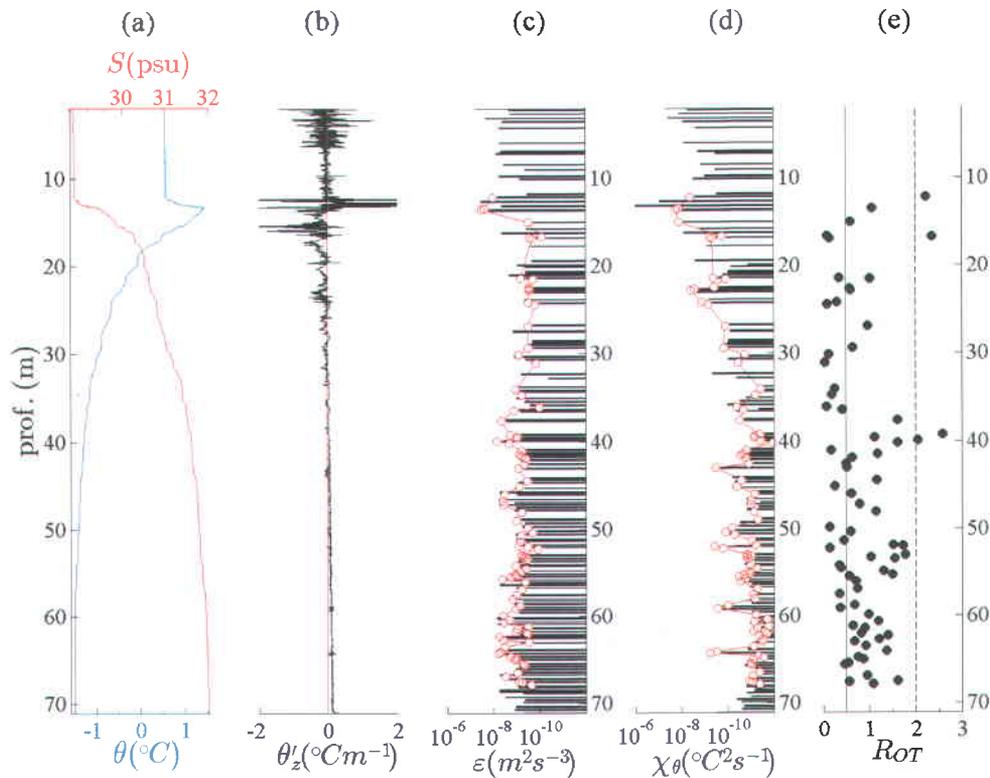


FIGURE 4.5 – Exemple de profils collectés dans un environnement propice au mélange différentiel (golfe d’Amundsen). (a) Profils de la température et de la salinité. (b) Signal des gradients de température verticaux enregistrés par le profileur. (c) et (d) Dissipation de l’énergie cinétique turbulente, ε , et destruction de la variance thermique, χ_θ , telles que déduites des segments stationnaires (en noir) et des *patches* (en rouge). (e) Ratio $R_{OT} = L_O/L_T$ des échelles de la turbulence. Les traits noirs indiquent les seuils de $R_{OT} = 0,5$ (trait plein) et $2,0$ (trait pointillé).

Ratio des flux Le détail de $J_{b,\xi}/J_{b,0c}$ par saut de 1 m montre un ratio > 10 , voire ≈ 100 entre 25–35 m, où prévaut le MD (fig. 4.3(c)). >40 m, 32% des retournements demeurent caractérisés par un $F_{r,t} < 1$ ou un $R_{e,b} < 15$. Ces facteurs témoignent respectivement d'une turbulence en décroissance et d'un écoulement dominé par la viscosité, des régimes dynamiques qui peuvent potentiellement générer un mélange incomplet et maintenir une diffusion différentielle. Les biais favorables à un ratio > 1 subsistent de fait au-delà de 40 m. À cette station, le ratio des flux s'élève à 2,2 (1,6; 3,0), toutes *patches* confondues.

La phase de la turbulence et d_χ Dans ce cas précis, le mélange différentiel est décrit par un ratio de flux supérieur à 1. Cette conclusion s'explique en partie par la phase de la turbulence échantillonnée, qui demeure à la limite de la transition vers un écoulement dissipatif, où l'erreur sur d_χ est moindre. Le stade de l'écoulement est généralement déduit du ratio $R_{OT} = L_O/L_T$ qui oppose les échelles caractéristiques de la turbulence, à savoir l'échelle de Ozmidov, $L_O = (\varepsilon/N^3)^{1/2}$, qui correspond à la plus grande échelle permise par la flottabilité, et l'échelle de Thorpe, L_T , définie comme la moyenne quadratique des déplacements verticaux nécessaires à la création du profil de Thorpe. Ce ratio croît de manière monotone avec l'évolution de l'écoulement, de sa phase pré-turbulente, $R_{OT} < 0,5$, à sa phase dissipative, $R_{OT} > 2,0$ (Smyth *et coll.*, 2001; Wijesekera & Dillon, 1997). Pour les données de la figure 4.5, près de 74% des *patches* identifiées présentent un $R_{OT} < 2,0$, dont 24% se situent sous le seuil de 0,5 (points noirs, fig. 4.5e). Ce mélange incomplet favorise donc une restratification de la variance, cohérente avec $J_{b,\xi} > J_{b,réel}$, sans pour autant affecter significativement les taux χ_θ, χ_S aux très petites échelles de l'espace. Le mélange différentiel qui survient tôt dans le cycle de vie d'un événement sera donc moins influent sur le plan de la diffusion (c.-à-d. de d_χ). Le ratio de densité à l'intérieur des retournements est en outre faible dans l'exemple de la figure 4.5, $|R_\rho| = 5,7$ (4,4; 7,0), ce qui diminue également l'erreur sur $d_\chi = 1$ (Merryfield, 2005).

Cet exemple démontre bien la complexité de l'évaluation du ratio d_χ et de son effet sur le flux $J_{b,0c}$. L'amplitude du ratio $J_{b,\xi}/J_{b,0c}$ dans la portion inférieure du profil de la figure

4.3(c) laisse néanmoins supposer que l'erreur introduite par le modèle de Dillon-Park est déterminante puisque, au mieux, ce dernier tend vers 1.

4.2.3 Caractérisation du domaine d'étude

À première vue, les exemples présentés à la section précédente corroborent les conclusions tirées des biais systématiques prédits par l'analyse théorique d'un évènement de mélange (sec. 4.1). Ces profils demeurent néanmoins des cas types et rien n'indique que le ratio des flux reste valide, quelle que soit la dynamique échantillonnée. Aussi, une charte de classification du mélange a été créée afin de juger de l'efficacité de ce ratio tout en donnant une vision d'ensemble des stations échantillonnées dans le Haut-Arctique et la baie de Baffin. L'idée est d'opposer le ratio des flux au pourcentage de *patches* inclus dans l'intervalle de susceptibilité double-diffusive, $0,5 < R_\rho < 10$ (ci-après nommé $\%R_\rho$), ou au nombre $F_{r,t}$. Le premier est communément utilisé dans la littérature scientifique pour estimer la susceptibilité d'un milieu au développement d'une instabilité double-diffusive, alors que le deuxième définit le caractère turbulent de l'écoulement. Ces deux paramètres servent donc à préciser l'information autrement obtenue par le biais de $J_{b,\xi}/J_{b,0c}$. Ces chartes sont présentées à la figure 4.6.

La charte de classification du mélange

Comme le démontre la figure 4.6, le ratio $J_{b,\xi}/J_{b,0c} = 1$ délimite clairement les régimes du mélange, qu'ils soient mécanique, avec un $J_{b,\xi}/J_{b,0c} = 0,69$ (0,57 ; 0,84) < 1, ou non mécanique, avec un $J_{b,\xi}/J_{b,0c} = 2,9$ (2,2 ; 3,7) > 1⁴. L'importance des barres d'erreur témoigne de la forte variance qui affecte les données de microstructure, ce qui complexifie d'autant l'interprétation. Des données présentées, seule une station identifiée comme turbulente tombe à $J_{b,\xi}/J_{b,0c} = 1,2 > 1$. Cette dernière présente un caractère turbulent quasi constant, excepté dans une fraction relativement restreinte du profil, c.-à-d. 20–30% de la profondeur totale de la colonne d'eau (non montré). En ce point, une intrusion

4. Ces valeurs correspondent à la médiane des distributions des données disponibles avec, entre parenthèse, les 2,5 et 97,5 centiles.

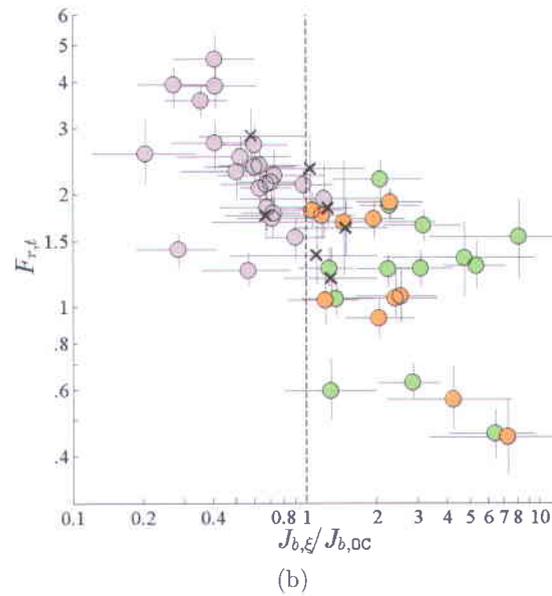
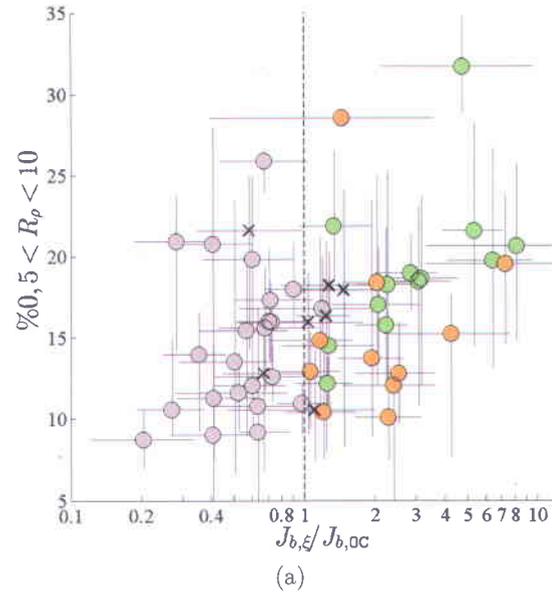


FIGURE 4.6 – Chartes de classification du mélange. (a) Pourcentage de *patches* inclus dans l'intervalle double-diffusif, $\%R_p$, vs. le ratio des flux, $J_{b,\xi}/J_{b,0C}$ (l'axe x est logarithmique). Chaque symbole donne la valeur MLE obtenue de l'ensemble des événements détectés en une seule station. Le mécanisme de mélange dominant consiste soit en une turbulence (cercle gris), une double-diffusion (cercle vert) ou un mélange différentiel (cercle orange). Les croix indiquent les stations «indéterminées» par la classification initiale. Les barres donnent l'erreur d'estimation, soit les 2,5 et 97,5 centiles de la distribution des échantillons *bootstrap*. (b) Identique, mais pour le nombre de Froude turbulent, $F_{r,t}$ (en échelle log-log).

force une diminution de l'intensité du mélange, qui passe de $R_{e,b} = 80$ (64 ; 98) à $R_{e,b} = 22$ (12 ; 41), voire < 10 dans certains profils. Ce cas témoigne du type de biais que peuvent induire l'analyse des valeurs MLE, lesquelles ne donnent pas une image précise des évènements répertoriés, mais bien une valeur globale parfois trompeuse.

Considérée seules, les stations de mélange différentiel présentent un $J_{b,\xi}/J_{b,0C} = 2,5$ (1,8 ; 3,4), soit légèrement inférieur aux stations de double-diffusion, 3,2 (2,1 ; 4,2). L'erreur semble inversement proportionnelle au ratio R_ρ des *patches*, ce qui démontre une certaine influence de la stratification sur d_χ (fig. 4.6(a)). Le nombre de stations est toutefois insuffisant pour tirer des conclusions claires à ce niveau. Puisque ce groupe est strictement caractérisé par un ratio des flux supérieur à 1, l'incertitude associée à d_χ n'est possiblement pas déterminante, du moins, pour les données utilisées dans la présente étude. Il est donc possible de supposer a posteriori que le modèle de Dillon-Park induit une erreur importante, utile pour la caractérisation des retournements.

Ratio de densité ou nombre de Froude turbulent

Le facteur $\% R_\rho$ s'avère être un piètre indicateur de l'origine du mélange : la plupart des stations affiche un pourcentage inférieur à 25% et aucune tendance claire ne départage les deux domaines dynamiques (fig. 4.6(a)). L'utilisation du nombre de Froude en lieu et place du ratio de densité modifie quelque peu ce constat (fig. 4.6(b)).

La charte $F_{r,t} - J_{b,\xi}/J_{b,0C}$ D'une part, la scission entre les grands régimes est globalement respectée à $F_{r,t} = 1$: la turbulence est contenue à $F_{r,t} > 1$ et le mélange non mécanique, majoritairement sous $\approx 1-1,5$. Une zone de transition est toutefois observée entre $F_{r,t} = 1,2-2,0$, où 33% des stations non turbulentes sont comprises et où résident plusieurs des stations problématiques (c.-à-d. les croix de la fig. 4.6(b)). Cette zone s'explique par la nature souvent complexe du mélange océanique, lequel n'est pas toujours représentatif des cas idéalisés. De la même manière qu'un cisaillement de petites

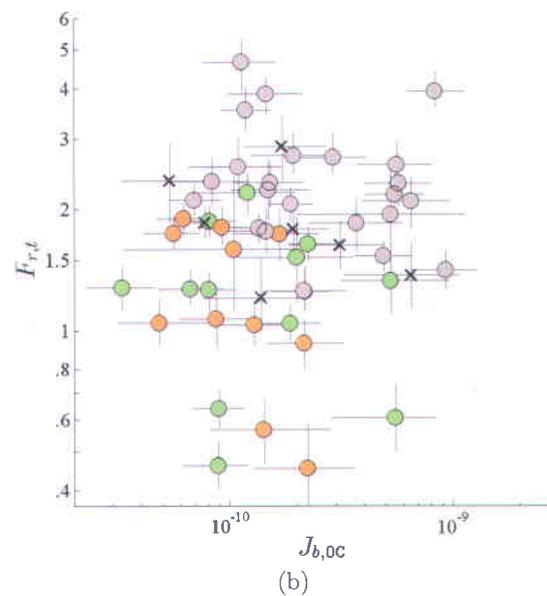
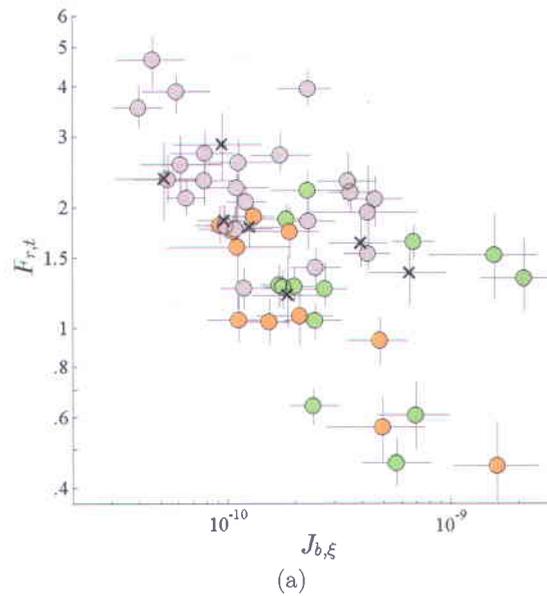


FIGURE 4.7 – Nombre de Froude turbulent en fonction des flux estimés par la méthode de (a) Dillon-Park, $J_{b,\xi}$, et de (b) Osborn-Cox, $J_{b,oc}$ (en échelle log-log). Chaque symbole donne la valeur MLE obtenue de l'ensemble des événements détectés en une seule station. Le mécanisme de mélange dominant consiste soit en une turbulence (cercle gris), une double-diffusion (cercle vert) ou un mélange différentiel (cercle orange). Les croix indiquent les stations «indéterminées» par la classification initiale. Les bars donnent l'erreur d'estimation, soit les 2,5 et 97,5 centiles de la distribution des échantillons *bootstrap*.

échelles est fréquemment observé dans l'environnement des interfaces double-diffusives (p.ex. Mueller *et coll.* 2007), le mélange différentiel survient lorsqu'il y a restratification ou que $d_\chi < 1$, des situations qui ne s'appliquent pas strictement à $F_{r,t} < 1$. La diffusion différentielle peut d'ailleurs surgir dès que le champ fluctuant perd de son intensité ou devient intermittent, occasionnant une signature mixte ou bimodale caractérisée par un nombre de Froude néanmoins important. C'était le cas de l'exemple de la figure 4.5, pour lequel le $F_{r,t} = 1,9$ (1,7 ; 2,0).

D'autre part, les biais systématiques sont dépendants de la description qu'offre ce nombre adimensionnel puisqu'une corrélation évidente lie ce dernier au ratio $J_{b,\xi}/J_{b,0c}$ (coefficient de régression et de corrélation de -0,4(-0,5 ; -0,3) et $r = 0,69$ respectivement, dans l'espace log-log). Cette corrélation ne fait que mettre l'accent sur l'importance des hypothèses liées aux modèles d'estimation du flux. Ces hypothèses décrochent de la réalité du mélange dès que les effets de la flottabilité deviennent négligeables ($F_{r,t} > 1$; particulièrement lorsque $t_0 < N^{-1}$, modèle de Dillon-Park) ou, à l'inverse, dès que l'équilibre advectif-diffusif devient inadéquat ($F_{r,t} < 1$; particulièrement pour l'hypothèse $\partial_t E_a = J'_b$, modèle de Dillon-Park). C'est d'ailleurs en conditions de turbulence et de mélange différentiel que la corrélation est la plus flagrante, soit dans les régimes associés à un changement $\partial_t E_k < 0$ (coefficient de régression et de corrélation de -0,6 (-0,7 ; -0,5) et $r = 0,84$ respectivement, dans l'espace log-log). Cette réalité est illustrée à la figure 4.7, qui présente la distribution des flux estimés par $J_{b,\xi}$ et $J_{b,0c}$ en fonction de $F_{r,t}$.

En somme, la charte $F_{r,t}-J_{b,\xi}/J_{b,0c}$ permet de déterminer la nature du mélange, en plus de préciser l'impact des prémisses avancées par les modèles conventionnels d'estimation du flux, tout spécialement en condition de turbulence.

4.3 Application plus générale à l'Arctique canadien

Une donnée connexe peut être soutirée de la charte de classification du mélange : l'intervalle de diffusivité diapycnale, $K_\rho = J'_b N^{-2}$, le plus plausible. De fait, les modèles $J_{b,\xi}$ et $J_{b,0C}$ donnent une estimation du flux réel et, par conséquent, les limites empiriques du transport advectif. Pour une turbulence classique, ces modèles fixent respectivement la valeur inférieure et supérieure du flux et, par le fait même, de la diffusivité. L'inverse s'applique en condition de double-diffusion ou de mélange différentiel. Ces extrêmes probables peuvent donc servir à détailler l'hétérogénéité du phénomène et présenter une description synoptique du mélange dans les eaux de l'Arctique canadien, le domaine échantillonné entre 2004 et 2007. Le but est en fait de caractériser la variabilité spatiale du phénomène. Les simulations numériques ne tiennent généralement pas compte du rôle des mécanismes de mélange non mécaniques, lesquels peuvent être particulièrement importants dans les zones fortement stratifiées, peu sujettes à la turbulence. (p.ex. Polyakov *et coll.* 2010). Zhang *et coll.* (1998) ont d'ailleurs soulevé le problème en démontrant que l'ajout d'une double-diffusion modifie significativement l'allure des solutions finales et que, conséquemment, cette dernière ne doit pas être négligée.

Les figures 4.8 et 4.9 présentent les valeurs maximales et minimales de K_ρ aux différentes stations visitées entre 2004 et 2007, ainsi que la nature du mélange observé (voir également l'annexe A). Ces cartes reprennent donc les résultats de la figure 4.1 en précisant, grâce au ratio $J_{b,\xi}/J_{b,0C}$, l'origine mécanique ou non mécanique des événements aux sites dits *indéterminés*. Selon ces résultats, la diffusivité est de l'ordre de $3,2-5,9 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ entre 0–100 m, la portion de la colonne d'eau échantillonnée. Certaines généralités régionales ressortent néanmoins de l'étude de ces cartes :

Baie de Baffin Le rôle des mécanismes de mélange non conventionnels est important dans la baie de Baffin, particulièrement dans la portion nord de ce domaine où la présence de la double-diffusion est manifeste. Cette région accueille de nombreuses intrusions thermohalines qui favorisent la création de conditions propices à l'apparition de *steps* et d'*interleavings*, lesquels seraient d'ailleurs décisifs pour la productivité bactérienne de ce bassin (Bacle *et coll.*, 2002; Lovejoy *et coll.*, 2002). La

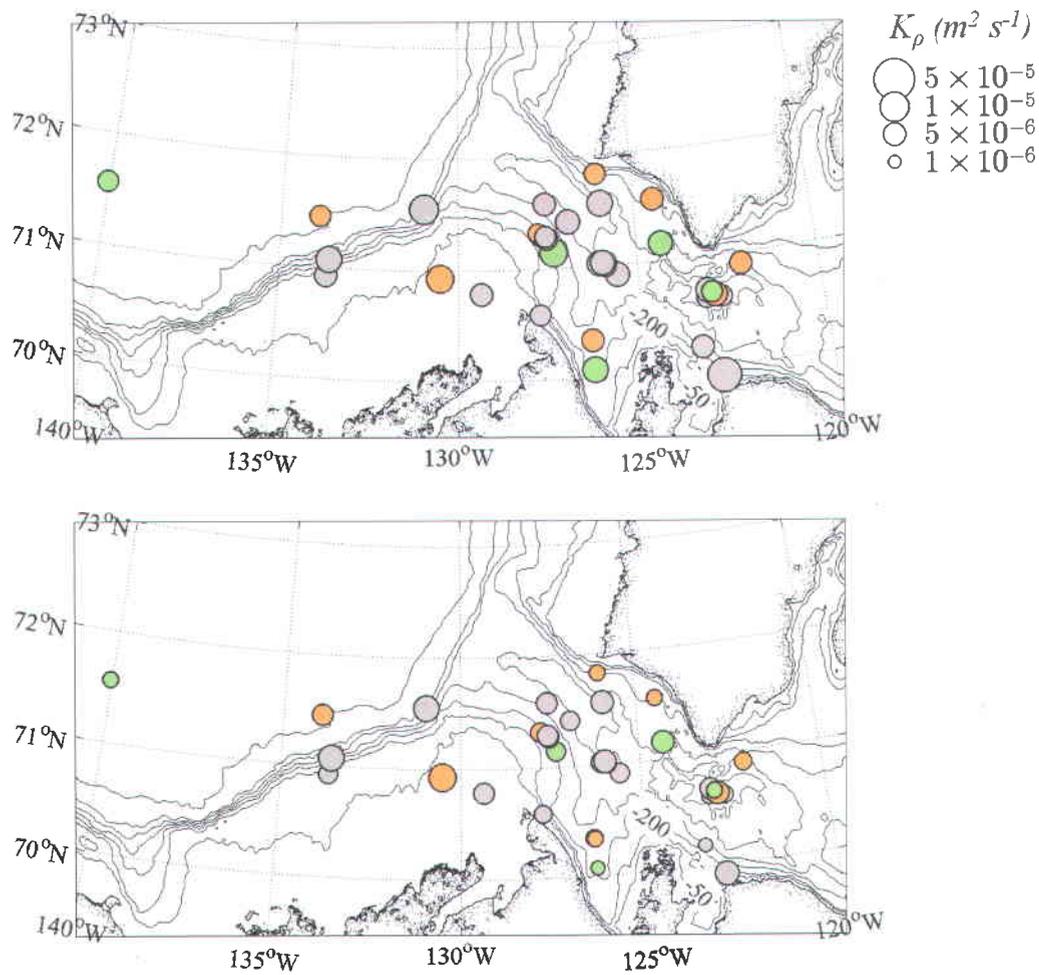


FIGURE 4.8 – Diffusivités diapycnales maximales (image du haut) et minimales (image du bas) pour l'Arctique de l'Ouest (mer de Beaufort et golfe d'Amundsen). Les couleurs indiquent le type de mélange dominant : turbulence (en gris), double-diffusion (en vert) ou mélange différentiel (en orange).

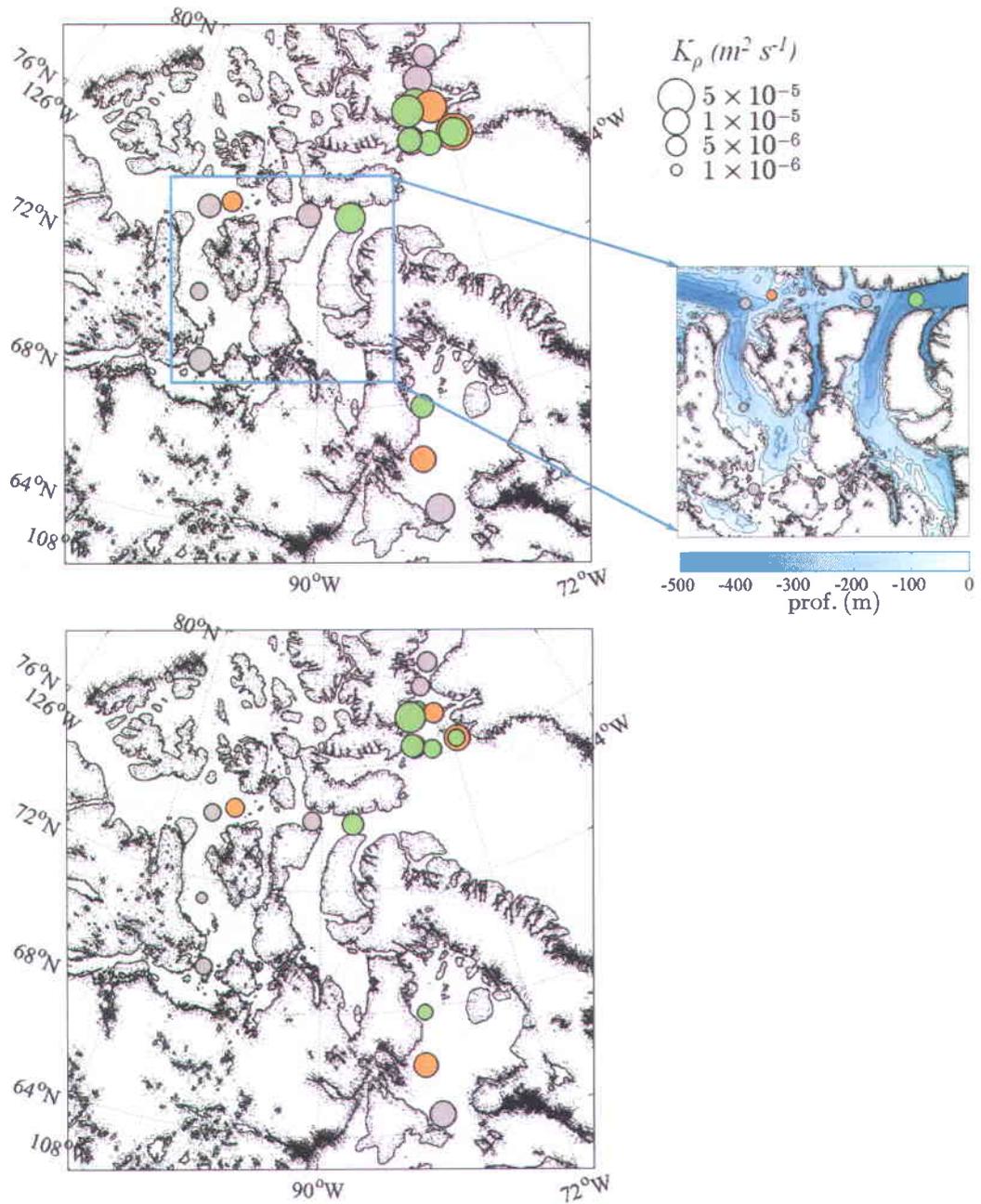


FIGURE 4.9 – Diffusivités diapycnales maximales (image du haut) et minimales (image du bas) pour le centre et l’est de l’Arctique (passage du Nord-Ouest, dans l’encadré bleu, baie de Baffin, entre l’île d’Ellesmere et le Groenland, et le bassin de Foxe). Les couleurs indiquent le type de mélange dominant : turbulence (en gris), double-diffusion (en vert) ou mélange différentiel (en orange).

diffusivité associée à cette double-diffusion est de loin la plus importante avec une valeur minimale–maximale de $K_\rho = 4,7\text{--}17,7 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (ce qui exclut les stations situées au nord du 77°N).

Passage du Nord-Ouest Comme mentionné précédemment, cet étroit passage accueille des cas typiques de turbulence classique. De fait, et bien qu'il demeure largement sous-représenté dans les données de 2004–2007, les quelques stations visitées signalent une certaine prédominance du mélange mécanique, spécialement dans les zones topographiques irrégulières ou très peu profondes (voir encadré, fig. 4.9). La diffusivité y est en outre plus faible qu'à l'est, soit entre $3,7\text{--}8,6 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (minimum–maximum), ce qui est cohérent avec l'efficacité apparente de seulement $\gamma_{\text{app}} = J'_b/\varepsilon = 0,14$ estimée en station. Cette dernière est en fait caractéristique de la turbulence cisailée généralement observée dans les océans (p.ex. [St-Laurent & Schmitt \(1999\)](#), $\gamma = 0,12$, et [Lozovatsky & Fernando \(2013\)](#), $\gamma = 0,16\text{--}0,2$). Le passage est donc une zone très active sur le plan de la dissipation de l'énergie cinétique, moins en ce qui concerne le transport des traceurs.

Mer de Beaufort et golfe d'Amundsen Le golfe d'Amundsen et la section sud-est de la mer de Beaufort ont été largement discutés dans le chapitre précédent, consacré aux fronts. La disparité des phénomènes dans cette région de l'Arctique est possiblement liée à la dynamique locale qui naît des remontées d'eau, laquelle est nécessairement éphémère et donc, très variable dans le temps. Il reste néanmoins que la diffusivité estimée en Arctique de l'Ouest n'est que de $2,7\text{--}4,6 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (minimum–maximum), ce qui en fait un milieu faiblement énergétique. Cette particularité est en partie attribuable à la présence des eaux pacifiques qui augmentent la stratification et limitent d'emblée le développement d'une turbulence, même en condition de front (cf.sec. 3.3.3). L'influence du mélange différentiel, qui est notamment identifié en plusieurs points du golfe, pourrait également s'expliquer par la forte stabilité de la colonne d'eau qui tend à générer une turbulence incomplète. Ce mélange maintient une diffusivité minimale dans les aires excentrées, situées à l'extérieur du rayon d'influence des fronts (p.ex. aux abords des côtes de l'île de Banks).

Ces diffusivités donnent une idée de l'intensité du mélange actif dans la portion supérieure des eaux, sans égard à la variation qui peut néanmoins influencer l'amplitude de K_p entre la surface et les couches profondes. Les données utilisées sont de plus représentatives des *patches* détectées et rendent donc compte de la nature hétérogène du mélange, qui a tendance, pour un profil vertical, à former des bandes horizontales bien circonscrites de plus forte diffusivité. Elles sous-estiment toutefois l'intensité dans les premiers mètres de la colonne d'eau, où le nombre de retournements détectables est insuffisant, cette couche étant, par définition, bien mélangée. Il n'en demeure pas moins que ces résultats confirment que le mélange dans les eaux du Haut-Arctique et de la baie de Baffin est relativement faible, quoique représentatif des valeurs nominales observées au nord du cercle polaire. Rainville & Winsor (2008) rapportent un K_p de $\mathcal{O}(10^{-5}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ dans la portion supérieure de l'océan Arctique, alors que Bourgault *et coll.* (2011), qui se sont attardés à la problématique du golfe d'Amundsen, estiment à $3 (2; 5) \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ la diffusivité médiane $> 50 \text{ m}$. La disparité régionale est néanmoins grande et les quelques généralités exposées précédemment ne font que signaler la possible influence de la dynamique locale. Cette dernière joue pour beaucoup dans la réalisation d'un mélange, qu'il soit mécanique ou non mécanique. L'utilisation d'un échantillonnage opportuniste ne permet malheureusement pas d'expliquer ces variations en dehors des observations réalisées en 2004. De même, la distribution spatiale des stations visitées entre 2004 et 2007 rate possiblement les zones de mélange les plus intenses, ces *hot spots* qui s'avèrent pourtant déterminants pour le milieu.

4.4 Remarques finales

En turbulence observationnelle, les structures du mélange sont dites «gelées» dans un état qui permet une caractérisation complète des taux de changement de l'énergie mécanique. Cette représentation théorique demeure une simplification de la dynamique active dans les milieux naturels, lesquels sont sujets à un amalgame de forces qui demeurent difficilement identifiables. Il est donc important de considérer les biais qu'entraîne la description classique du transfert irréversible de l'énergie lorsque le flux, qui

demeure le paramètre clé du mélange, est estimé plutôt que directement mesuré. Les modèles de Osborn-Cox, $J_{b,OC}$, et Dillon-Park, $J_{b,\xi}$, qui servent à cet effet posent un certain nombre d'hypothèses qui réduisent le problème à des relations simples, facilement chiffrables. Ils présument en outre que le mélange est généré par une turbulence stationnaire, homogène et isotrope. Mais qu'advient-il lorsque l'écoulement s'éloigne de cette représentation idéalisée ?

Ce présent chapitre identifie les principaux biais que peut entraîner l'application de ces modèles dans un contexte océanographique non idéal, particulièrement lorsqu'une double-diffusion ou un mélange différentiel est impliqué. Ces mécanismes non conventionnels produisent une signature en fine et en microstructure qui est sensiblement différente de celle autrement générée par les champs fluctuants de la turbulence. Dans ces conditions d'échantillonnage, les hypothèses à la base de $J_{b,OC}$, $J_{b,\xi}$ sont inapplicables et l'information tirée des champs scalaires peut s'avérer trompeuse. Ces biais dépendent donc implicitement de l'instabilité à l'origine du mélange, laquelle détermine le transfert de l'énergie qui, à terme, accentue la diffusion moléculaire. Même en turbulence classique, ces modèles demeurent des approximations et doivent être utilisés comme telles. Il est donc possible de reconsidérer le problème et de déterminer dans quelle mesure ces biais influencent la valeur finale du flux estimé selon qu'une turbulence, une double-diffusion ou un mélange différentiel contrôle la signature scalaire.

Cette étude a permis de démontrer que :

des biais systématiques et opposés sont associés aux modèles $J_{b,OC}$, $J_{b,\xi}$, lesquels permettent de déterminer la nature du mélange actif dans la colonne d'eau. En turbulence classique, $J_{b,\xi}/J_{b,OC} < 1$, alors qu'en présence d'une double-diffusion, $J_{b,\xi}/J_{b,OC} > 1$. Ces prédictions théoriques s'appliquent aux *patches* détectées par un profilage de la microstructure, ces zones de retournements dans lesquelles s'opère le mélange.

le ratio $J_{b,\xi}/J_{b,OC}$ est un facteur discriminant. La classification turbulente-non turbulente déduite de $J_{b,\xi}/J_{b,OC}$ a été corroborée par des résultats parallèlement obtenus de l'analyse de données empiriques récoltées en mer, dans les eaux de l'Arctique ca-

nadien. Les exemples étudiés démontrent que ce ratio parvient avantageusement à dissocier entre une turbulence et une double-diffusion, un tri qui demande, en temps normal, une analyse rigoureuse de la fine et microstructure échantillonnées. $J_{b,\xi}/J_{b,oc}$ peut donc être particulièrement utile lorsque la signature du mélange présente une bimodalité qui complique l'interprétation des données.

le mélange différentiel est également décrit par $J_{b,\xi}/J_{b,oc} > 1$, ce qui correspond bien au domaine non mécanique. Lorsque la turbulence est incomplète, l'équilibre advectif-diffusif à la base des modèles conventionnels n'est plus valide. Dans ce cas précis, $J_{b,oc}$, $J_{b,\xi}$ surestiment le flux réel, ce qui provoque une ambiguïté quant au ratio des flux. Le modèle de Osborn-Cox n'est toutefois pas systématiquement biaisé : l'erreur sur $J_{b,oc}$ dépend de la phase de la turbulence échantillonnée, ainsi que de la contribution de la température à la stratification. Ces deux facteurs diminuent l'erreur sur d_χ et, par conséquent, sur $J_{b,oc}$. Il semblerait d'ailleurs que cette erreur ne soit pas influente comme les données étudiées démontrent que le mélange différentiel respecte le ratio $J_{b,\xi}/J_{b,oc} > 1$. Le modèle de Dillon-Park serait a posteriori déterminant pour la classification des événements.

le ratio de densité, R_ρ , et le nombre de Froude turbulent, $F_{r,t}$, qui sont traditionnellement utilisés en océanographique pour caractériser le mélange, ne permettent pas de départager avantageusement une turbulence d'une double-diffusion. Tant R_ρ que $F_{r,t}$ comportent une zone grise, où les différentes formes de mélange coexistent. Il est néanmoins possible d'adopter une charte de classification qui oppose le ratio $J_{b,\xi}/J_{b,oc}$ au nombre de Froude, laquelle offre, en un seul regard, deux informations : la nature du mélange actif dans la colonne d'eau et l'origine potentielle des biais qui occasionnent une surestimation ou une sous-estimation du flux réel.

l'intervalle de diffusivité diapycnale empirique, $K_\rho = J'_b N^{-2}$, peut être évalué en sachant que $J_{b,\xi}/J_{b,oc} < 1$ ou > 1 . Cette information permet de baliser les valeurs de K_ρ associées au mélange mécanique ou non mécanique, tout en offrant une vue synoptique des données récoltées dans un large domaine.

Le ratio des flux de flottabilité peut donc être utile pour classifier les *patches* de mélange observées par le profilage, lorsque la turbulence est de faible intensité, voire intermittente. Cette identification est importante pour la compréhension générale de la dynamique du système, ces formes de mélange étant intrinsèquement différentes et donc, autrement influentes pour le milieu. À titre d'exemple, la double-diffusion génère un écoulement laminaire, qui restreint l'entraînement vers la surface des éléments biologiques. Cet écoulement favoriserait les espèces phytoplanctoniques dotées d'une bonne flottabilité au détriment des diatomées, qui sont moins mobiles (p.ex. Hinder *et coll.* 2012; Huisman *et coll.* 2004). Il existerait donc un lien étroit entre type de mélange et productivité biologique, lequel devrait être étudié à la lumière des résultats obtenus de l'analyse des données présentées dans ce chapitre. Le mélange non mécanique peut, de plus, être déterminant pour la formation des masses d'eau et la propagation des intrusions thermohalines qui sont très fréquentes en Arctique, particulièrement dans la baie de Baffin (Bacle *et coll.*, 2002).

Conclusion

Le mélange océanique est l'une des clés de la compréhension des changements rapides auxquels est soumis l'Arctique. L'intensité de ces processus de petites échelles est néanmoins mal connue en raison du nombre restreint d'études empiriques réalisées à ce jour dans cette vaste zone du globe. Régionalement et localement, les taux de dissipation mesurés présentent une forte variabilité qui invalide toute généralisation. Le problème est en fait complexe et certainement lié aux mécanismes qui favorisent le développement d'un mélange, qu'il soit mécanique ou non mécanique.

Entre 2004 et 2007, des dizaines de profils de microstructure ont pu être récoltés dans les eaux du Haut-Arctique et de la baie de Baffin grâce aux efforts menés par les groupes de recherche interdisciplinaires canadiens. Il s'agit d'un jeu substantiel de mesures, utile à la caractérisation du mélange et à l'étude de ses manifestations physiques. Bien que plusieurs axes d'analyse auraient pu être suivis, cette thèse s'est concentrée sur deux points : ❶ le rôle de la dynamique de grande échelle sur le mélange et son impact pour la variabilité du phénomène ; et ❷ les conséquences de l'application des méthodes d'estimation conventionnelles du flux turbulent. Alors que le premier se voulait une réponse à la question de l'intermittence spatiale historiquement reconnue en Arctique, le second a été motivé par l'observation d'une prépondérance des mécanismes de mélange alternatifs (c.à-d. la double-diffusion et le mélange différentiel) dans certaines régions de l'Arctique canadien, ce qui incitait à revoir l'interprétation usuelle des données de profilage.

Évènement de front du printemps 2004

Le premier objectif s'est concentré sur l'évènement de front qui a modifié les propriétés physiques et dynamiques des eaux du golfe d'Amundsen et du sud-est de la mer de Beaufort au printemps 2004. Les principaux constats de cette étude sont :

la naissance d'un front de surface dans les eaux du golfe d'Amundsen. Ce front influence, d'une part, les eaux qui circulent au large du cap Bathurst, entre les isobathes de 50–200 m, et, d'autre part, la zone limitrophe à la banquise côtière du cap Parry, à la marge du pont de glace. La campagne CASES-0404/0405 (mois de juin) s'est vraisemblablement déroulée durant la période de formation et de croissance des structures frontales. Cet évènement est lié à la remontée d'eau qui est survenue fin mai-début juin à la pointe nord du cap Bathurst, laquelle est typique de la région. Un large tourbillon de mésoéchelle s'est simultanément formé plus à l'est, au centre du golfe, ce qui a considérablement modifié le patron d'écoulement dans le domaine. Les données analysées suggèrent un front toujours actif au moment de l'échantillonnage et doté d'une circulation de subsurface qui s'apparente à une frontogénèse.

l'identification de surface Temperature Maximum ou STM, des intrusions de surface qui ne présentent pas les caractéristiques des NSTM couramment observés dans le sud-est du bassin canadien. Ces anomalies, qui sont une signature du front du printemps 2004, sont créées par la circulation frontale qui contrôle les déplacements verticaux à la marge des lignes de front. Il s'agit d'intrusions compensées en densité qui se logent à ~ 30 m, au-dessus de l'halocline hivernale, ce qui en fait des structures récentes, nouvellement formées. La dynamique régionale est donc importante pour l'entraînement sous la surface des eaux qui subissent les effets du réchauffement saisonnier.

l'observation d'une intensité de mélange plus importante près des aires de front. Ce mélange présente toutes les caractéristiques d'une turbulence active, pleinement développée. À ce titre, la zone circonscrite par l'aire de remontée demeure la plus dissipative avec un taux ε de $\mathcal{O}(10^{-7})$ $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$. Ce taux est largement supérieur à ce que peuvent expliquer les vents qui déterminent d'ordinaire la vigueur des retournements

dans les premiers mètres de la colonne d'eau. Le flux turbulent mesuré en surface demeure également très important et surpasse de $10\times$ le flux de flottabilité qu'exerce le réchauffement saisonnier et l'accumulation en surface d'une eau de fonte, lesquels tendent à inhiber toute turbulence. Ce flux est d'ailleurs un facteur limitant dans les zones situées à l'extérieur du rayon d'influence du front. Le mélange différentiel y est omniprésent, ce qui témoigne du caractère faiblement énergétique des eaux du golfe.

la présence de minima de température possiblement créés par un phénomène de subduction associé au front. Ces *possibles* tourbillons, qui présentent une température proche du point de congélation, s'avèrent importants pour la dynamique de petites échelles comme ils favorisent l'apparition d'une turbulence dissipative dans les zones excentrées du golfe. À l'inverse, la présence des eaux pacifiques entre 0–100 m augmente significativement la stratification, ce qui inhibe le mélange mécanique, même dans un contexte de front.

Classification du mélange

Le deuxième objectif a été consacré à l'identification des biais associés à l'utilisation des méthodes conventionnelles d'estimation du flux, lorsque les hypothèses à la base de la représentation classique de la turbulence océanique ne sont pas vérifiées. Il s'est avéré que :

des biais systématiques et opposés sont introduits par l'emploi de la méthode de Osborn-Cox, $J_{b,oc}$, et de Dillon-Park, $J_{b,\xi}$. Ces biais, qui permettent de dissocier une turbulence, $J_{b,\xi}/J_{b,oc} < 1$, d'une double-diffusion, $J_{b,\xi}/J_{b,oc} > 1$, sont directement liés à la notion du transfert d'énergie et donc, prédit par la description physique du mélange, qu'il soit mécanique ou non mécanique.

le ratio $J_{b,\xi}/J_{b,oc}$ peut être utilisé comme facteur discriminant dans les eaux sujettes à des mécanismes de mélange non mécaniques. Il s'agit en fait d'une méthode simple d'identification des formes actives de mélange lorsque des données de profilage de la microstructure sont disponibles. L'applicabilité de ce ratio aux données collectées dans l'Arctique canadien s'est avérée très concluante. Le mélange différentiel, qui doit

également être considéré, présente un $J_{b,\xi}/J_{b,0c} > 1$ qui permet a posteriori de bien dissocier la turbulence du mélange généré par une diffusion différentielle des traceurs.

l'intervalle de diffusivité diapycnale empirique, minimale–maximale, peut aisément être estimé sachant que $J_{b,\xi}/J_{b,0c} > 1$ ou < 1 . Cette information permet de baliser les valeurs de $K_\rho = J'_b N^{-2}$ associées à un mélange mécanique ou non mécanique, tout en offrant une vue synoptique des données récoltées dans un large domaine. Des diffusivités ont ainsi pu être calculées pour l'ensemble des stations visitées entre 2004 et 2007 dans les eaux du Haut-Arctique et de la baie de Baffin.

L'une des grandes limitations de cette étude est liée à la nature de l'échantillonnage réalisée en Arctique. La répartition spatiale des stations visitées entre 2004 et 2007 n'était pas appropriée pour l'évaluation du rôle de la dynamique régionale pour le mélange. La position géographique de ces stations était prédéterminée et choisie de manière à offrir une couverture géographique optimale des eaux sillonnées par le navire, sans égard aux conditions *in situ*. Même durant CASES-2004, l'échantillonnage demeure peu représentatif des grandes lignes de front qui contrôlaient alors la circulation dans les eaux du golfe. Les données analysées ne donnent donc qu'une image incomplète de l'envergure de ce front, laquelle ne précise ni l'intensité, ni l'impact réel de ce phénomène pour le milieu. Plusieurs questions demeurent donc en suspens, tant sur le plan régional (p.ex. Évolution du front ? Instabilités frontales ? Gradient de mélange de part et d'autre des lignes de front ? Mélange dans le tourbillon ?), qu'interrégional. Sur ce dernier point, le rôle joué par la double-diffusion dans la baie de Baffin demeure largement hypothétique. Ce mélange génère une diffusivité diapycnale qui surpasse de loin la diffusivité médiane observée dans le centre et l'ouest de l'Arctique et qui, pour l'heure, reste incomprise. En somme, l'utilisation d'un échantillonnage opportuniste devrait être repensée si les études dédiées au nord cherchent avant tout à cibler les *hot spots* de mélange et à en comprendre les causes. Puisque l'interconnexion entre la dynamique de grande échelle, la turbulence et la biologie semble de plus en plus manifeste, il serait intéressant d'orienter les campagnes en mer de manière à quantifier ce lien et, de là, sa spécificité nordique.

Bibliographie

- AAGAARD, K, & CARMACK, EC. 1989. The role of sea ice and other fresh water in the Arctic circulation. *Journal of Geophysical Research*, **94**, 14485–14498.
- ALFORD, M, & PINKEL, R. 2000. Patterns of turbulent and double-diffusive phenomena : Observations from a rapid-profiling microconductivity probe. *Journal of Physical Oceanography*, **30**(5), 833–854.
- BACLE, J, CARMACK, EC, & INGRAM, RG. 2002. Water column structure and circulation under the North Water during spring transition : April-July 1998. *Deep-Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **49**(22), 4907–4925.
- BAKER, MA, & GIBSON, CH. 1986. Sampling turbulence in a stratified ocean : the consequence of strong intermittency. *Journal of Physical Oceanography*, **17**, 1817–1836.
- BAKER, MA, & GIBSON, CH. 1987. Sampling turbulence in the stratified ocean : Statistical consequences of strong intermittency. *Journal of Physical Oceanography*, **17**(10), 1817–1836.
- BARBER, DG, FORTIER, L, & MICHAUD, J. 2008. *On thin ice : a synthesis of the Canadian Arctic Shelf Exchange Study (CASES)*. Aboriginal Issues Press. 215 p.
- BARRETTE, J. 2012. *Inventaire et caractérisation des tourbillons marins observés dans le golfe d'Amundsen au cours des programmes CASES et CFL*. Mémoire de maîtrise. 126 pages.
- BATCHELOR, GK. 1959. Small-scale variation of convected quantities like temperature field. *Journal of Fluid Mechanics*, **5**, 113–133.
- BLUESTEIN, HB. 1993. *Synoptic-dynamic meteorology in midlatitudes. Volume II. Observations and theory of weather systems*. New York, NY (United States) ; Oxford University Press. 594 p.

- BOCCALETTI, G, FERRARI, R, & FOX-KEMPER, B. 2007. Mixed layer instabilities and restratification. *Journal of Physical Oceanography*, **37**(9), 2228–2250.
- BORGAS, MS, SAWFORD, BL, XU, S, DONZIS, DA, & YEUNG, P-K. 2004. High Schmidt number scalars in turbulence : Structure functions and Lagrangian theory. *Physics of fluids*, **16**, 3888–3899.
- BOURGAIN, P, & GASCARD, J-C. 2012. The Atlantic and summer Pacific waters variability in the Arctic Ocean from 1997 to 2008. *Geophysical Research Letters*, **39**(5), L05603.1–L05603.6.
- BOURGAULT, D, HAMEL, C, CYR, F, TREMBLAY, J-É, GALBRAITH, PS, DUMONT, D, & GRATTON, Y. 2011. Turbulent nitrate fluxes in the Amundsen Gulf during ice-covered conditions. *Geophysical Research Letters*, **38**(15).
- BRADSHAW, P. 1976. Turbulence-Introduction. *In : Turbulence.(A77-20355 07-34) Berlin and New York, Springer-Verlag, 1976., 1, 1-44.*
- CANUTO, VM, HOWARD, A, CHENG, Y, & DUBOVIKOV, MS. 2001. Ocean Turbulence. Part I : One-Point Closure Model : Momentum and Heat Vertical Diffusivities. *Journal of Physical Oceanography*, **31**, 1413–1426.
- CAPET, X, MCWILLIAMS, JC, MOLEMAKER, MJ, & SHCHEPETKIN, AF. 2008a. Mesoscale to submesoscale transition in the California Current System. Part I : Flow structure, eddy flux, and observational tests. *Journal of Physical Oceanography*, **38**(1), 29–43.
- CAPET, X, MCWILLIAMS, JC, MOLEMAKER, MJ, & SHCHEPETKIN, AF. 2008b. Mesoscale to submesoscale transition in the California Current system. Part II : Frontal processes. *Journal of Physical Oceanography*, **38**(1), 44–64.
- CAPET, X, MCWILLIAMS, JC, MOLEMAKER, MJ, & SHCHEPETKIN, AF. 2008c. Mesoscale to submesoscale transition in the California current system. Part III : Energy balance and flux. *Journal of Physical Oceanography*, **38**(10), 2256–2269.
- CARMACK, EC, & KULIKOV, YA. 1998. Wind-forced and internal Kelvin wave generation in Mackenzie Canyon, Beaufort Sea. *Journal of Geophysical Research*, **103**, 18447–18458.
- CARMACK, EC, & MACDONALD, RW. 2002. Oceanography of the Canadian Shelf of the Beaufort Sea : A setting for marine life. *Arctic*, 29–45.

- CARMACK, EC, MACDONALD, RW, & PAPADAKIS, JE. 1989. Water mass structure and boundaries in the Mackenzie shelf estuary. *Journal of Geophysical Research*, **94**, 18043–18055.
- CASTELAO, RM, MAVOR, TP, BARTH, JA, & BREAKER, LC. 2006. Sea surface temperature fronts in the California Current System from geostationary satellite observations. *Journal of Geophysical Research*, **111**(C9), C09026.
- CHAPMAN, GT, & TOBAK, M. 1985. Observations, theoretical ideas and modeling of turbulent flows : Past, present and future. *NASA STI/Recon Technical Report N*, **85**, 27167.
- CHEN, H-L, HONDZO, M, & RAO, AR. 2002. Segmentation of temperature microstructure. *Journal of Geophysical Research*, **107**(C12), 3211.
- COACHMAN, LK, & AAGAARD, K. 1974. Physical oceanography of Arctic and Subarctic seas. *Pages 1-72 de : HERMAN, Y (ed), Marine geology and oceanography of the Arctic seas*. New York : Springer Verlag.
- COACHMAN, LK, & BARNES, CA. 1961. The contribution of Bering Sea water to the Arctic Ocean. *Arctic*, **14**(3), 147–161.
- COACHMAN, LK, AAGAARD, K, & TRIPP, RB. 1975. *Bering Strait : the regional physical oceanography*. University of Washington Press, Seattle. 172 p.
- CRAWFORD, G, L, PADMAN, & MCPHEE, M. 1999. Turbulent mixing in Barrow Strait. *Continental Shelf Research*, **19**, 205–245.
- CRAWFORD, WR. 1986. A comparison of length scales and decay times of turbulence in stably stratified flows. *Journal of Physical Oceanography*, **16**(11), 1847–1854.
- CUSHMAN-ROISIN, B, & BECKERS, J-M. 2011. *Introduction to geophysical fluid dynamics : physical and numerical aspects*. Vol. 101. Academic Press.
- D'ASARO, E, LEE, C, RAINVILLE, L, HARCOURT, R, & THOMAS, L. 2011. Enhanced turbulence and energy dissipation at ocean fronts. *Science*, **332**(6027), 318–322.
- DAVIDSON, L. 2013. *Fluid mechanics, turbulent flow and turbulence modeling*. <http://www.tfd.chalmers.se/~lada/MoF/lecturenotes.html>.
- DEWEY, RK, & MOUM, JN. 1990. Enhancement of fronts by vertical mixing. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **95**(C6), 9433–9445.

- DILLON, TM. 1984. The Energetics of Overturning Structures : Implications for the Theory of Fossil Turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, **14**(3), 541–549.
- DILLON, TM, & CALDWELL, DR. 2001. The Batchelor spectrum and dissipation in the upper ocean. *Journal of Geophysical Research*, **85**(C4), 1158–1170.
- DILLON, TM, & PARK, MM. 1987. The available potential energy of overturns as an indicator of mixing in the seasonal thermocline. *Journal of Geophysical Research*, **92**, 5345–5353.
- DIXON, PM. 1993. The bootstrap and the jackknife : describing the precision of ecological indices. *Design and analysis of ecological experiments*, 290–318.
- DMITRENKO, IA, KIRILLOV, SA, IVANOV, VV, & WOODGATE, RA. 2008. Mesoscale Atlantic water eddy off the Laptev Sea continental slope carries the signature of upstream interaction. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **113**(C7).
- DONOHO, DL. 1995. De-noising via soft-thresholding. *IEEE transactions on Information Theory*, **41**(3), 613–627.
- DONOHO, DL, & JOHNSTONE, JM. 1994. Ideal spatial adaptation by wavelet shrinkage. *Biometrika*, **81**(3), 425.
- DURSKI, SM, GLENN, SM, & HAIDVOGEL, DB. 2004. Vertical mixing schemes in the coastal ocean : Comparison of the level 2.5 Mellor-Yamada scheme with an enhanced version of the K profile parameterization. *Journal of Geophysical Research*, **109**(C1), C01015.
- ELIASSEN, A. 1959. *On the formation of fronts in the atmosphere*. Oxford University Press.
- ELIASSEN, A. 1962. On the vertical circulation in frontal zones. *Geofysikal Publikasjoner*, **24**(4), 147–160.
- ETAMAD-SHAHIDI, A, & IMBERGER, J. 2001. Anatomy of turbulence in thermally stratified lakes. *Limnology and Oceanography*, **46**, 1158–1170.
- FAIRALL, CW, BRADLEY, EF, ROGERS, DP, EDSON, JB, & YOUNG, GS. 1996. Bulk parameterization of air-sea fluxes for tropical ocean-global atmosphere coupled-ocean atmosphere response experiment. *Journal of Geophysical Research*, **101**(C2), 3747–3764.

- FER, I. 2009. Weak vertical diffusion allows maintenance of cold halocline in the central Arctic. *Atmospheric and Oceanic Science Letters*, **2**(3), 148–152.
- FLEURY, M, & LUECK, RG. 1992. Microstructure in and around a Double-Diffusive Interface. *Journal of Physical Oceanography*, **22**(7), 701–718.
- FOREST, A, SAMPEI, M, MAKABE, R, SASAKI, H, BARBER, DG, GRATTON, Y, WASSMANN, P, & FORTIER, L. 2008. The annual cycle of particulate organic carbon export in Franklin Bay (Canadian Arctic) : Environmental control and food web implications. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **113**(C3).
- FOX-KEMPER, B, FERRARI, R, & HALLBERG, R. 2008. Parameterization of mixed layer eddies. Part I : Theory and diagnosis. *Journal of Physical Oceanography*, **38**(6), 1145–1165.
- GALBRAITH, PS. 1992. *Relating overturns to mixing and buoyancy flux*. Thèse de doctorat, Dalhousie university.
- GALBRAITH, PS, & KELLEY, DE. 1996. Identifying Overturns in CTD Profiles. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **13**, 688–702.
- GALBRAITH, PS, & LAROCHE, P. 2011. Sea-surface temperature in Hudson Bay and Hudson Strait in relation to air temperature and ice cover breakup, 1985–2009. *Journal of Marine Systems*, **87**(1), 66–78.
- GARGETT, AE. 1988. The scaling of turbulence in the presence of stable stratification. *Journal of Geophysical Research*, **93**, 5021–5036.
- GARGETT, AE, & MOUM, JN. 1995. Mixing efficiencies in turbulent tidal fronts : Results from direct and indirect measurements of density flux. *Journal of Physical Oceanography*, **25**(11), 2583–2608.
- GARGETT, AE, MERRYFIELD, WJ, & HOLLOWAY, G. 2003. Direct numerical simulation of differential scalar diffusion in three-dimensional stratified turbulence. *Journal of Physical Oceanography*, **33**(8), 1758–1782.
- GIBSON, C, & SCHARZ, W. 1963. The universal equilibrium spectra of turbulent velocity and scalar fields. *Journal of Fluid Mechanics*, **16**, 365–384.
- GODIN, G, *et coll.* 1972. *The analysis of tides*. University of Toronto Press : Toronto. 264 p.

GRAND DICTIONNAIRE TERMINOLOGIQUE. consulté en 2013. *Office Québécois de la langue française, Gouvernement du Québec*. <http://www.granddictionnaire.com/> [site internet].

GRATTON, Y, BOURGAULT, D, GALBRAITH, PS, PRIEUR, L, V, TSAREV, BARETTE, J, SALCEDO-CASTRO, J, NAHAVANDIAN, S, SHARATUNOVA, M, BROUARD, C, HAMEL, C, SÉVIGNY, C, RAIL, M-E, LAGO, V, GUILLOT, P, BÉLANGER, C, & BOISVERT, D. 2012. *On the Edge : From Knowledge to Action During the Fourth International Polar Year Circumpolar Flaw Lead System Study (2007-2008)*. Barber, D and Tjaden, T and Leitch, D and Barber, L and Chan, W [eds]. Prolific Printing, Winnipeg. 243 p. Chap. The Results : Physical Oceanography. Pages 33-50.

GREGG, MC. 1987. Diapycnal mixing in the thermocline : A review. *Journal of Geophysical Research*, **92**(C5), 5249–5286.

GREGG, MC. 1989. Scaling turbulent dissipation in the thermocline. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **94**(C7), 9686–9698.

GREGG, MC, & SANFORD, TB. 1988. The dependence of turbulent dissipation on stratification in a diffusively stable thermocline. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **93**(C10), 12381–12392.

HAINÉ, TWN, & MARSHALL, J. 1998. Gravitational, symmetric, and baroclinic instability of the ocean mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, **28**(4), 634–658.

HAKIM, GJ, SNYDER, C, & MURAKI, DJ. 2002. A new surface model for cyclone-anticyclone asymmetry. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **59**(16), 2405–2420.

HALES, B, HEBERT, D, & MARRA, J. 2009. Turbulent supply of nutrients to phytoplankton at the New England shelf break front. *Journal of Geophysical Research*, **114**(C5), C05010.

HAYNES, P, & ANGLADE, J. 1997. The vertical-scale cascade in atmospheric tracers due to large-scale differential advection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **54**(9), 1121–1136.

HAYNES, PH, & MCINTYRE, ME. 1987. On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **44**(5), 828–841.

- HAYNES, PH, & MCINTYRE, ME. 1990. On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**(16), 2021–2031.
- HEBERT, D. 1999. Intrusions : What drives them? *Journal of Physical Oceanography*, **29**(6), 1382–1391.
- HINDER, SL, HAYS, GC, EDWARDS, M, ROBERTS, EC, WALNE, AW, & GRAVENOR, MB. 2012. Changes in marine dinoflagellate and diatom abundance under climate change. *Nature Climate Change*, **2**(4), 271–275.
- HOLLAND, MM, BITZ, CM, & TREMBLAY, B. 2006. Future abrupt reductions in the summer Arctic sea ice. *Geophysical Research Letters*, **33**, L23503.
- HOLTE, J, & TALLEY, L. 2009. A New Algorithm for Finding Mixed Layer Depths with Applications to Argo Data and Subantarctic Mode Water Formation. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **26**(9), 1920–1939.
- HORNE, EPW, & PLATT, T. 1984. The dominant space and time scales of variability in the physical and biological fields on continental shelves. *Rapports et Procès-Verbaux des Réunions du Conseil International pour l'Exploration de la Mer*, **183**, 8–19.
- HOSKINS, BJ. 1975. The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations. *Journal of Atmospheric Sciences*, **32**, 233–242.
- HOSKINS, BJ, & BRETHERTON, FP. 1972. Atmospheric frontogenesis models : Mathematical formulation and solution. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **29**(1), 11–37.
- HOSKINS, BJ, DRAGHICI, I, & DAVIES, HC. 1978. A new look at the ω -equation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **104**(439), 31–38.
- HOSKINS, BJ, MCINTYRE, ME, & ROBERTSON, ANDREW W. 1985. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **111**(470), 877–946.
- HUISMAN, J, SHARPLES, J, STROOM, JM, VISSER, PM, KARDINAAL, WEA, VERSPAGEN, JMH, & SOMMEIJER, B. 2004. Changes in turbulent mixing shift competition for light between phytoplankton species. *Ecology*, **85**(11), 2960–2970.
- HWANG, JH, YAMAZAKI, H, & REHMANN, CR. 2006. Buoyancy generated turbulence in stably stratified flow with shear. *Physics of Fluids*, **18**, 045104.

- IMBERGER, J, & BOASHASH, B. 1986. Application of the Wigner 8211;Ville Distribution to Temperature Gradient Microstructure : A New Technique to Study Small-Scale Variations. *Journal of Physical Oceanography*, **16**(12), 1997–2012.
- IMBERGER, J, & IVEY, GN. 1991. On the Nature of Turbulence in a Stratified Fluid. Part II : Application to Lakes. *Journal of Physical Oceanography*, **21**(5), 659–680.
- INGRAM, RG, WILLIAMS, WJ, VAN HARDENBERG, B, DAWE, JT, & CARMACK, E. 2008. Seasonal circulation over the Canadian Beaufort shelf. *On Thin Ice : A synthesis of the Canadian Arctic Shelf Exchange Study (CASES)*, edited by : Fortier, L., Barber, DG, and Michaud, J., Aboriginal Issues Press, Winnipeg, 13–38.
- INOUE, R, YAMAZAKI, H, WOLK, F, KONO, T, & YOSHIDA, J. 2007. An estimation of buoyancy flux for a mixture of turbulence and double diffusion. *Journal of Physical Oceanography*, **37**(3), 611–624.
- INOUE, R, GREGG, MC, & HARCOURT, RR. 2010. Mixing rates across the Gulf Stream, part 1 : on the formation of eighteen degree water. *Journal of Marine Research*, **68**(5), 643–671.
- IVEY, GN, & IMBERGER, J. 1991. On the Nature of Turbulence in a Stratified Fluid. Part I : The Energetics of Mixing. *Journal of Physical Oceanography*, **21**(5), 650–658.
- IVEY, GN, & NOKES, RI. 1989. Vertical mixing due to the breaking of critical internal waves on sloping boundaries. *Journal of Fluid Mechanics*, **204**, 479–500.
- IVEY, GN, IMBERGER, J, & KOSEFF, JR. 1998. Buoyancy fluxes in a stratified fluid. *Coastal and Estuarine Studies*, **54**, 377–388.
- IVEY, GN, WINTERS, KB, & KOSEFF, JR. 2008. Density stratification, turbulence, but how much mixing? *Annual Review of Fluid Mechanics*, **40**(1), 169–184.
- JACKSON, JM, CARMACK, EC, McLAUGHLIN, FA, ALLEN, SUSAN E, & INGRAM, RG. 2010. Identification, characterization, and change of the near-surface temperature maximum in the Canada Basin, 1993–2008. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **115**(C5).
- JACKSON, JM, ALLEN, SE, McLAUGHLIN, FA, WOODGATE, RA, & CARMACK, EC. 2011. Changes to the near-surface waters in the Canada Basin, Arctic Ocean from 1993–2009 : A basin in transition. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **116**(C10).

- JACKSON, PR, & REHMANN, CR. 2003. Laboratory measurements of differential diffusion in a diffusively stable, turbulent flow. *Journal of Physical Oceanography*, **33**(8), 1592–1603.
- JACKSON, PR, & REHMANN, CR. 2009. Theory for differential transport of scalars in sheared stratified turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, **621**, 1–21.
- JOHNSTON, TM, RUDNICK, DANIEL L, & PALLÀS-SANZ, E. 2011. Elevated mixing at a front. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **116**(C11).
- JOYCE, TM, THOMAS, LN, & BAHR, F. 2009. Wintertime observations of subtropical mode water formation within the Gulf Stream. *Geophysical Research Letters*, **36**(2), L02607.1–L02607.5.
- KADKO, D. 2000. Modeling the evolution of the Arctic mixed layer during the fall 1997 Surface Heat Budget of the Arctic Ocean (SHEBA) Project using measurements of ⁷Be. *Journal of Geophysical Research*, **105**(C2), 3369–3378.
- KADKO, D, & SWART, P. 2004. The source of the high heat and freshwater content of the upper ocean at the SHEBA site in the Beaufort Sea in 1997. *Journal of Geophysical Research*, **109**(C1), C01022.
- KAWAGUCHI, Y, KIKUCHI, T, & STEELE, M. 2013. Properties of diapycnal mixing and determination of vertical diffusivity in the seasonally ice-free Arctic Ocean : effects of double diffusive interleaving layers. *Page 3053 de : EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 15.
- KELLEY, DE. 1990. Fluxes through diffusive staircases : A new formulation. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **95**(C3), 3365–3371.
- KELLEY, DE. 2001. *Six questions about double-diffusive convection*. Tech. rept. DTIC Document.
- KELLEY, DE, FERNANDO, HJS, GARGETT, AE, TANNY, J, & ÖZSOY, E. 2003. The diffusive regime of double-diffusive convection. *Progress in Oceanography*, **56**(3), 461–481.
- KERR, RA. 2007. Is battered arctic sea ice down for the count? *Science*, **318**, 33–34.
- KIMURA, S, & SMYTH, W. 2007. Direct numerical simulation of salt sheets and turbulence in a double-diffusive shear layer. *Geophysical Research Letters*, **34**(21), L21610.

- KIMURA, S, SMYTH, W, & KUNZE, E. 2011. Turbulence in a sheared, salt-fingering-favorable environment : Anisotropy and effective diffusivities. *Journal of Physical Oceanography*, **41**(6), 1144–1159.
- KLEIN, P, & LAPEYRE, G. 2009. The oceanic vertical pump induced by mesoscale and submesoscale turbulence. *Annual Review of Marine Science*, **1**, 351–375.
- KLEIN, P, TREGUIER, A-M, & HUA, BL. 1998. Three-dimensional stirring of thermohaline fronts. *Journal of Marine Research*, **56**(3), 589–612.
- KOLMOGOROV, ANCR. 1941. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds' numbers. *Pages 301–305 de : Akademiia Nauk SSSR Doklady*, vol. 30.
- KOWALIK, Z, & PRUSHUTINSKY, AY. 1994. The Arctic Ocean tides. *Pages 137–158 de : JOHANNESSEN, OM, MUENCH, RD, & OVERLAND, JE (eds), The polar oceans and their role in shaping the global environment. The Nansen Centennial Volume. Geophysical Monograph Series, American Geophysical Union. Wiley Online Library.*
- KUNDU, PK, & COHEN, IM. 2008. *Fluid Mechanics*. Elsevier Academic Press. 872 p.
- KUNZE, E. 1985. *Near-inertial wave propagation in geostrophic shear*. Thèse de doctorat, University of Washington, Seattle. 90 p.
- LANOS, R. 2009. *Circulation régionale, masses d'eau, cycles d'évolution et transports entre la mer de Beaufort et de golfe d'Amundsen*. Thèse de doctorat, Université du Québec. INRS-Eau, Terre et Environnement. 245 p.
- LANSARD, B, MUCCI, A, MILLER, LA, MACDONALD, RW, & GRATTON, Y. 2012. Seasonal variability of water mass distribution in the southeastern Beaufort Sea determined by total alkalinity and $\delta^{18}\text{O}$. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **117**(C3).
- LE FÈVRE, J, & FRONTIER, S. 1988. Influence of temporal characteristics of physical phenomena on plankton dynamics, as show by North-West European marine ecosystems. *Pages 245–272 de : ROTHSCHILD, J (ed), Toward a Theory on Biological-Physical Interactions in the World Ocean*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- LEGAL, C, KLEIN, P, TREGUIER, A-M, & PAILLET, J. 2007. Diagnosis of the vertical motions in a mesoscale stirring region. *Journal of Physical Oceanography*, **37**(5), 1413–1424.

- LENN, Y-D, WILES, PJ, TORRES-VALDES, S, ABRAHAMSEN, EP, RIPPETH, TP, SIMPSON, JH, BACON, S, LAXON, SW, POLYAKOV, I, IVANOV, V, *et coll.* 2009. Vertical mixing at intermediate depths in the Arctic boundary current. *Geophysical Research Letters*, **36**(5), L05601.
- LENTZ, SJ. 1992. The surface boundary layer in coastal upwelling regions. *Journal of Physical Oceanography*, **22**(12), 1517–1539.
- LEVITUS, S, & BOYER, TP. 1994. *World ocean atlas 1994 : temperature*. Tech. rept. US. Dept. of Commerce, NOAA Atlas NESDIS 4, Washington, DC.
- LEVITUS, S, BURGETT, R, & BOYER, TP. 1994. *World ocean atlas 1994 : salinity*. Tech. rept. US. Dept. of Commerce, NOAA Atlas NESDIS 4, Washington, DC.
- LÉVY, M, FERRARI, R, FRANKS, P JS, MARTIN, AP, & RIVIÈRE, P. 2012. Bringing physics to life at the submesoscale. *Geophysical Research Letters*, **39**(14).
- LINDSAY, RW, & ZHANG, J. 2005. The thinning of Arctic sea ice, 1988-2003 : Have we passed a tipping point? *Journal of Climate*, **18**, 4879–4894.
- LORENZ, EN. 1963. Deterministic nonperiodic flow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **20**(2), 130–141.
- LORKE, A, & PEETERS, F. 2006. Toward a unified scaling relation for interfacial fluxes. *Journal of Physical Oceanography*, **36**(5), 955–961.
- LOVEJOY, C, CARMACK, EC, LEGENDRE, L, & PRICE, NM. 2002. Water column interleaving : A new physical mechanism determining protist communities and bacterial states. *Limnology and Oceanography*, **47**(6), 1819–1831.
- LOVEL, B, & BOASHASH, B. 1987. Evaluation of criteria for detection of changes in nonstationary signals. *Pages 291–296 de : BOASHASH, B. (ed), Signal Processing : Theories, Implementations and Applications, Proceedings of IASTED 1987 International Symposium on Signal Processing and Its Applications*. Int. Assoc. of Sci. and Technol. for Devel., Zurich.
- LOZOVATSKY, I, FIGUEROA, M, ROGET, E, FERNANDO, HJS, & SHAPOVALOV, S. 2005. Observations and scaling of the upper mixed layer in the North Atlantic. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **110**(C5).
- LOZOVATSKY, ID, & FERNANDO, HJS. 2013. Mixing efficiency in natural flows. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **371**(1982).

- LOZOVATSKY, ID, ROGET, E, FERNANDO, HJS, FIGUEROA, M, & SHAPOVALOV, S. 2006. Sheared turbulence in a weakly stratified upper ocean. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, **53**(2), 387–407.
- LUECK, RG, & PICKLO, JJ. 1990. Thermal inertia of conductivity cells : Observations with a Sea-Bird cell. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **7**(5), 756–768.
- LUKETINA, DA, & IMBERGER, J. 2001. Determining Turbulent Kinetic Energy Dissipation from Batchelor Curve Fitting. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **18**(1), 100–113.
- MACDONALD, RW, SOLOMON, SM, CRANSTON, RE, WELCH, HE, YUNKER, MB, & GOBEIL, C. 1998. A sediment and organic carbon budget for the Canadian Beaufort Shelf. *Marine Geology*, **144**, 255–273.
- MACDONALD, RW, McLAUGHLIN, FA, & CARMACK, EC. 2002. Fresh water and its sources during the SHEBA drift in the Canada Basin of the Arctic Ocean. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **49**(10), 1769–1785.
- MACINTYRE, S. 1993. Vertical mixing in a shallow, eutrophic lake : Possible consequences for light climate of phytoplankton. *Limnology and Oceanography*, **38**, 798–817.
- MACINTYRE, S, FLYNN, KM, & ROMERO, JR. 1999. Boundary mixing and nutrient fluxes in Mono Lake. *Limnology and Oceanography*, **44**, 512–529.
- MACKINNON, JA, & GREGG, MC. 2003. Mixing on the late-summer New England Shelf-solibores, shear, and stratification. *Journal of Physical Oceanography*, **33**(7), 1476–1492.
- MACVEAN, MK, & WOODS, JD. 1980. Redistribution of scalars during upper ocean frontogenesis : A numerical model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **106**(448), 293–311.
- MAHADEVAN, A, & TANDON, A. 2006. An analysis of mechanisms for submesoscale vertical motion at ocean fronts. *Ocean Modelling*, **14**(3), 241–256.
- MARSDEN, RF, PAQUET, R, & INGRAM, RG. 1994a. Currents under Land-Fast Ice in the Canadian Arctic Archipelago .1. Vertical Velocities. *Journal of Marine Research*, **52**(6), 1017–1036.

- MARSDEN, RF, INGRAM, RG, & LEGENDRE, L. 1994b. Currents under Land-Fast Ice in the Canadian Arctic Archipelago .2. Vertical Mixing. *Journal of Marine Research*, **52**(6), 1037–1049.
- MARTIN, JOHANNIE, TREMBLAY, JEAN-ÉRIC, GAGNON, JONATHAN, TREMBLAY, GENEVIÈVE, LAPOUSSIÈRE, AMANDINE, JOSE, CAROLINE, POULIN, MICHEL, GOSSELIN, MICHEL, GRATTON, YVES, & MICHEL, CHRISTINE. 2010. Prevalence, structure and properties of subsurface chlorophyll maxima in Canadian Arctic waters. *Marine Ecology Progress Series*, **412**, 69–84.
- MAY, BD, & KELLEY, DE. 1997. Effect of baroclinicity on double-diffusive interleaving. *Journal of Physical Oceanography*, **27**(9), 1997–2008.
- MAY, BD, & KELLEY, DE. 2001. Growth and steady state stages of thermohaline intrusions in the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **106**(C8), 16783–16794.
- MAY, BD, & KELLEY, DE. 2002. Contrasting the interleaving in two baroclinic ocean fronts. *Dynamics of atmospheres and oceans*, **36**(1), 23–42.
- MAYKUT, GA, & MCPHEE, MG. 1995. Solar heating of the Arctic mixed layer. *Journal of Geophysical Research*, **100**(C12), 24691–24.
- MCLAREN, AS, SERREZE, MC, & BARRY, RG. 1987. Seasonal variations of sea ice motion in the Canada basin and their implications. *Journal of Geophysical Research*, **14**, 1123–1126.
- MCLAUGHLIN, FA, CARMACK, EC, MACDONALD, RW, & BISHOP, JK. 1996. Physical and geochemical properties across the Atlantic/Pacific water masses front in the southern Canadian Basin. *Journal of Geophysical Research*, **101**, 1183–1197.
- MCLAUGHLIN, FA, CARMACK, EC, MACDONALD, RW, MELLING, H, SWIFT, JH, WHEELER, PA, SHERR, BF, & SHERR, EB. 2004. The joint roles of Pacific and Atlantic-origin waters in the Canada Basin, 1997–1998. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, **51**(1), 107–128.
- MCPHEE, MG. 1992. Turbulent heat flux in the upper ocean under sea ice. *Journal of Geophysical Research*, **97**, 5365–5379.
- MCPHEE, MG. 1998. An inertial-dissipation method for estimating turbulent flux in buoyancy-driven, convective boundary layers. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **103**(C2), 3249–3255.

- MCPHEE, MG. 1999. Parametrization of mixing in the ocean boundary layer. *Journal of Marine Systems*, **21**, 55–65.
- MCWILLIAMS, JC. 2008. Fluid dynamics at the margin of rotational control. *Environmental Fluid Mechanics*, **8**(5), 441–449.
- MCWILLIAMS, JC, MOLEMAKER, JM, & YAVNEH, I. 2001. *From stirring to mixing of momentum : Cascades from balanced flows to dissipation in the oceanic interior*. Tech. rept. DTIC Document.
- MCWILLIAMS, JC, COLAS, F, & MOLEMAKER, MJ. 2009a. Cold filamentary intensification and oceanic surface convergence lines. *Geophysical Research Letters*, **36**(18), L18602.1–L18602.5.
- MCWILLIAMS, JC, MOLEMAKER, MJ, & OLAFSDOTTIR, EI. 2009b. Linear fluctuation growth during frontogenesis. *Journal of Physical Oceanography*, **39**(12), 3111–3129.
- MEEHL, GA, STOCKER, TF, COLLINS, WD, FRIEDLINGSTEIN, P, GAYE, AT, GREGORY, JM, KITO, A, KNUTTI, R, MURPHY, JM, NODA, A, RAPER, SCB, WATTERSON, G, WEAVER, AJ, & ZHAO, Z-C. 2007. Global Climate Projections. *Dans : Climate Change 2007 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*.
- MERRYFIELD, WJ. 2000. Origin of thermohaline staircases. *Journal of Physical Oceanography*, **30**(5), 1046–1068.
- MERRYFIELD, WJ. 2002. Intrusions in double-diffusively stable Arctic waters : Evidence for differential mixing? *Journal of Physical Oceanography*, **32**(5), 1452–1459.
- MERRYFIELD, WJ. 2005. Dependence of differential mixing on N and $R\rho$. *Journal of physical oceanography*, **35**(6), 991–1003.
- MESINGER, F, DIMEGO, G, KALNAY, E, MITCHELL, K, SHAFRAN, PC, EBISUZAKI, W, JOVIC, D, WOOLLEN, J, ROGERS, E, BERBERY, EH, *et coll.* 2006. North American regional reanalysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **87**(3), 343–360.
- MOLEMAKER, MJ, MCWILLIAMS, JC, & YAVNEH, I. 2005. Baroclinic instability and loss of balance. *Journal of physical oceanography*, **35**(9), 1505–1517.

- MOLEMAKER, MJ, MCWILLIAMS, JC, & CAPET, X. 2010. Balanced and unbalanced routes to dissipation in an equilibrated Eady flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **654**, 35.
- MOUM, JN. 1996. Efficiency of mixing in the main thermocline. *Journal of Geophysical Research*, **101**(12), 12057–12069.
- MUELLER, RD, SMYTH, WD, & RUDDICK, B. 2007. Shear and convective turbulence in a model of thermohaline intrusions. *Journal of Physical Oceanography*, **37**(10), 2534–2549.
- MULLER, P. 1984. Small-scale vortical motions. *Pages 249–262 de : Internal Gravity Waves and Small-scale Turbulence, Proceedings, Hawaiian Winter Workshop*. Hawaii Institute of Geophysics.
- NAGAI, T, TANDON, A, YAMAZAKI, H, & DOUBELL, MJ. 2009. Evidence of enhanced turbulent dissipation in the frontogenetic Kuroshio Front thermocline. *Geophysical Research Letters*, **36**(12), L12609.
- NAGAI, T, TANDON, A, YAMAZAKI, H, DOUBELL, MJ, & GALLAGER, S. 2012. Direct observations of microscale turbulence and thermohaline structure in the Kuroshio Front. *Journal of Geophysical Research*, **117**(C8), C08013.
- NANDI, P, HOLBROOK, W, PEARSE, S, PÁRAMO, P, & SCHMITT, RW. 2004. Seismic reflection imaging of water mass boundaries in the Norwegian Sea. *Geophysical Research Letters*, **31**(23).
- NASH, JD, & MOUM, JN. 2002. Microstructure estimates of turbulent salinity flux and the dissipation spectrum of salinity. *Journal of physical oceanography*, **32**(8), 2312–2333.
- NIKURASHIN, M, VALLIS, GK, & ADCROFT, A. 2012. Routes to energy dissipation for geostrophic flows in the Southern Ocean. *Nature Geoscience*, **6**(1), 48–51.
- OAKEY, NS. 1982. Determination of the Rate of Dissipation of Turbulent Energy from Simultaneous Temperature and Velocity Shear Microstructure Measurements. *Journal of Physical Oceanography*, **12**(3), 256–271.
- OAKEY, NS. 1985. Statistics of mixing parameters in the upper ocean during JASIN Phase 2. *Journal of physical oceanography*, **15**(12), 1662–1675.

- OAKEY, NS. 1988. *Estimate of mixing inferred from temperature and velocity microstructure*. In «*Small-Scale Turbulence and Mixing in the Ocean* ». ed. J. Nihoul and B. Jamart., Amsterdam :Elsevier, pp.239-248.
- OAKEY, NS, & ELLIOTT, JA. 1982. Dissipation within the surface mixed layer. *Journal of physical oceanography*, **12**(2), 171–185.
- OLDHAM, CE, & LAVERY, PS. 1999. Porwater nutrient fluxes in a shallow fetch-limited estuary. *Mar. Ecol. Prog. Ser.*, **183**, 39–47.
- OMSTEDT, A, CARMACK, EC, & MACDONALD, RW. 1994. Modeling the seasonal cycle of salinity in the Mackenzie shelf/estuary. *Journal of Geophysical Research*, **99**, 10011–10022.
- OSBORN, TR, & COX, CS. 1972. Oceanic fine structure. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, **3**(1), 321–345.
- PADMAN, L. 1995. Small-scale physical processes in the Arctic Ocean. *Dans* : SMITH, WO, & GREBMEIER, JM (eds), *Arctic Oceanography : Marginal Ice Zones and Continental Shelves, Coastal and Estuarine Studies*, vol. 49. AGU, Washington, D.C.
- PADMAN, L, & DILLON, TM. 1987. Vertical heat fluxes through the Beaufort Sea Thermohaline staircase. *Journal of Geophysical Research*, **92**, 10799–10806.
- PADMAN, L, & DILLON, TM. 1989. Thermal microstructure and internal waves in an oceanic diffusive staircase. *Deep-Sea Research*, **36**, 531–542.
- PADMAN, L, & DILLON, TM. 1991. Turbulent mixing near the Yermak Plateau during the Coordinated Eastern Arctic Experiment. *Journal of Geophysical Research*, **96**, 4769–4782.
- PAKA, VT, NABATOV, VN, LOZOVATSKY, ID, & DILLON, TM. 1999. Oceanic microstructure measurements by BAKLAN and GRIF. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **16**(11), 1519–1532.
- PALLÀS-SANZ, E, JOHNSTON, TMS, & RUDNICK, DL. 2010a. Frontal dynamics in a California Current System shallow front : 1. Frontal processes and tracer structure. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **115**(C12).
- PALLÀS-SANZ, E, JOHNSTON, TMS, & RUDNICK, DL. 2010b. Frontal dynamics in a California Current System shallow front : 2. Mesoscale vertical velocity. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **115**(C12).

- PARKINSON, CL, & COMISO, JC. 2013. On the 2012 record low Arctic sea ice cover : Combined impact of preconditioning and an August storm. *Geophysical Research Letters*, 1–6.
- PEDLOSKY, J. 1987. *Geophysical Fluid Dynamics. 1987*. Springer-Verlag. 710 p.
- PEROVICH, DK, RICHTER-MENGE, JA, JONES, KF, & LIGHT, B. 2008. Sunlight, water, and ice : Extreme Arctic sea ice melt during the summer of 2007. *Geophysical Research Letters*, **35**(11).
- PIERA, J, ROGET, E, & CATALAN, J. 2001. Turbulent patch identification in microstructure profiles : a method based on wavelet denoising and Thorpe displacement analysis. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **19**, 1390–1402.
- PINKEL, R. 2005. Near-inertial wave propagation in the western Arctic. *Journal of Physical Oceanography*, **35**(5), 645–665.
- POLLARD, RT, & REGIER, LA. 1992. Vorticity and vertical circulation at an ocean front. *Journal of Physical Oceanography*, **22**(6), 609–625.
- POLYAKOV, IV, TIMOKHOV, LA, ALEXEEV, VA, BACON, S, DMITRENKO, IA, FORTIER, L, FROLOV, IE, GASCARD, J-C, HANSEN, E, IVANOV, VV, *et coll.* 2010. Arctic Ocean warming contributes to reduced polar ice cap. *Journal of Physical Oceanography*, **40**(12), 2743–2756.
- POLYAKOV, IV, WALSH, JE, & KWOK, R. 2012. Recent changes of Arctic multiyear sea ice coverage and the likely causes. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **93**(2), 145–151.
- PRANDKE, H, & STIPS, A. 1998. Test measurements with an operational microstructure-turbulence profiler : Detection limit of dissipation rates. *Aquatic Sciences-Research Across Boundaries*, **60**(3), 191–209.
- RAINVILLE, L, & WINSOR, P. 2008. Mixing across the Arctic Ocean : Microstructure observations during the Beringia 2005 expedition. *Geophysical Research Letters*, **35**(8), L08606.1–L08606.5.
- REHMANN, CR, & HWANG, JH. 2005. Small-scale structure of strongly stratified turbulence. *Journal of physical oceanography*, **35**(2), 151–164.
- RICHARDSON, LF. 1922. *Weather Prediction by numerical Process, volume 516*. Cambridge Univ., Press, reprinted in 1965. Dover publications, New York. 252 p.

- ROGET, E, LOZOVATSKY, I, SANCHEZ, X, & FIGUEROA, M. 2006. Microstructure measurements in natural waters : Methodology and applications. *Progress in Oceanography*, **70**(2-4), 126–148.
- RUDDICK, B, ANIS, A, & THOMPSON, K. 2000. Maximum Likelihood Spectral Fitting : The Batchelor Spectrum. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**(11), 1541–1555.
- RUDELS, B, JONES, EP, ANDERSON, LG, & KATTNER, G. 1994. On the intermediate depth waters of the Arctic Ocean. *The polar oceans and their role in shaping the global environment. AGU Geophysical Monograph*, 33–46.
- RUDELS, B, BJORK, G, MUENCH, RD., & SCHAUER, U. 1999. Double-diffusive layering in the Eurasian Basin of the Arctic Ocean. *Journal of Marine Systems*, **21**(1-4), 3–27.
- RUDNICK, DL. 1996. Intensive surveys of the Azores Front 2. Inferring the geostrophic and vertical velocity fields. *Journal of Geophysical Research*, **101**(C7), 16291–16.
- RUELLE, D, & TAKENS, F. 1971. On the nature of turbulence. *Communications in mathematical physics*, **20**(3), 167–192.
- SAMIMY, M, BREUER, KS, LEAL, LG, & STEEN, PH. 2004. *A gallery of fluid motion*. Cambridge University Press. 118 p.
- SAWYER, JS, & SAWYER, JS. 1956. The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, **234**(1198), 346–362.
- SCHMITT, RW. 2003. Observational and laboratory insights into salt finger convection. *Progress In Oceanography*, **56**(3-4), 419–433.
- SHERR, BF, & SHERR, EB. 2003. Community respiration/production and bacterial activity in the upper water column of the central Arctic Ocean. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **50**(4), 529–542.
- SHIMADA, K, CARMACK, EC, HATAKEYAMA, K, & TAKIZAWA, T. 2001. Varieties of shallow temperature maximum waters in the western Canadian Basin of the Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*, **28**, 3441–3444.
- SHIMADA, K, KAMOSHIDA, T, ITOH, M, NISHINO, S, CARMACK, E, McLAUGHLIN, F, ZIMMERMANN, S, & PROSHUTINSKY, A. 2006. Pacific Ocean inflow : Influence

- on catastrophic reduction of sea ice cover in the Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*, **33**(8), L08605.1–L08605.4.
- SIREVAAG, A, & FER, I. 2012. Vertical heat transfer in the Arctic Ocean : The role of double-diffusive mixing. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **117**(C7).
- SMITH, KS, & FERRARI, R. 2009. The production and dissipation of compensated thermohaline variance by mesoscale stirring. *Journal of Physical Oceanography*, **39**(10), 2477–2501.
- SMITH, STUART D. 1988. Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **93**(C12), 15467–15472.
- SMYTH, WD, & KIMURA, S. 2007. Instability and diapycnal momentum transport in a double-diffusive, stratified shear layer. *Journal of Physical Oceanography*, **37**(6), 1551–1565.
- SMYTH, WD, & MOUM, JN. 2000. Anisotropy of turbulence in stably stratified mixing layers. *Physics of Fluids*, **12**, 1343–1362.
- SMYTH, WD, & RUDDICK, B. 2010. Effects of ambient turbulence on interleaving at a baroclinic front. *Journal of Physical Oceanography*, **40**(4), 685–712.
- SMYTH, WD, MOUM, JN, & CALDWELL, DR. 2001. The efficiency of mixing in turbulent patches : Inferences from direct simulations and microstructure observations. *Journal of Physical Oceanography*, **31**(8), 1969–1992.
- SMYTH, WD, NASH, JD, & MOUM, JN. 2005. Differential diffusion in breaking Kelvin-Helmholtz billows. *Journal of physical oceanography*, **35**(6), 1004–1022.
- SMYTH, WD, BURCHARD, H, & UMLAUF, L. 2012. Baroclinic Interleaving Instability : A Second-Moment Closure Approach. *Journal of Physical Oceanography*, **42**(5), 764–784.
- SPALL, MA. 1995. Frontogenesis, subduction, and cross-front exchange at upper ocean fronts. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **100**(C2), 2543–2557.
- SPALL, MA. 1997. Baroclinic Jets in Confluent Flow. *Journal of physical oceanography*, **27**(6), 1054–1071.

- ST-LAURENT, L, & SCHMITT, RW. 1999. The contribution of salt fingers to vertical mixing in the North Atlantic Tracer Release Experiment. *Journal of Physical Oceanography*, **29**(7), 1404–1424.
- STEELE, M, MORISON, J, ERMOLD, W, RIGOR, I, ORTMAYER, M, & SHIMADA, K. 2004. Circulation of summer Pacific halocline water in the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **109**(C2).
- STEELE, M, ERMOLD, W, & ZHANG, J. 2011. Modeling the formation and fate of the near-surface temperature maximum in the Canadian Basin of the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **116**(C11).
- STERN, ME. 1965. Interaction of a uniform wind stress with a geostrophic vortex. *Pages 355–367 de : Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, vol. 12. Elsevier.
- STILLINGER, DC, HELLAND, KN, & VAN ATTA, CW. 1983. Experiments on the transition of homogeneous turbulence to internal waves in a stratified fluid. *Journal of fluid mechanics*, **131**, 91–122.
- STONE, PH. 1966. Frontogenesis by horizontal wind deformation fields. *Journal of Atmospheric Sciences*, **23**, 455–465.
- STROEVE, J, SERREZE, M, DROBOT, S, GEARHEARD, S, HOLLAND, M, MASLANIK, J, MEIER, W, & SCAMBOS, T. 2008. Arctic sea ice extent plummets in 2007. *EOS, Transactions American Geophysical Union*, **89**(2), 13–14.
- STROEVE, JC, SERREZE, MC, HOLLAND, MM, KAY, JE, MALANIK, J, & BARRETT, AP. 2012. The Arctic's rapidly shrinking sea ice cover : a research synthesis. *Climatic Change*, **110**(3-4), 1005–1027.
- SUN, C. 2010. *GTSP Real-time Quality Control Manual Revised Edition*. Intergovernmental Oceanographic Commission, *Manuals and Guides no. 22*. Unesco. 145 p.
- SUNDFJORD, A, FER, I, KASAJIMA, Y, & SVENDSEN, H. 2007. Observations of turbulent mixing and hydrography in the marginal ice zone of the Barents Sea. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **112**(C5).
- TAYLOR, GI. 1935. Statistical theory of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **151**(873), 421–444.
- TAYLOR, J. 1988. The fluxes across a diffusive interface at low values of the density ratio. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, **35**(4), 555–567.

- TAYLOR, JR, & FERRARI, R. 2009. On the equilibration of a symmetrically unstable front via a secondary shear instability. *Journal of Fluid Mechanics*, **622**(1), 103–113.
- TAYLOR, JR, & FERRARI, R. 2010. Buoyancy and wind-driven convection at mixed layer density fronts. *Journal of Physical Oceanography*, **40**(6), 1222–1242.
- THOMAS, LN. 2005. Destruction of potential vorticity by winds. *Journal of physical oceanography*, **35**(12), 2457–2466.
- THOMAS, LN, & JOYCE, TM. 2010. Subduction on the northern and southern flanks of the Gulf Stream. *Journal of Physical Oceanography*, **40**(2), 429–438.
- THOMAS, LN, & LEE, CM. 2005. Intensification of ocean fronts by down-front winds. *Journal of Physical Oceanography*, **35**(6), 1086–1102.
- THOMAS, LN, & TAYLOR, JR. 2010. Reduction of the usable wind-work on the general circulation by forced symmetric instability. *Geophysical Research Letters*, **37**(18), L18606.
- THOMAS, LN, TANDON, A, & MAHADEVAN, A. 2008. Submesoscale processes and dynamics. *Ocean Modeling in an Eddying Regime, Geophysical Monograph Series*, **177**, 17–38.
- THOMAS, LN, TAYLOR, JR, FERRARI, R, & JOYCE, TM. 2013. Symmetric instability in the Gulf Stream. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, **91**, 96–110.
- THORODDSEN, ST, & VAN ATTA, CW. 1996. Experiments on density-gradient anisotropies and scalar dissipation of turbulence in a stably stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive*, **322**(1), 383–409.
- THORPE, SA. 1977. Turbulence and Mixing in a Scottish Loch. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, **286**, 125–181.
- THORPE, SA. 2005. *Turbulent Ocean*. Cambridge University Press. 439 p.
- TIMMERMANS, M-L, TOOLE, J, PROSHUTINSKY, A, KRISHFIELD, R, & PLUEDDEMANN, A. 2008. Eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean, observed from ice-tethered profilers. *Journal of Physical Oceanography*, **38**(1), 133–145.
- TREMBLAY, J-É, BÉLANGER, S, BARBER, DG, ASPLIN, M, MARTIN, J, DARNIS, G, FORTIER, L, GRATTON, Y, LINK, H, ARCHAMBAULT, P, *et coll.* 2011. Climate forcing multiplies biological productivity in the coastal Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*, **38**(18).

- TREMBLAY, JEAN-ÉRIC, & GAGNON, JONATHAN. 2009. The effects of irradiance and nutrient supply on the productivity of Arctic waters : a perspective on climate change. *Pages 73–93 de : Influence of Climate Change on the Changing Arctic and Sub-Arctic Conditions*. Springer.
- TREMBLAY, JEAN-ÉRIC, SIMPSON, KYLE, MARTIN, JOHANNIE, MILLER, LISA, GRATTON, YVES, BARBER, DAVID, & PRICE, NEIL M. 2008. Vertical stability and the annual dynamics of nutrients and chlorophyll fluorescence in the coastal, southeast Beaufort Sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **113**(C7), C07S90.1–C07S90.14.
- TURNER, J, OVERLAND, JE, & WALSH, JE. 2007. An Arctic and Antarctic perspective on recent climate change. *International Journal of Climatology*, **27**, 277–293.
- VALLIS, GK. 2006. *Atmospheric and oceanic fluid dynamics : fundamentals and large-scale circulation*. Cambridge University Press.
- VON APPEN, W-J, & PICKART, RS. 2012. Two configurations of the western Arctic shelfbreak current in summer. *Journal of Physical Oceanography*, **42**(3), 329–351.
- WALSH, D, & RUDDICK, B. 1998. Nonlinear equilibration of thermohaline intrusions. *Journal of Physical Oceanography*, **28**(6), 1043–1070.
- WANG, J, ZHANG, J, WATANABE, E, IKEDA, M, MIZOBATA, K, WALSH, JE, BAI, X, & WU, B. 2009. Is the Dipole Anomaly a major driver to record lows in Arctic summer sea ice extent? *Geophysical Research Letters*, **36**(5).
- WELANDER, P. 1955. Studies on the General Development of Motion in a Two-Dimensional, Ideal Fluid. *Tellus*, **7**(2), 141–156.
- WIJESEKERA, HEMANTHA W, & DILLON, THOMAS M. 1997. Shannon entropy as an indicator of age for turbulent overturns in the oceanic thermocline. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **102**(C2), 3279–3291.
- WILLIAMS, RT. 1967. Atmospheric frontogenesis : A numerical experiment. *Journal of Atmospheric Sciences*, **24**, 627–641.
- WILLIAMS, WJ, & CARMACK, EC. 2008. Combined effect of wind-forcing and isobath divergence on upwelling at Cape Bathurst, Beaufort Sea. *Journal of Marine Research*, **66**(5), 645–663.

- WILLIAMS, WJ, CARMACK, EC, SHIMADA, K, MELLING, H, AAGAARD, K, MACDONALD, RW, & INGRAM, GR. 2006. Joint effects of wind and ice motion in forcing upwelling in Mackenzie Trough, Beaufort Sea. *Continental Shelf Research*, **26**(19), 2352–2366.
- WINTERS, KB, LOMBARD, PN, RILEY, JJ, & D'ASARO, EA. 1995. Available potential energy and mixing in density-stratified fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, **289**, 115–128.
- WOODGATE, RA, & AAGAARD, K. 2005. Revising the Bering Strait freshwater flux into the Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*, **32**(2).
- WOODGATE, RA, AAGAARD, K, MUENCH, RD, GUNN, J, BJÖRK, G, RUDELS, B, ROACH, AT, & SCHAUER, U. 2001. The Arctic Ocean boundary current along the Eurasian slope and the adjacent Lomonosov Ridge : Water mass properties, transports and transformations from moored instruments. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **48**(8), 1757–1792.
- WOODGATE, RA, AAGAARD, K, & WEINGARTNER, TJ. 2005. A year in the physical oceanography of the Chukchi Sea : Moored measurements from autumn 1990–1991. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **52**(24), 3116–3149.
- WOODGATE, RA, AAGAARD, K, & WEINGARTNER, TJ. 2006. Interannual changes in the Bering Strait fluxes of volume, heat and freshwater between 1991 and 2004. *Geophysical Research Letters*, **33**(15), L15609.
- WOODGATE, RA, WEINGARTNER, T, & LINDSAY, R. 2010. The 2007 Bering Strait oceanic heat flux and anomalous Arctic sea-ice retreat. *Geophysical Research Letters*, **37**(1), L01602.
- WOODS, JD. 1985. The physics of thermocline ventilation. *Elsevier Oceanography Series*, **40**, 543–590.
- WOODS, JD, ONKEN, R, & FISHER, J. 1986. Thermohaline intrusions created isopycnally at oceanic fronts are inclined to isopycnals. *Nature*, **322**, 446–449.
- YANG, J. 2006. The seasonal variability of the Arctic Ocean Ekman transport and its role in the mixed layer heat and salt fluxes. *Journal of Climate*, **19**(20), 5366–5387.
- ZHANG, JB, SCHMITT, RW, & HUANG, RX. 1998. Sensitivity of the GFDL modular ocean model to parameterization of double-diffusive processes. *Journal of Physical Oceanography*, **28**(4), 589–605.

Données de microstructure, 2004–2007

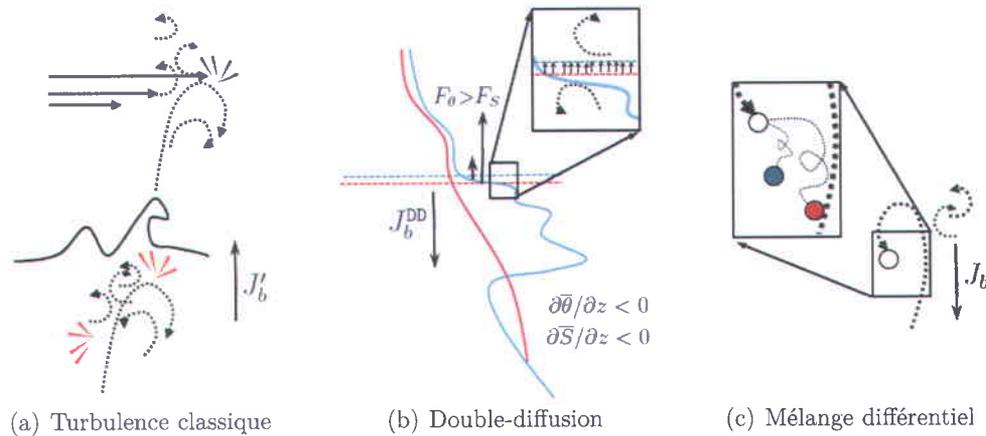


FIGURE A.1 – Schématisation des différents types de mélange. (a) Turbulence classique générée par un cisaillement vertical (en haut) ou le bris d'une onde interne (en bas). Les traits rouges indiquent une dissipation de l'énergie cinétique turbulente (turbulence complète). (b) Double-diffusion à la tête d'une intrusion de subsurface (convection diffusive, donc en présence d'un profil $\partial\bar{\theta}/\partial z < 0$, en bleu, et $\partial\bar{S}/\partial z < 0$, en rouge). (c) Mélange différentiel généré par une turbulence incomplète, laquelle donne lieu à une restratification importante de la composante S (en rouge). Dans l'agrandissement (encadré), la restratification des composantes est illustrée par les traits pointillés.

Date	Station	Longitude	Latitude	Mélange	$K_{\rho,\min}$	$K_{\rho,\max}$
ArcticNet-2005						
19-08	DNA02	74°27,996'O	78°17,670'N	T	$3,15 \times 10^{-6}$	$1,66 \times 10^{-5}$
20-08	DNA15	75°38,148'O	77°33,786'N	DD	$2,86 \times 10^{-6}$	$2,04 \times 10^{-5}$
ArcticNet-2006						
09-09	132	72°19,186'O	79°00,402'N	T	$4,25 \times 10^{-6}$	$7,57 \times 10^{-6}$
12-09	126	73°25,468'O	77°21,198'N	MD	$4,54 \times 10^{-6}$	$3,01 \times 10^{-5}$
14-09	117	76°58,036'O	77°22,716'N	DD	$2,07 \times 10^{-5}$	$2,59 \times 10^{-5}$
16-09	115	71°12,118'O	76°20,916'N	MD	$1,24 \times 10^{-5}$	$4,69 \times 10^{-5}$
18-09	101	77°17,122'O	76°25,050'N	MD	$6,60 \times 10^{-6}$	$1,47 \times 10^{-5}$
ArcticNet-2007						
29-09	101	77°27,114'O	76°27,252'N	DD	$7,36 \times 10^{-6}$	$8,94 \times 10^{-6}$
01-10	115	71°19,050'O	76°22,200'N	DD	$3,02 \times 10^{-6}$	$1,81 \times 10^{-5}$
03-10	108	74°50,586'O	76°13,152'N	DD	$3,31 \times 10^{-6}$	$9,17 \times 10^{-6}$

TABLE A.1 – Type de mélange (T : turbulence, DD : double-diffusion ou MD : mélange différentiel; fig. A.1) et intervalle de diffusivité diapycnale empirique, K_{ρ} , pour les stations de microstructures échantillonnées entre 2004–2007 dans la baie de Baffin. La date de l'échantillonnage est précisée (en temps universel), de même que la position géographique des stations et le nom de la station CTD la plus proche du point de mesure.

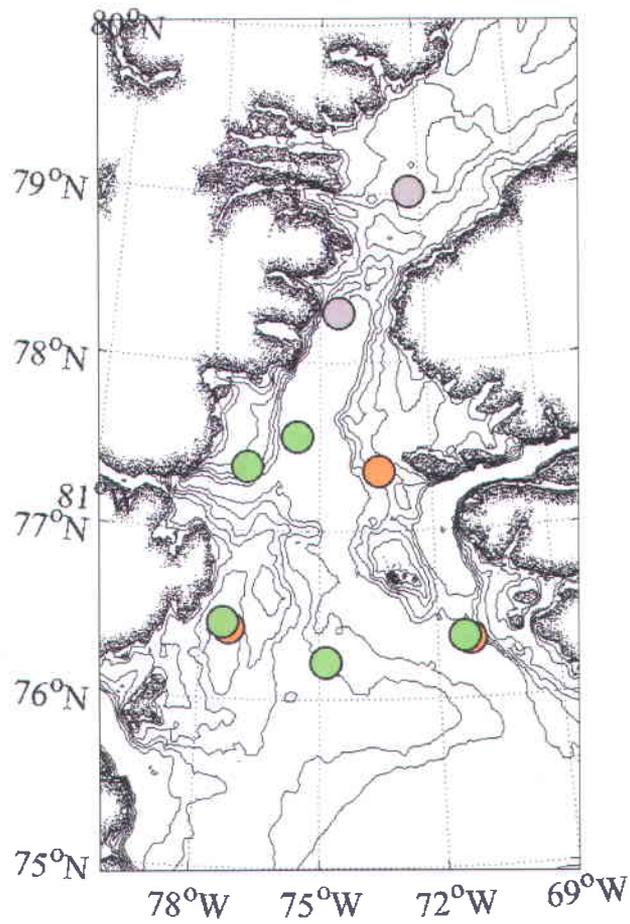


FIGURE A.2 – Stations échantillonnées dans la baie de Baffin. Les couleurs indiquent le type de mélange dominant dans la colonne d'eau sondée : turbulence (gris), mélange différentiel (orange) ou double-diffusion (vert).

Date	Station	Longitude	Latitude	Mélange	$K_{\rho,\min}$	$K_{\rho,\max}$
ArcticNet-2006						
25-10	334	80°47,784'O	67°52,998'N	DD	$2,28 \times 10^{-6}$	$6,99 \times 10^{-6}$
26-10	338	81°19,236'O	66°09,486'N	MD	$8,22 \times 10^{-6}$	$1,04 \times 10^{-5}$
27-10	350	80°30,000'O	64°30,600'N	T	$1,06 \times 10^{-5}$	$1,90 \times 10^{-5}$

TABLE A.2 – Type de mélange et intervalle de diffusivité diapycnale empirique, K_{ρ} , pour les stations de microstructures échantillonnées entre 2004–2007 dans le bassin de Foxe. La date de l'échantillonnage est précisée (en temps universel), de même que la position géographique des stations et le nom de la station CTD la plus proche du point de mesure.

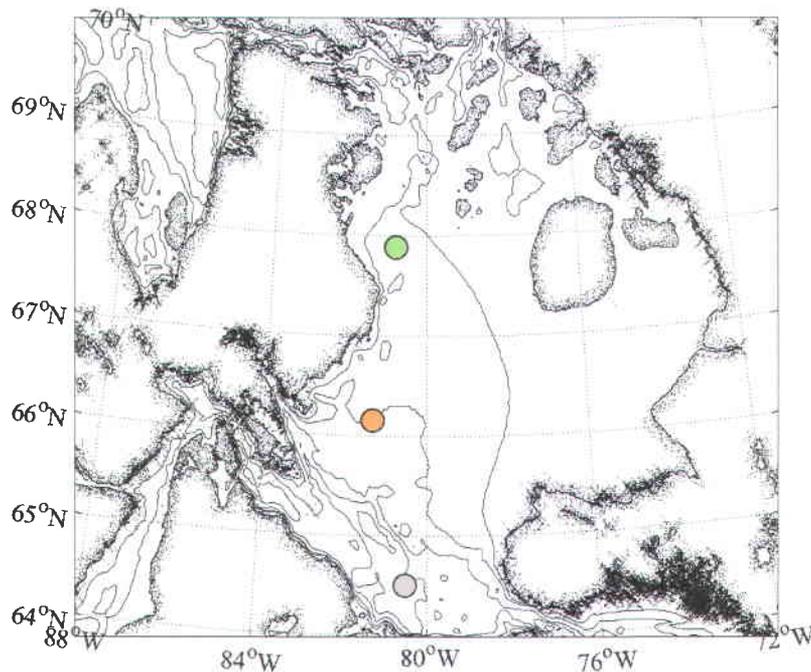


FIGURE A.3 – Stations échantillonnées dans la bassin de Foxe. Les couleurs indiquent le type de mélange dominant dans la colonne d'eau sondée : turbulence (gris), mélange différentiel (orange) ou double-diffusion (vert).

Date	Station	Longitude	Latitude	Mélange	$K_{\rho,\min}$	$K_{\rho,\max}$
ArcticNet–2005						
24–08	4	91°09,690'O	74°15,924'N	T	$3,56 \times 10^{-6}$	$9,15 \times 10^{-6}$
27–08	6	100°43,494'O	69°12,486'N	T	$2,56 \times 10^{-6}$	$9,79 \times 10^{-6}$
ArcticNet–2006						
23–09	307	100°33,216'O	74°25,482'N	MD	$3,25 \times 10^{-6}$	$3,90 \times 10^{-6}$
25–09	310	102°10,314'O	71°21,618'N	T	$1,25 \times 10^{-6}$	$3,24 \times 10^{-6}$
ArcticNet–2007						
07–10	302	86°13,505'O	74°09,648'N	DD	$5,52 \times 10^{-6}$	$2,27 \times 10^{-5}$
09–10	308	103°03,402'O	74°07,734'N	T	$3,05 \times 10^{-6}$	$7,89 \times 10^{-6}$

TABLE A.3 – Type de mélange et intervalle de diffusivité diapycnale empirique, K_{ρ} , pour les stations de microstructures échantillonnées entre 2004–2007 dans le passage du Nord-Ouest. La date de l'échantillonnage est précisée (en temps universel), de même que la position géographique des stations et le nom de la station CTD la plus proche du point de mesure.

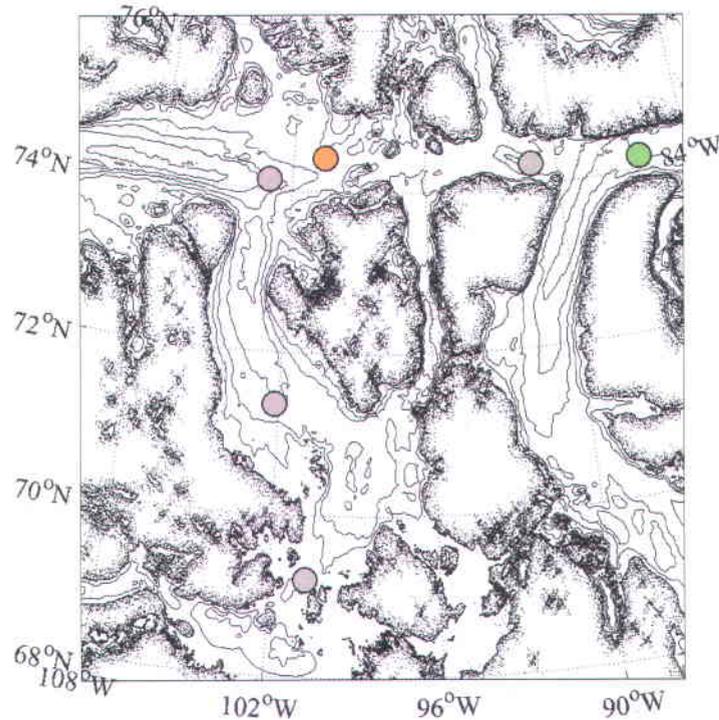


FIGURE A.4 – Stations échantillonnées dans le passage du Nord-Ouest. Les couleurs indiquent le type de mélange dominant dans la colonne d'eau sondée : turbulence (gris), mélange différentiel (orange) ou double-diffusion (vert).

Date	Station	Longitude	Latitude	Mélange	$K_{\rho,\min}$	$K_{\rho,\max}$
CASES-2004						
05-06	256	123°23,240'O	70°11,772'N	T	$1,56 \times 10^{-6}$	$4,55 \times 10^{-6}$
07-06	108	123°11,388'O	70°37,812'N	T	$1,75 \times 10^{-6}$	$3,33 \times 10^{-6}$
07-06	108	122°47,034'O	70°37,608'N	T	$2,23 \times 10^{-6}$	$3,18 \times 10^{-6}$
10-06	117	125°34,962'O	70°54,606'N	T	$2,58 \times 10^{-6}$	$5,17 \times 10^{-6}$
11-06	124	126°52,404'O	71°24,912'N	T	$2,65 \times 10^{-6}$	$2,86 \times 10^{-6}$
12-06	414	126°01,248'O	71°49,596'N	MD	$1,75 \times 10^{-6}$	$3,29 \times 10^{-6}$
15-06	406	127°42,096'O	71°18,390'N	T	$2,15 \times 10^{-6}$	$3,33 \times 10^{-6}$
16-06	406	127°44,496'O	71°19,002'N	MD	$2,81 \times 10^{-6}$	$2,88 \times 10^{-6}$
18-06	407	127°30,690'O	71°34,554'N	T	$3,27 \times 10^{-6}$	$4,49 \times 10^{-6}$
21-06	398	129°20,760'O	70°47,154'N	T	$3,18 \times 10^{-6}$	$3,60 \times 10^{-6}$
21-06	347	127°45,156'O	70°35,256'N	T	$2,20 \times 10^{-6}$	$3,64 \times 10^{-6}$
22-06	CA20	126°23,520'O	70°20,706'N	MD	$2,28 \times 10^{-6}$	$2,38 \times 10^{-6}$
27-06	609	130°29,304'O	70°55,752'N	MD	$8,39 \times 10^{-6}$	$8,80 \times 10^{-6}$
28-06	703	133°53,916'O	71°27,342'N	MD	$3,46 \times 10^{-6}$	$4,00 \times 10^{-6}$
30-06	709	133°39,828'O	70°55,860'N	T	$2,63 \times 10^{-6}$	$4,19 \times 10^{-6}$
ArcticNet-2005						
02-09	CA0505	127°19,086'O	71°08,436'N	DD	$2,97 \times 10^{-6}$	$9,25 \times 10^{-6}$
05-09	10	140°23,340'O	71°33,402'N	DD	$1,64 \times 10^{-6}$	$3,71 \times 10^{-6}$
06-09	CA0405	133°35,478'O	71°04,500'N	T	$6,66 \times 10^{-6}$	$7,31 \times 10^{-6}$
09-09	CA0805	125°54,894'O	71°00,318'N	DD	$2,21 \times 10^{-6}$	$4,26 \times 10^{-6}$
12-09	CA1805	123°08,826'O	70°41,538'N	T	$3,61 \times 10^{-6}$	$5,67 \times 10^{-6}$
13-09	12	122°57,786'O	69°55,032'N	T	$5,65 \times 10^{-6}$	$2,07 \times 10^{-5}$
ArcticNet-2006						
01-10	405	122°57,432'O	70°39,132'N	MD	$4,47 \times 10^{-6}$	$5,25 \times 10^{-6}$
03-10	408	127°31,068'O	71°16,518'N	DD	$3,65 \times 10^{-6}$	$4,58 \times 10^{-6}$
09-10	436	126°22,764'O	70°20,268'N	MD	$1,83 \times 10^{-6}$	$4,03 \times 10^{-6}$
18-10	407	126°03,366'O	71°01,152'N	T	$3,33 \times 10^{-6}$	$5,53 \times 10^{-6}$
CFL-2007						
22-10	408	127°32,298'O	71°16,998'N	T	$3,34 \times 10^{-6}$	$3,43 \times 10^{-6}$
23-10	407	125°57,984'O	71°01,416'N	T	$4,17 \times 10^{-6}$	$5,68 \times 10^{-6}$
25-10	1008	123°02,550'O	70°40,614'N	DD	$1,71 \times 10^{-6}$	$3,77 \times 10^{-6}$
28-10	1118	126°21,252'O	70°04,386'N	DD	$1,43 \times 10^{-6}$	$7,24 \times 10^{-6}$
31-10	1200	124°26,514'O	71°33,534'N	MD	$2,09 \times 10^{-6}$	$4,85 \times 10^{-6}$
02-11	1600	130°58,266'O	71°33,018'N	T	$6,98 \times 10^{-6}$	$1,09 \times 10^{-5}$
03-11	1902	125°55,998'O	71°33,750'N	T	$4,60 \times 10^{-6}$	$6,81 \times 10^{-6}$
05-11	1908	124°19,368'O	71°09,432'N	DD	$4,51 \times 10^{-6}$	$5,57 \times 10^{-6}$
06-11	1914	122°08,964'O	70°54,000'N	MD	$2,17 \times 10^{-6}$	$4,73 \times 10^{-6}$

TABLE A.5 – Type de mélange et intervalle de diffusivité diapycnale empirique, K_{ρ} , pour les stations de microstructures échantillonnées entre 2004–2007 dans la mer de Beaufort et le golfe d'Amundsen. La date de l'échantillonnage est précisée (en temps universel), de même que la position géographique des stations et le nom de la station CTD la plus proche du point de mesure.

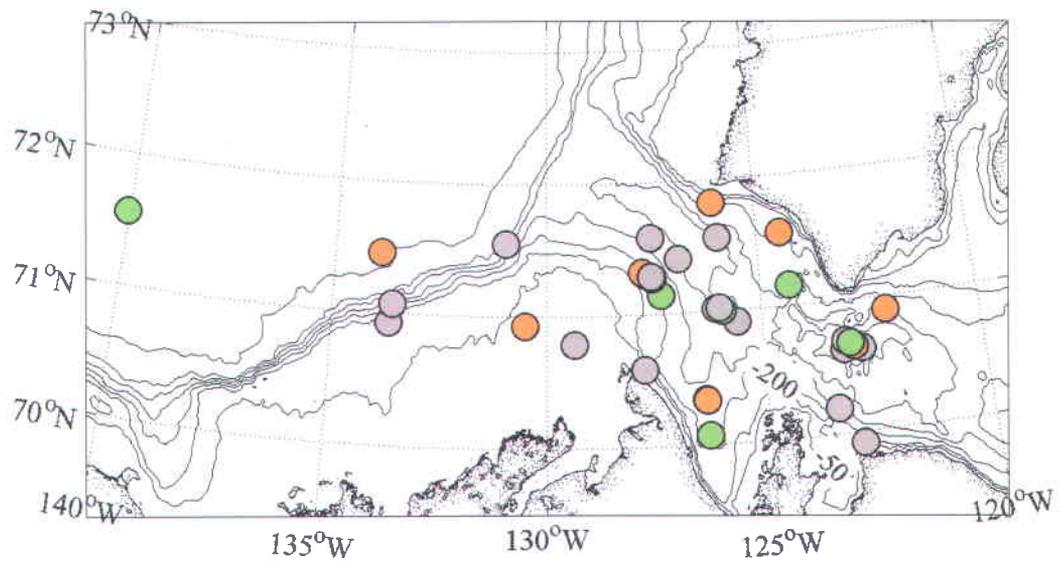


FIGURE A.5 – Stations échantillonnées dans le golfe d'Amundsen et la mer de Beaufort. Les couleurs indiquent le type de mélange dominant dans la colonne d'eau sondée : turbulence (gris), mélange différentiel (orange) ou double-diffusion (vert).

Ajustement des spectres de Batchelor

Comme mentionné dans le chapitre dédié à la théorie (voir chap. 1, sec. 1.1.4), l'observation empirique de la turbulence s'attarde généralement à la signature de micro-échelle du phénomène, à savoir le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ε , ou le taux de destruction de la variance thermique, χ_θ . Le SCAMP, qui se limite à l'enregistrement des fluctuations thermiques présentes dans le milieu, permet de quantifier le second de ces termes. En supposant que le mélange est stationnaire, homogène et isotrope,

$$\chi_\theta = 2\kappa_\theta \overline{\nabla\theta'^2} = 6\kappa_\theta \overline{\left(\frac{\partial\theta'}{\partial z}\right)^2}, \quad (\text{B.1})$$

lequel est, d'après Dillon & Caldwell (2001) et Oakey (1982), directement lié à l'intégrale sous la courbe du spectre des gradients de température, soit $\chi_\theta = 6\kappa_\theta \int_0^\infty S_{\text{obs}}(k) dk$, où $S_{\text{obs}}(k)$ correspond à la densité spectrale du signal enregistré par l'appareil en absence de bruit. Batchelor (1959) fut le premier à exprimer mathématiquement la forme du spectre S_{obs} dans son étude du comportement des scalaires passifs aux très petites échelles de l'espace, sous l'action d'une turbulence idéalisée. Selon cette théorie, le taux de contrainte (ou compression) auquel est soumis le champ scalaire est contrebalancé par le taux de diffusion que provoque l'agitation moléculaire à l'échelle

$$L_B = 2\pi k_B^{-1} = (\varepsilon/\nu\kappa_\theta^2)^{-1/4}, \quad (\text{B.2})$$

avec $\kappa_\theta = 1,4 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $\nu = 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, la diffusivité et la viscosité moléculaire, et k_B , le nombre d'onde de coupure de Batchelor. À cette échelle (appelée *échelle de Batchelor*), la forme unidimensionnelle du spectre des gradients de température (ou spectre de Batchelor, $S_B(k)$) prend la forme (Gibson & Scharz, 1963)

$$S_B(k; k_B, \chi_\theta) = (q/2)^{1/2} \frac{\chi_\theta}{\kappa_\theta k_B} f(\alpha), \quad f(\alpha) = \alpha \left[\exp -\alpha^2/2 - \alpha \int_\alpha^\infty \exp -x^2/2 dx \right] \quad (\text{B.3})$$

avec q , une constante universelle comprise entre 3,4–4,1 (Dillon & Caldwell, 2001; Oakey, 1982), $\alpha = (2q)^{1/2} k k_B^{-1}$, le nombre d'onde adimensionnel, et $f(\alpha)$, la forme adimensionnelle du spectre. Comme χ_θ peut aisément être déduit de l'équation B.1, l'ajustement du spectre théorique, $S_B(k)$ (éq. B.3) au spectre empirique observé, S_{obs} , ne demande qu'une estimation de l'échelle à laquelle débute la diffusion des fluctuations thermiques. Le nombre k_B qui permet le meilleur rapprochement des spectres $S_B - S_{\text{obs}}$ donne ainsi une estimation indirecte du taux de dissipation ε (éq. B.2), un paramètre essentiel pour la quantification des événements de mélange.

L'analyse des données La théorie de Batchelor présuppose que la turbulence échantillonnée est stationnaire. L'estimation de χ_θ et ε doit conséquemment se faire sur des segments stationnaires du profil θ'_z afin de respecter les postulats à la base de la relation B.3 (Imberger & Ivey, 1991; Luketina & Imberger, 2001; Oldham & Lavery, 1999). Cette segmentation est habituellement réalisée par le biais d'un algorithme de calcul autorégressif qui facilite la partition du signal (Etamad-Shahidi & Imberger, 2001; Imberger & Ivey, 1991; Lovel & Boashash, 1987; MacIntyre, 1993; MacIntyre *et coll.*, 1999). Chaque segment stationnaire identifié est donc analysé afin de déterminer le nombre d'onde k_B qui permet le meilleur ajustement du spectre de Batchelor et, de là, la meilleure estimation de ε . Dans le cadre de cette thèse, une méthode d'ajustement des spectres similaire à celle développée par Ruddick *et coll.* (2000) a été employée pour simplifier cette procédure.

B.1 Routine et procédure d'ajustement

De manière à automatiser la procédure d'ajustement des spectres de Batchelor, un code *Python* a été créé. Cette routine permet de réaliser une grande partie du prétraitement des données, à savoir ❶ l'élimination de la phase de stabilisation de l'appareil (c.-à-d. les premiers deux à dix mètres de données enregistrées), ainsi que de la portion ascendante du profil, ❷ le débruitage (par ondelettes) du signal et, enfin, ❸ la segmentation du profil (voir chap. 1, sec. 1.1.4). L'ajustement des spectres est réalisé par la suite, grâce à la classe `FitBatchelorSpectrum.py` qui, une fois calculé le spectre empirique des gradients pour un segment stationnaire donné, procède en plusieurs étapes :

- (1) Détermine le nombre d'onde de bruit, k_n , au-delà duquel le spectre empirique est largement contaminé par le bruit résiduel (fig. B.1b). Comme le signal des gradients de température a préalablement été débruité, k_n correspond au nombre d'onde auquel $S_{\text{obs}} = \min(S_{\text{obs}})$.
- (2) Boucle pour chercher le nombre d'onde de coupure k_B optimal, avec un pas initial de 10 cpm pour $k < k_n$ (fonction `kBSearch` ; fig. B.1c).
- (3) Calcule χ_θ (fonction `CalculateKhi`) entre le nombre d'onde de finestructure, $k_L = VC \times \text{med}(k_B)$ – avec $VC = 0,049 * P_r$ (Borgas *et coll.*, 2004), la constante de transition qui marque le passage entre l'intervalle inertiel-convectif et visqueux-convectif¹ de la turbulence, et $P_r = \nu / \kappa_\theta$, le nombre de Prandtl pour l'eau de mer, et le nombre d'onde k_n .
- (4) Calcule le spectre de Batchelor théorique (fonction `ThBatchelorSpectrum`) selon l'équation B.3.

1. Intervalle où domine la viscosité moléculaire, donc dans lequel sont freinés les tourbillons, ce qui provoque une accumulation de la variance scalaire aux plus petites échelles de l'espace. Cette accumulation se traduit par un changement dans la pente du spectre des gradients, qui passe de $k^{-5/3}$ à k^{-1} .

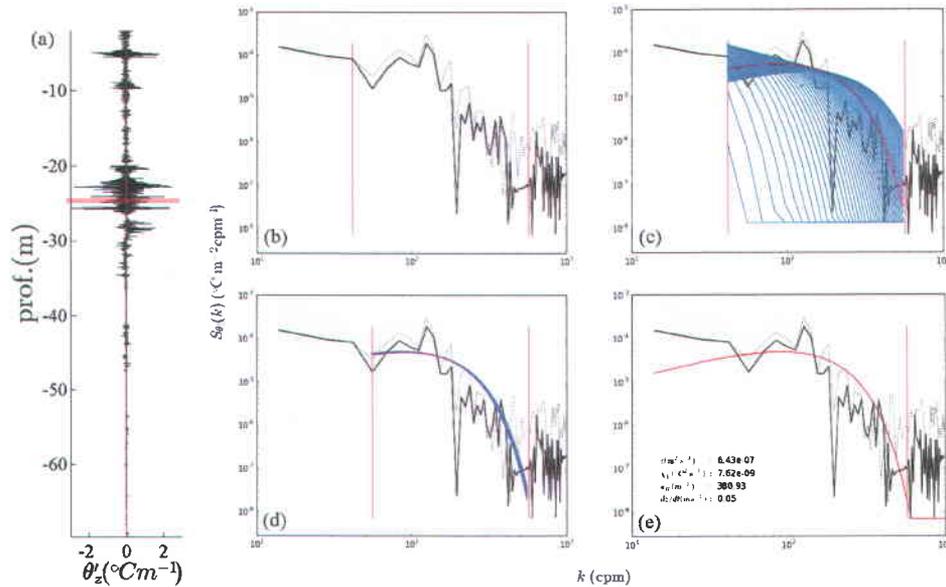


FIGURE B.1 – Procédure d’ajustement du spectre de Batchelor (routine `FitBatchelorSpectrum.py`). (a) Profil des gradients de température avec, en rouge, les limites verticales du segment stationnaire considéré. (b) Spectre empirique (trait noir, pointillé), spectre empirique débruité, $S_{\text{obs}}(k)$ (trait noir), et son intervalle de confiance à 95% (bande ombragée), ainsi que les nombres d’onde de finesstructure, k_L , et de bruit, k_n (droites verticales). (c) Idem à (b) avec, en bleu, le spectre de Batchelor, $S_B(k)$, évalué à différents k_B . (d) Idem à (c), mais pour une recherche raffinée. (e) Idem à (b) avec, en rouge, le spectre de Batchelor optimal. Le taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente, ε , le taux de destruction de la variance thermique, χ_θ , le nombre d’onde de Batchelor optimal, k_B , ainsi que la vitesse de descente du profileur à la profondeur du segment stationnaire considéré sont également précisés dans le coin inférieur gauche de ce graphique.

(5) Calcule la fonction (fonction `ComputeC11`)

$$C11 = - \sum_{i=1}^N \left(\frac{d}{S_B(k_i; k_B, \chi_\theta)} \times \chi_d^2 \left[\frac{dS_{\text{obs}}(k_i)}{S_B(k_i; k_B, \chi_\theta)} \right] \right), \quad (\text{B.4})$$

à chacun des N nombres d’onde compris entre k_L et k_n , avec χ_d^2 , une loi à densité de probabilité (avec d degrés de liberté; [Ruddick et coll. 2000](#)). Cette fonction sert d’estimateur de maximum de vraisemblance pour l’ajustement des spectres.

(6) Fin de la boucle.

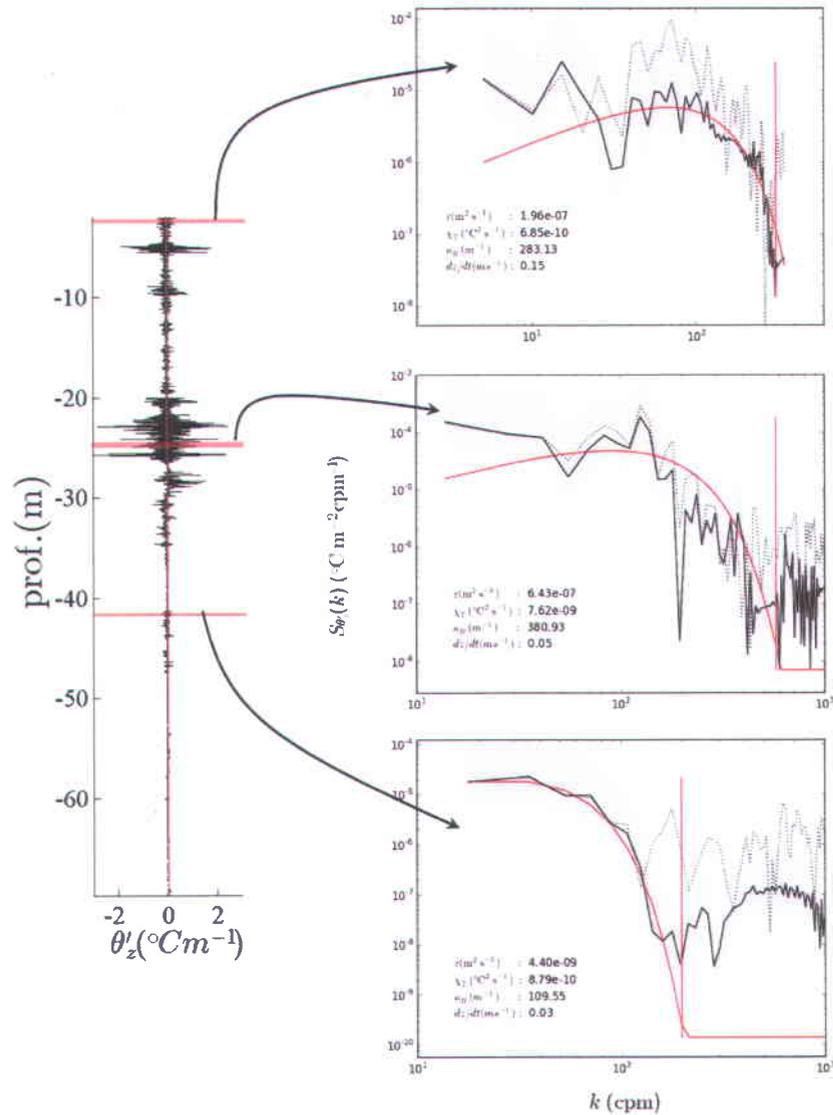


FIGURE B.2 – Exemples d’ajustement du spectre de Batchelor pour différents segments stationnaires d’un même profil. Pour chaque segment, sont indiqués : le spectre empirique (trait noir, pointillé), le spectre empirique débruité, $S_{\text{obs}}(k)$ (trait noir), et son intervalle de confiance à 95% (bande ombragée), le spectre de Batchelor théorique optimal (en rouge), ainsi que la position du nombre d’onde de bruit, k_n (droite verticale). Le taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente, ε , le taux de destruction de la variance thermique, χ_θ , le nombre d’onde de Batchelor optimal, k_B , ainsi que la vitesse de descente du profileur à la profondeur du segment stationnaire considéré sont également précisés dans le coin inférieur gauche des graphiques.

- (7) Retient le nombre d'onde k pour lequel $C11 = \max(C11)$. Ce nombre d'onde correspond au nombre d'onde de Batchelor optimal, $k_{B,\text{coarse}}$.
- (8) Reprend les étapes (2) à (7), pour les nombres d'onde compris entre $k_{B,\text{opt}} - 10 < k < k_{B,\text{coarse}} + 10$, avec un pas de 1 cpm (fig. B.1d). Retient le nombre d'onde k_B optimal de cette seconde recherche, $k_{B,\text{fine}}$.
- (9) Détermine, à l'aide d'une courbe polynomiale de deuxième degré qui reproduit la fonction $C11$ entre les nombres $k_{B,\text{fine}} - 5 < k < k_{B,\text{fine}} + 5$, avec un pas de 0,01 cpm, la position de l'extrémum (c.-à-d. du maximum local). Le k_B optimal correspond au nombre d'onde pour lequel $\partial C11/\partial k = \min(\partial C11/\partial k)$.
- (10) Retient le nombre d'onde k_B optimal, $k_{B,\text{opt}}$ (fig. B.1e).
- (11) Calcule la courbure de la fonction $C11$ à la position du maximum, $\partial^2(C11)/\partial k_B^2$.
- (12) Calcule l'erreur sur k_B selon que (Ruddick *et coll.*, 2000)

$$\text{var}(k_B) \geq -\frac{1}{\partial^2(C11)/\partial k_B^2}. \quad (\text{B.5})$$

L'intervalle de confiance à 95% correspond alors à $1,96 \times \text{var}(k_B)$.

- (13) Calcule ε (fonction `ComputeEpsilon`) et son intervalle de confiance d'après les résultats obtenus en (10) et (12), et selon que $k_B = (\varepsilon/\nu\kappa_\theta^2)^{1/4}$ (éq. B.2; fig. B.1e).
- (14) Calcule χ_θ (fonction `CalculateKhi`) entre le nombre d'onde de finestructure, $k_L = VC \times k_{B,\text{opt}}$, et le nombre d'onde de bruit, k_n .
- (15) Calcule le spectre de Batchelor théorique (fonction `ThBatchelorSpectrum`) selon l'équation B.3.
- (16) Calcule χ_θ (fonction `CalculateKhi`) aux nombres d'onde $k > k_{B,\text{opt}}/15$, ce qui donne l'estimation $\chi_{\theta,\text{all}}$.

(17) Évalue la qualité de l'ajustement (fonction `RejectionCriteria`) et rejette ce dernier ❶ si le pourcentage de $\chi_{\theta, \text{all}}$ (16) expliqué par la valeur obtenue en (14) est inférieur à 50%; ❷ si le rapport entre $k_B/k_N > 1,2$, avec $k_N = 0,5 \times f_s/v$, le nombre d'onde de Nyquist (en cpm), qui dépend de la fréquence d'échantillonnage, $f_s = 100$ Hz, et de la vitesse de descente de l'appareil à la profondeur du segment stationnaire considéré, v ; ou ❸ si la déviation moyenne absolue (*[ang] Maximum Absolute Deviation*),

$$\text{MAD} = \frac{1}{N} \sum_{k=k_L}^{k_n} \left| \frac{S_{\text{obs}}}{S_B} - \overline{\frac{S_{\text{obs}}}{S_B}} \right|, \quad (\text{B.6})$$

excède $2(2d)^{1/2}$, avec N , le nombre de données inclus entre $k_L < k < k_n$, S_{obs} , le spectre empirique non corrigé, et S_B , le spectre obtenu en (15) (Ruddick *et coll.*, 2000).

La figure B.2 présente trois exemples d'ajustement réalisé à l'aide de cette routine, ainsi que les paramètres $k_{B, \text{opt}}$, ε et χ_{θ} associés au spectre S_B optimal.

