

Table des matières

Avant-propos	i
Résumé	i
Abstract	ii
Table des matières	iii
1 Introduction	1
<i>État de l'art et motivation</i>	
I Cadre large échelle	2
I.1 Circulation atmosphérique de surface	2
I.2 Circulation océanique péri-antarctique	3
I.3 Échanges côte large en Antarctique de l'Est	4
I.4 Circulation méridienne de retournement	5
II Contexte régional et objectifs de la thèse	8
II.1 Prologue historique	8
II.2 Géographie du plateau de la Terre Adélie	8
II.3 La Langue Glaciaire du Mertz : polynie et landfast ice	8
II.4 Régime des vents en Terre Adélie	10
II.5 La polynie du Mertz	11
II.6 Importance de la polynie du Mertz et de la circulation horizontale pour la production biologique	12
II.7 Conditions hydrologiques sur le plateau Adélie	13
II.8 Circulation océanique sur le plateau au large de la Terre-Adélie	17
III Objectifs de la thèse	20
III.1 Questions scientifiques	20
III.2 Démarche adoptée	20
III.3 L'année 2008 dans le contexte de la variabilité climatique	21
2 Matériel et traitement des données	23
I Observations du projet ALBION et données complémentaires	25
I.1 Observations du projet ALBION : période 2008-2010	25
I.2 Autres données océanographiques	30
I.3 Forçage atmosphérique de surface	31
I.4 Concentration de glace de mer et de production de glace	32
II Traitement des données ALBION	34
II.1 Qualification des données CTD	34
II.2 Calibration des microcats à MG	34
II.3 Traitement des données de courant : ADCP	34
III Méthodes	40
III.1 Estimation des contenus en chaleur et en eau douce et leur évolution	40

III.2	Analyse optimale à multi-paramètres pour l'identification des masses d'eau	40
III.3	Détection de tourbillons à partir de données de mouillage	42
3	Variabilité saisonnière sur le plateau Adélie : hydrologie et courants	45
	<i>Caractérisation du courant et des échelles de temps associées</i>	
I	Évolution saisonnière des propriétés hydrologiques dans la dépression Adélie . .	47
I.1	Évolution des propriétés hydrologiques au mouillage MG	48
I.2	Évolution saisonnière du champ de densité et de la stratification	49
I.3	Distributions spatiales saisonnières de la salinité dans le sud-est de la dépression Adélie	54
II	Éléments sur la variabilité interannuelle des conditions hydrologiques	56
III	Caractérisation du courant moyen aux trois sites de mouillage	57
III.1	Courant moyen annuel	57
III.2	Influence de la topographie sur les courants de fond	58
III.3	Contraste saisonnier	59
IV	Relation entre les cycles saisonniers aux différents sites de mouillage	67
V	Synthèse et perspectives	69
4	Cadre formel du modèle inverse	71
	<i>Modèle physique et statistique</i>	
I	Le modèle physique	73
I.1	Géostrophie	73
I.2	Le problème inverse	74
I.3	Formulation du problème en couches	74
I.4	Surfaces neutres ou surfaces isopycnales	76
I.5	Représentation des flux diapycnaux dans le modèle inverse	77
I.6	Travail en anomalie de traceur	77
I.7	Discrétisation du problème	77
II	Résoudre un système d'équations sous-déterminées	78
II.1	Gauss-Markov	78
II.2	Importance des matrices de covariance du bruit	79
II.3	Comparaison avec une inversion basée sur la décomposition en vecteur singulier	80
II.4	Conclusion sur le modèle inverse en boîtes	80
III	Modèle d'erreur et construction de la matrice de covariance a priori du bruit . .	81
III.1	Bruit sur la mesure	81
IV	Résumé et conclusion	85
5	Implémentation du modèle et critique de la solution	87
	<i>Outils et méthodes théoriques utilisés</i>	
I	Implémentation du modèle pour la zone d'étude	89
I.1	Définition des boîtes	89
I.2	Choix des couches	91
I.3	Choix des contraintes	92
I.4	Ébauche sur les inconnues du modèle	93
I.5	Matrice de covariance de l'ébauche, R_{xx}	93
I.6	Matrice de covariance du bruit sur les contraintes	97
I.7	Transport d'Ekman	98
I.8	Résumé	99

II	Solution Standard	99
II.1	Résidu sur les équations de conservations	99
II.2	Vitesses au fond	103
II.3	Échanges à travers les surfaces isopycnales	104
II.4	Sensibilité de la solution à un changement sur la variance de l'ébauche R_{bb}	106
III	Conclusion	107
6	Distribution et circulation de la MCDW : été 2008	109
	<i>Principaux résultats du modèle inverse</i>	
I	Introduction	111
II	Distribution de l'eau circumpolaire profonde modifiée sur le plateau	111
II.1	Identification de l'eau circumpolaire profonde modifiée	111
II.2	Distribution spatiale	111
II.3	Échelles de temps associées à l'eau circumpolaire dans la dépression	117
III	Circulation des masses d'eau sur le plateau Adélie	117
III.1	Organisation spatiale du courant géostrophique l'été	117
III.2	Transports	120
III.3	Transports de masses d'eau	121
IV	Principaux facteurs impactant la circulation d'été	125
IV.1	Impact de la distribution de l'eau dense hivernale sur la circulation	125
IV.2	La langue glaciaire, une barrière dynamique	127
V	Transformation de la MCDW sur le plateau	129
V.1	Modification de la MCDW le long de son chemin présumé sur le plateau	129
V.2	Interaction avec la langue glacière du Mertz	131
VI	Comparaison avec l'année 2009	134
VII	Conclusion et Perspectives	136
VII.1	Résumé	136
VII.2	Limites de l'approche utilisée	137
VII.3	Perspectives	137
7	Bilan et flux de traceur sur le plateau Adélie durant l'été 2008	139
	<i>Présentation des flux de traceur sur le plateau</i>	
I	Les conditions aux limites du problème	141
II	Transport de chaleur et d'eau douce sur le plateau l'été	143
II.1	Transport de chaleur sur le plateau en été	143
II.2	Transport d'eau douce sur le plateau en été	147
II.3	Résumé du transport total sur le plateau l'été	152
III	Origine de l'eau douce de surface en été	154
III.1	Détermination de la proportion d'eau météorique par rapport aux eaux de fonte de glace de mer	154
III.2	Impact du vèlage du Mertz sur le bilan en eau douce de surface sur le plateau	158
III.3	ALBION 2009	159
III.4	Conclusion	160
IV	Impact du transport de chaleur et d'eau douce pour le plateau	162
IV.1	Transport à l'entrée du plateau	162
IV.2	Interaction avec la langue glacière du Mertz	162
V	Conclusion et perspectives	165

8	Variabilité sous-inertielle sur le plateau	167
I	Introduction	169
II	Variabilité saisonnière de l'énergie cinétique tourbillonnaire	169
III	Indices d'une activité tourbillonnaire en été	170
III.1	Variabilité tourbillonnaire associée à l'eau circumpolaire profonde	170
III.2	Activité tourbillonnaire le long de la langue glaciaire	171
IV	Activité de méso-échelle et sous méso-échelle pendant l'hiver	172
IV.1	Activité tourbillonnaire associée à l'activité convective	172
IV.2	Ondes topographiques résonnantes dans la dépression	178
V	Conclusion et perspectives	181
V.1	Conclusion	181
V.2	Perspectives	181
9	Conclusion et Perspectives	183
I	Synthèse	183
II	Perspectives	186
A	Article : Circulation and water mass transports on the East Antarctic shelf in the Mertz Glacier region	189
	Bibliographie	248

Liste des Acronymes :

AABW : AntArctic Bottom Water (eau de fond Antarctique)
AAIW : AntArctic Intermediate Water (eau Antarctique Intermediaire)
AB : Adélie Bank (le plateau Adélie)
ACC : Antarctic Circumpolar Current
AD : Adélie Depression (la Dépression Adélie)
ADCP : Acoustic Doppler Current Profiler
ALBION : Adélie Land Bottom water formation and Ice Ocean iNteractions
ALBW : Adélie Land Bottom Water (eau de fond de la terre Adélie)
AMSR-E : Advanced Microwave Radiometer-Earth observing system
AS : Adélie Sill (le Seuil Adélie)
AU991 : Campagne océanographique sur l'Aurora Australis durant hivers austral 1999
CDW : Circumpolar Deep Water
CTH : Circulation ThermoHaline
BB : Baie de Buchanan
CB : Baie du Commonwealth
CEAMARC : Collaborative East-Antarctic Marine Census
CTD : Conductivity Temperature Depth
DSW : Dense Shelf Water
HSSW : High Salinity Shelf Water (eau de plateau très salée)
IPY : International Polar Year
IPEV : Institut Paul Emile Victor
ISW : Ice Shelf Water
LOCEAN : Laboratoire d'Océanographie et du Climat : Expérimentations et Approches Numériques
MB : Mertz Bank (le plateau du Mertz)
MCDW : Modified Circumpolar Deep Water (eau circumpolaire modifiée)
MG : Mertz Glacier (le Glacier du Mertz)
MGT : Mertz Glacier Tongue (la langue du glacier du Mertz)
ML : Mixed layer (couche de mélange)
MOC : Meridional Overturning Circulation
NADW : North Atlantic Deep Water
NBP00-08 : campagne océanographique sur le Nathaniel B Palmer durant l'été austral de décembre 2000 à janvier 2001
SASSI : Synoptic Antarctic Shelf Slope Interactions Study
SSM/I : Special Sensor Microwave Imager

1

Introduction

Plan du chapitre

I	Cadre large échelle	2
I.1	Circulation atmosphérique de surface	2
I.2	Circulation océanique péri-antarctique	3
I.3	Échanges côte large en Antarctique de l'Est	4
I.4	Circulation méridienne de retournement	5
II	Contexte régional et objectifs de la thèse	8
II.1	Prologue historique	8
II.2	Géographie du plateau de la Terre Adélie	8
II.3	La Langue Glaciaire du Mertz : polynie et landfast ice	8
II.4	Régime des vents en Terre Adélie	10
II.5	La polynie du Mertz	11
II.6	Importance de la polynie du Mertz et de la circulation horizontale pour la production biologique	12
II.7	Conditions hydrologiques sur le plateau Adélie	13
II.8	Circulation océanique sur le plateau au large de la Terre-Adélie	17
III	Objectifs de la thèse	20
III.1	Questions scientifiques	20
III.2	Démarche adoptée	20
III.3	L'année 2008 dans le contexte de la variabilité climatique	21

LE plateau antarctique est le siège d'importantes transformations de masses d'eau issues de l'interaction de l'océan avec l'atmosphère ou avec les parties océaniques (langues glaciaires, plateformes glaciaires) de la calotte antarctique. La compréhension de ces interactions est primordiale pour mieux appréhender le système climatique global. L'eau dense de plateau (Dense Shelf Water, DSW) est formée au sein de polynies côtières tout autour de l'Antarctique (Zwally et al., 1985; Cavalieri and Martin, 1985). Les polynies sont des régions de la banquise où la concentration de glace reste faible tout au long de l'année favorisant l'interaction avec l'atmosphère (elles sont définies plus en détails dans le paragraphe II.5). La DSW est la masse d'eau précurseur de l'Eau Antarctique de Fond (AntArctic Bottom Water, AABW), qui est la masse d'eau la plus dense tapissant les plaines abyssales de l'océan global (Jacobs et al., 1970; Gordon, 1971; Gill, 1973; Orsi et al., 1999). Les propriétés de l'AABW sont en grande partie contrôlées par les processus de formation, de transport et de mélange de la DSW sur le plateau Antarctique. Les processus océaniques sur le plateau Antarctique jouent également un rôle crucial dans l'évolution de la calotte antarctique (Jacobs et al., 1996; Rignot and Jacobs, 2002). L'océan apporte de la chaleur aux langues glaciaires et aux plateformes de glaces continentales flottants. L'océan exerce donc un contrôle sur l'évolution du bilan de masse de la calotte antarctique (Pritchard et al., 2012; Rignot et al., 2013; Liu et al., 2015), et par conséquent sur la quantité d'eau douce issue de la fonte glaciaire apportée à l'océan. Cet apport a d'importantes conséquences sur le bilan d'eau douce de l'océan et les propriétés des masses d'eau profondes (Jacobs, 2006; Purkey and Johnson, 2013), sur la distribution de la glace de mer¹ (Bintanja et al., 2013) et l'élévation du niveau marin (Rignot et al., 2011). Cette dernière est estimée à $2 \pm 0.8 \text{ mm a}^{-1}$ sur l'océan austral au sud de 50°S , en moyenne sur la période 1992 - 2011 (Rye et al., 2014).

Le plateau Adélie bien que très petit (environ 100 km par 100 km ; moins d'un pixel pour une grande partie des modèles de circulation générale² ayant participé à l'exercice CMIP5) joue un rôle important dans la circulation océanique globale.

I Cadre large échelle

L'océan Austral a pour particularité de ne pas être borné zonalement par des continents. Il joue le rôle d'un échangeur géant entre les différents océans avec lesquels il communique. C'est également à sa frontière sud, le long du continent antarctique, que l'Eau Antarctique de Fond est formée.

I.1 Circulation atmosphérique de surface

Le vent joue un rôle primordial dans la circulation grande échelle de l'océan Austral. Le régime de vent grande échelle, loin du continent antarctique, est dominé par des vents d'ouest, associés au rail des dépressions, caractéristique de la circulation atmosphérique des moyennes latitudes. Près des côtes antarctiques, la circulation atmosphérique zonale change de signe, avec un régime de vents d'est. Ils sont directement liés à la circulation atmosphérique sur le continent antarctique. Ce sont les masses d'air froides provenant du continent qui sont déviées vers l'ouest sous l'effet de l'accélération de Coriolis à grande échelle.

1. Ces conséquences sont encore largement discutées à l'heure actuelle (Swart and Fyfe, 2013; Bintanja et al., 2015; Pauling et al., 2016)

2. <https://verc.enes.org/data/enes-model-data/cmip5/resolution>

Le principal mode de variabilité atmosphérique dans cette région du monde est le mode annulaire austral (SAM) (Thompson and Wallace, 2000). En période de SAM positif, le passage des dépressions de moyennes latitudes est localisé plus au sud, vers le continent antarctique. Les vents d'est le long du continent antarctique sont également impactés. Il existe en effet un lien important entre la circulation atmosphérique grande échelle australe et les vents antarctiques côtiers appelés vents catabatiques (définis et détaillés dans le paragraphe II.4) (Parish and Bromwich, 1991; Yasunari and Kodama, 1993; Van den Broeke et al., 2002). Ces vents côtiers ont une grande importance dans le processus de formation d'eau dense à la côte (voir section II)

Une tendance positive du SAM a été observée ces dernières décennies (Marshall, 2003; Fogt et al., 2009), avec de nombreux impacts sur la couverture de glace, sur la circulation océanique australe, en particulier sur le plateau antarctique (Schmidtke et al., 2014; Spence et al., 2014; Campagne et al., 2015; Stewart and Thompson, 2015). Les changements de SAM semblent associés à un réchauffement des eaux de subsurface et des eaux de fond particulièrement important sur le plateau de l'Antarctique de l'Ouest (mer de Bellingshausen et d'Amundsen). Ces changements semblent aussi impacter les échanges d'Eau Circumpolaire Profonde (Circumpolar Deep Water, CDW) entre le plateau et le large et donc également le transport méridien de chaleur.

I.2 Circulation océanique péri-antarctique

Courant circumpolaire Antarctique (ACC) : L'ACC circule d'ouest en est autour du continent Antarctique (Figure 1.1) sur une distance d'environ 20000 km, transportant approximativement $141 Sv \pm 2.7$ ($1 Sv = 10^6 m^3/s$) (Koenig et al., 2016). L'ACC isole les eaux stratifiées de la thermocline subtropicale au nord des eaux polaires plus homogènes au sud. La structure circumpolaire de l'océan Austral en fait une pièce maîtresse de la circulation thermohaline globale. Au large de la Terre-Adélie, à 140°E, on identifie le front sud de l'ACC entre 62°S et 64°S, à environ 100 km au nord de l'isobathe 1000 m du talus continental qui se situe à 65.5°S à cette longitude. Les vents d'ouest créent une dérive d'Ekman vers le nord tandis que les vents d'est créent une dérive vers le sud. Cette divergence des courants de surface, divergence antarctique, va induire un pompage d'Ekman à l'origine de la remontée de la CDW le long du talus continental Antarctique.

Courant de talus et front antarctique de talus : Le transport d'Ekman vers le continent antarctique, dû au vent d'est soufflant au sud de la divergence antarctique, est à l'origine d'une accumulation des eaux de surface au sud qui va s'ajuster géostrophiquement pour former un courant vers l'ouest : c'est le courant du talus antarctique (Antarctic Slope Current, ASC) et sur le plateau le courant côtier antarctique.

Gyre du bassin Australo-Antarctique : la dérive d'ouest (ACC) et la dérive d'est (ASC) sont connectées dans les gyres de Weddell, de Ross et du bassin Australo-Antarctique (Figure 1.1). Dans ce dernier bassin, l'ASC semble en effet faire partie d'un gyre grande échelle de faible intensité compris entre 80° et 150°E (Bindoff et al., 2000a). À 140°E, cette circulation de gyre est moins marquée et laisse place à des tourbillons cycloniques de grande dimension horizontale (diamètre de 130 à 150 km) (Hirawake et al., 2003; Aoki et al., 2007, 2010). Ces tourbillons semblent jouer un rôle important dans les échanges entre la côte et le large.

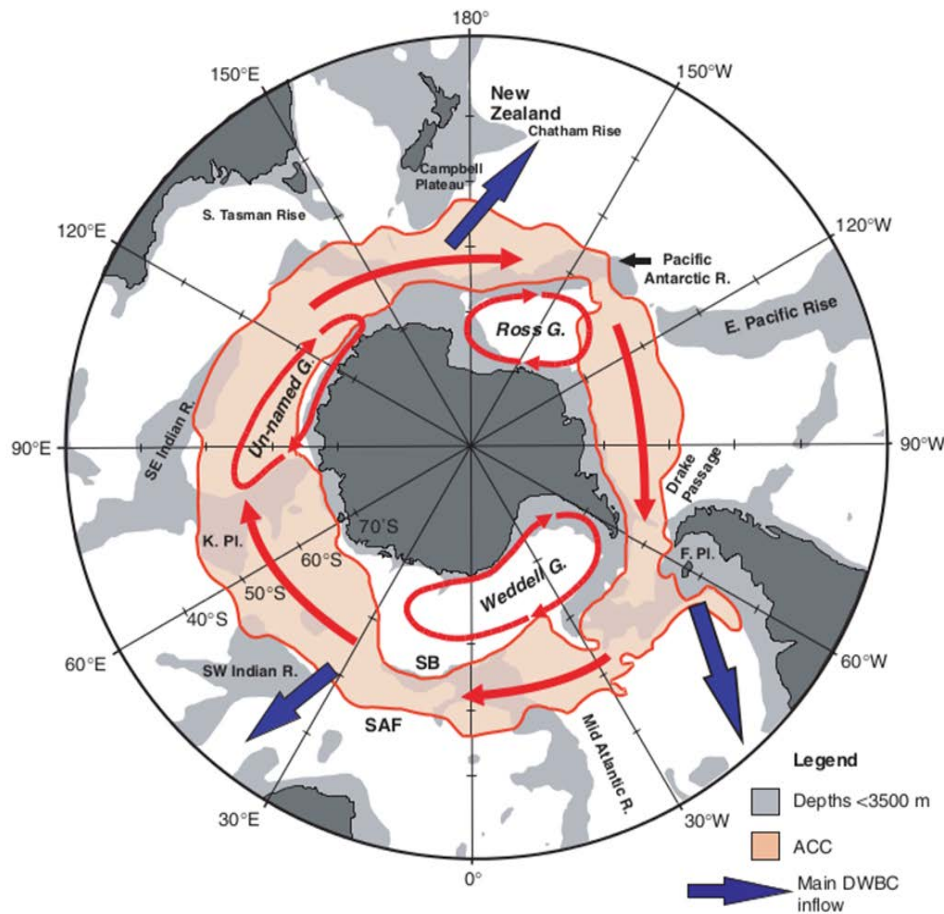


FIGURE 1.1 – Principales structures de grande échelle de l’Océan Austral : l’ACC, les gyres sub-polaires de Ross, Weddell et du bassin Australo-Antarctique, et les points de sortie principaux du courant profond de bord ouest (flèches bleues) (Carter et al., 2008).

I.3 Échanges côte large en Antarctique de l’Est

En certains endroits autour de l’Antarctique, l’Eau Circumpolaire Profonde plus chaude et plus salée que l’Eau Antarctique de Surface (AntArctic Surface Water, AASW), entre directement sur le plateau continental. Elle transporte ainsi de la chaleur et du sel sur le plateau, et parfois jusqu’aux plateformes de glace continentale, contribuant de façon plus ou moins importante à la fonte de cette glace.

L’ASC agit comme une barrière dynamique, Nøst et al. (2011) et Stewart and Thompson (2015) (pour un talus idéalisé sans indentations) montrent un lien direct entre l’intensité de la tension de vent parallèle au talus et le transport de CDW sur le plateau : pour des tensions de vent d’est trop élevées, il n’y a plus d’échange de CDW à travers le talus. Les échanges côte large dépendent de nombreux autres facteurs dont notamment : la présence ou non de formation d’eau dense, la présence ou non d’un seuil qui creuse le talus à l’entrée du plateau et la profondeur de la MCDW au large (Dinniman and Klinck, 2004; Dinniman et al., 2011; Wählin et al., 2012; St-Laurent et al., 2013).

Contrairement aux mers d’Amundsen et de Bellingshausen, les mers de Ross, Weddell et le plateau Est-Antarctique au large de la Terre-Adélie comportent le long du talus continental un front antarctique de talus (Antarctic Slope Front, ASF) associé à l’ASC. En Antarctique de

l'Est, le plateau continental est relativement étroit et la branche sud du Front Polaire Antarctique (59° et 60°S) est proche du plateau antarctique (Sokolov and Rintoul, 2002). Les traces d'intrusions directes d'Eau Circumpolaire Profonde Modifiée (Modified Circumpolar Deep Water, MCDW) sur le plateau sont assez rares par rapport à l'Ouest de la péninsule antarctique où la CDW est relativement omniprésente (Hofmann and Klinck, 1998). Il y a donc un fort contraste de température entre les masses d'eau du plateau de la partie ouest de la péninsule antarctique et le reste du plateau antarctique (Pritchard et al., 2012; Schmidtke et al., 2014). Ce contraste est également associée à une fonte basale des plateformes glaciaires plus importante en Antarctique de l'Ouest (péninsule antarctique) qu'en Antarctique de l'Est.

En Antarctique de l'Est, le gradient de température de surface côte-large est beaucoup plus prononcé du fait de la subduction (downwelling) côtière induite par les vents d'est, des pertes de chaleur vers l'atmosphère ou la glace de mer, et également des forts vents catabatiques qui contribuent au maintien d'un front de température ($\Delta\theta > 1.75^\circ\text{C}$) séparant la CDW chaude du large, des eaux côtières proches du point de congélation.

I.4 Circulation méridienne de retournement

La circulation horizontale annulaire de l'ACC est associée à une circulation verticale méridienne complexe qui est très largement forcée en surface par les flux air-mer (Figure 1.2). Les vents de surface et les transports d'Ekman associés provoquent des divergences et convergences de surface, forçant la plongée ou la remontée des eaux (Speer et al., 2000; Marshall and Speer, 2012). Tandis qu'à proximité du continent antarctique, la production et la fonte de glace de mer sont associées à d'importants flux de flottabilité (Rintoul et al., 2001). La circulation méridienne de retournement contribue à la remontée et au renouvellement des eaux profondes des océans.

Schématiquement, les eaux profondes Nord Atlantique (NADW) remontent vers la surface au sud de l'ACC sous la forme de CDW. La circulation méridienne de retournement comporte deux boucles (Figures 1.3 et 1.4). Une boucle profonde dont la branche supérieure est composée de CDW qui remonte vers la surface en se rapprochant du continent Antarctique où elle est transformée en eaux antarctique de fond (AABW) venant alimenter la branche inférieure qui tapisse les plaines abyssales. La transformation de la CDW en AABW s'opère sur le plateau Antarctique sous l'effet des pertes de chaleur au contact de l'atmosphère. La boucle supérieure est composée de CDW en profondeur qui, en remontant est transformée en eau Antarctique Intermédiaire (AAIW) et eaux Modales Subantarctiques formant la branche supérieure de cette seconde boucle (Speer et al., 2000).

Il existe plusieurs zones privilégiées de formation d'eau dense de plateau sur le pourtour du continent antarctique (Figure 1.5). Historiquement ont été mis en évidence comme source d'AABW : la mer de Weddell, la mer de Ross, la polynie du Mertz au large de la Terre-Adélie et la baie de Prydz (Meredith, 2013). La formation d'eau dense dans ces différentes régions du plateau est modulée par la présence plus ou moins importante d'Eau Circumpolaire Profonde sur le plateau, par la couverture de glace et par les interactions éventuelles avec les glaciers.

Bien que la formation et la transformation de masses d'eau dans l'océan Austral soient importantes pour la circulation thermohaline à l'échelle planétaire et pour le renouvellement des eaux des océans du globe (Figures 1.2 et 1.3) et que l'océan Austral soit reconnu à l'heure actuelle comme l'une des principales sources d'incertitudes des modèles climatiques, les observations sur le plateau Antarctique sont plutôt rares. Si avec l'avènement du réseau ARGO et des mesures satellitaires, les changements larges échelles dans l'océan ouvert sont de mieux en

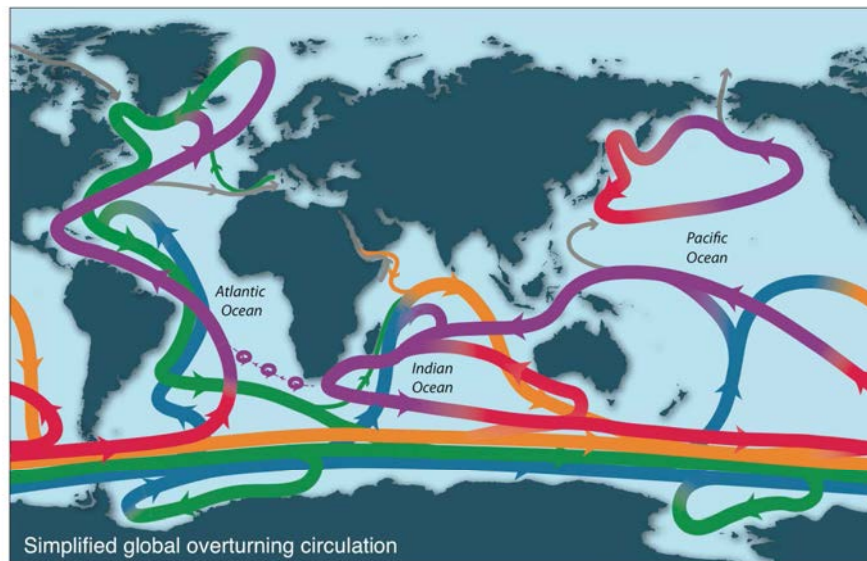


FIGURE 1.2 – Schéma simplifié de la circulation globale de retournement. Mauve : couche supérieure de l’océan et thermocline. Rouge : base de la thermocline et masse d’eau intermédiaire. Orange : eaux profondes indienne et pacifique. Vert : NADW. Bleu : AABW. D’après Talley (2013), mis à jour d’après Talley et al. (2011), basé sur Schmitz (1995), Rahmstorf (2002), et Lumpkin and Speer (2007).

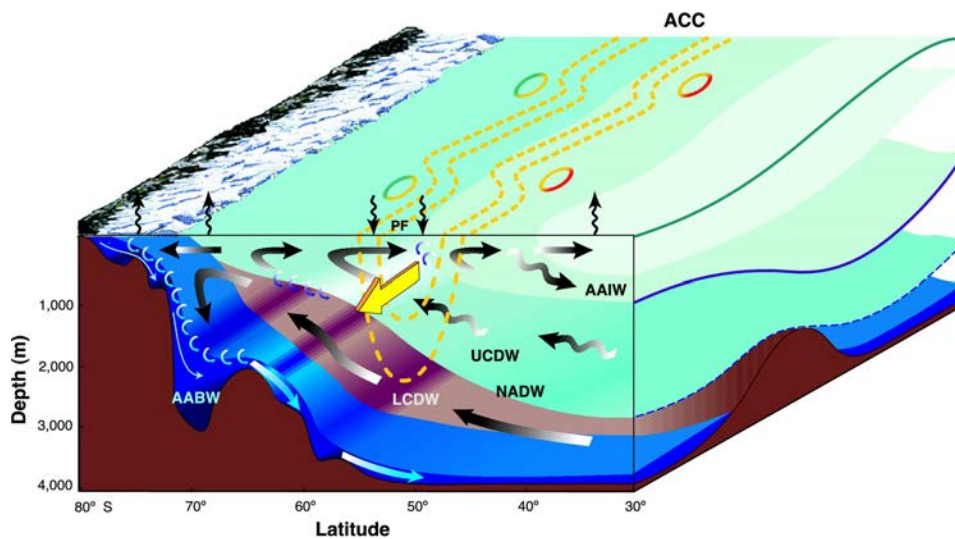


FIGURE 1.3 – Vue schématique de la circulation méridionale dans l’Océan Austral proposée par S. Rintoul inspirée de Speer et al. (2000). Une cellule supérieure est formée par les courants d’Ekman en surface vers le Nord et fermée par un transport tourbillonnaire vers le sud dans la couche des UCDW. Une cellule inférieure est constituée par la formation d’eau dense AABW le long du continent Antarctique. AAIW : eau intermédiaire Antarctique ; UCDW : eau profonde circumpolaire supérieure ; NADW : eau profonde de l’Atlantique Nord ; LCDW : eau profonde circumpolaire inférieure ; AABW : eau Antarctique de fond.

mieux compris, la connaissance de la dynamique océanique sur le plateau antarctique reste très lacunaire du fait du manque de données et de simulations numériques réalistes. Hors, ce sont les processus sur le plateau qui sont à l’origine du renouvellement des masses d’eau océaniques tapissant les plaines abyssales.

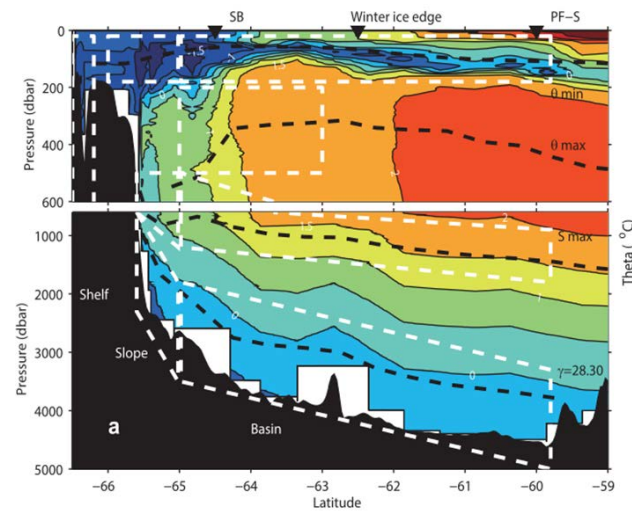


FIGURE 1.4 – Section méridienne SR3 (140°E) en température, janvier 1994 présentée dans Aoki et al. (2013).

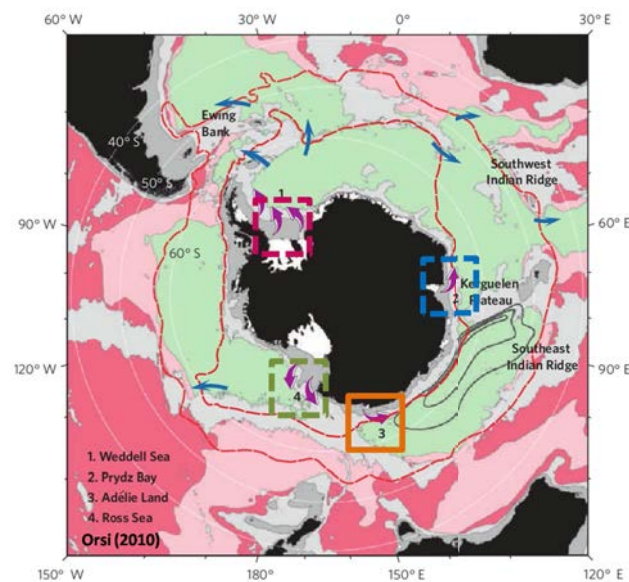


FIGURE 1.5 – Localisation des principales sources d'AABW (Orsi, 2010), Terre-Adélie (carré orange), Mer de Ross (carré vert), Mer de Weddell (carré rose) et Cape Darnley (carré bleu); distribution de l'AABW autour de l'Antarctique (vert).

Dans le but de mieux comprendre ces changements, il est important de bien comprendre la circulation et la transformation des masses d'eau sur le plateau antarctique. L'un des objectifs de cette thèse est de mieux comprendre la circulation des masses d'eau sur le plateau antarctique dans une région de formation d'eau dense de plateau située au large de la Terre Adélie.

II Contexte régional et objectifs de la thèse

II.1 Prologue historique

La Terre-Adélie a attiré de grands explorateurs, comme l'Australien Douglas Mawson (1911-1914) qui observa les conditions météorologiques extrêmes associées à cette région polaire, ou encore le commandant français Charcot qui réalisa le premier profil hydrographique au large de la Terre-Adélie en 1950. Beaucoup plus tard, Gordon and Tchernia (1972) lors de la campagne de l'Eltanin, mettent en évidence pour la première fois l'eau profonde de la Terre-Adélie (Adélie Land Bottom Water, ALBW). Ce n'est qu'en 1998 que la Terre-Adélie est reconnue comme étant l'une des principales sources (la 3ème) d'Eau Antarctique de Fond (Rintoul, 1998). La base française de Dumont d'Urville située à quelques centaines de kilomètres de là, est ravitaillée chaque année par le petit brise glace français Astrolabe. Ce navire a été aménagé pour permettre à des équipes scientifiques, dans cette zone d'étude passionnante, d'effectuer des mesures océanographiques. C'est dans ce contexte que le projet ALBION, dans lequel s'inscrit cette thèse a vu le jour et a pu développer et maintenir un programme d'observations à la mer sur la période 2007-2015.

II.2 Géographie du plateau de la Terre Adélie

Le plateau antarctique est un plateau continental assez profond du fait du poids de la calotte glaciaire très épaisse qui, par le poids qu'elle exerce sur le continent, va ajuster son enfoncement par isostasie. De plus, le plateau a été creusé par des écoulements glaciaires, qui une fois retirés, laissent à la place des cuvettes dans le plateau. Au large de la Terre-Adélie, entre 142°E et 146°E, le plateau continental est creusé par une grande dépression, la dépression Adélie (AD) d'une profondeur maximale supérieure à 1300 m. L'AD est reliée au large par le seuil Adélie (Adélie Sill, AS) situé à la rupture du plateau, d'une profondeur maximale proche de 430 m et large d'une centaine de kilomètres (Figure 1.6). La dépression Adélie est encadrée par deux bancs : le banc Adélie (AB) à l'ouest, et le banc du Mertz (MB) à l'est. L'AD était fermée à son extrémité sud-est par la langue glaciaire du Mertz (Mertz Glacier Tongue, MGT). Jusqu'en février 2010. La langue glaciaire séparait l'AD de la dépression du Mertz située à l'est du glacier. Une récente étude de B. Legresy (Mayet et al., 2013) propose une bathymétrie adaptée de Beaman et al. (2011). Elle met en évidence la possibilité du passage d'eau profonde sous le glacier du Mertz (voir section I.2.c dans le chapitre 2). Au sud du plateau, la côte Adélie puis George V, de 142°E à 147°E, est ponctuée de plusieurs baies, à savoir d'ouest en est : la baie de Commonwealth (CB), la baie de Watt (WB) et enfin la baie de Buchanan (BB) qui se situe immédiatement à l'ouest de la langue glaciaire du Mertz.

II.3 La Langue Glaciaire du Mertz : polynie et landfast ice

Le glacier du Mertz situé sur la côte à environ 145°E, fait environ 35 km de large, plus de 150 km de long et entre 300 et 400 mètres d'épaisseur. Il est constitué d'une langue glaciaire flottant sur l'eau sur plus de 100 km (Legrésy et al., 2004; Lescarmontier, 2012). La langue glaciaire du Mertz protège le flanc sud-est de la dépression Adélie d'éventuelles glaces dérivantes (banquise, iceberg) provenant entre autres de la mer de Ross et transportées par la dérive d'est, elle-même entraînée par le vent. Cette configuration induit une divergence de la glace au flanc ouest du glacier, c'est la polynie du Mertz.

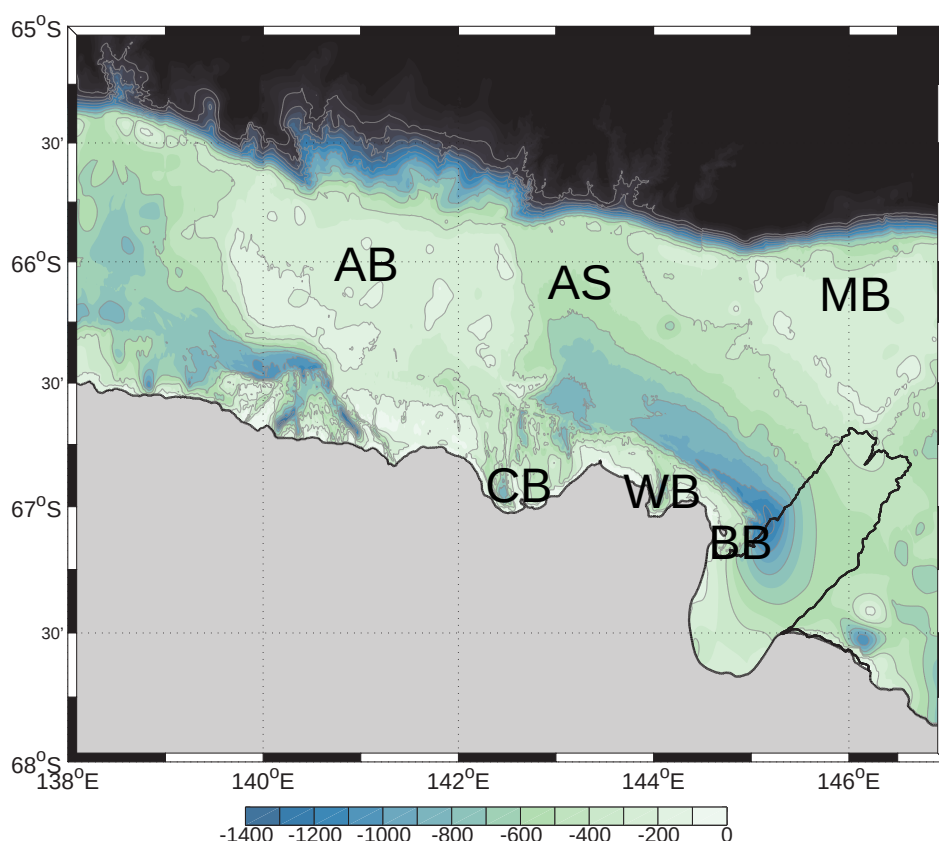


FIGURE 1.6 – Bathymétrie du fond marin sur le plateau Adélie (Beaman et al., 2011); banc Adélie (AB); seuil Adélie (AS); banc du Mertz (MB); baie de Commonwealth (CB); baie de Watt (WB); baie de Buchanan (BB); la langue glaciaire du Mertz est représentée par un contour noir

À l'est de la langue glaciaire, on observe de landfast ice ou banquise souvent pluri-annuelle reliée à la côte (l'âge de cette glace est estimé à 35 ans par Massom and Stammerjohn (2010)). La côte Georges V est par ailleurs reconnue comme un "cimetière" d'icebergs, ces derniers ayant tendance à s'échouer sur les hauts fonds du plateau (Frezzotti et al., 1998). Les icebergs ont un impact important sur les conditions de glace dans la région par leur présence mais aussi parce qu'ils favorisent le développement de landfast ice.

La landfast ice ou les langues glaciaires influencent donc fortement la couverture de glace du plateau antarctique (Nihashi and Ohshima, 2015) (Figure 1.7).

En février 2010, le glacier du Mertz, déjà marqué par l'ouverture d'un rift sur sa partie est, est heurté par l'iceberg B09B. S'en suit le vêlage du glacier du Mertz à l'origine d'un iceberg de 35km de large et environ 80km de long baptisé C28. L'iceberg C28 quitte le plateau via le seuil Adélie moins de 2 mois après le vêlage. De son côté l'iceberg B09B dont les mensurations sont proche du C28, migre dans la dépression Adélie vers la baie de Commonwealth. Cet événement a un impact considérable sur la zone d'étude, changeant significativement la couverture de glace, l'hydrographie et les courants dans cette zone (Kusahara et al., 2011b; Tamura et al., 2012; Shadwick et al., 2013; Dragon et al., 2014; Lacarra et al., 2014). L'augmentation de l'englacement après le vêlage a considérablement réduit les capacités logistiques des brises glaces permettant de recueillir des données océanographiques dans la région, et par conséquent le nombre de données après le vêlage est très limité. Pour cette raison, le travail effectué au cours de cette

thèse se concentre principalement sur la période précédant le vêlage. De plus, pour mieux comprendre les changements associés au vêlage du Mertz, il est important de bien appréhender la dynamique sur le plateau avant cet évènement.

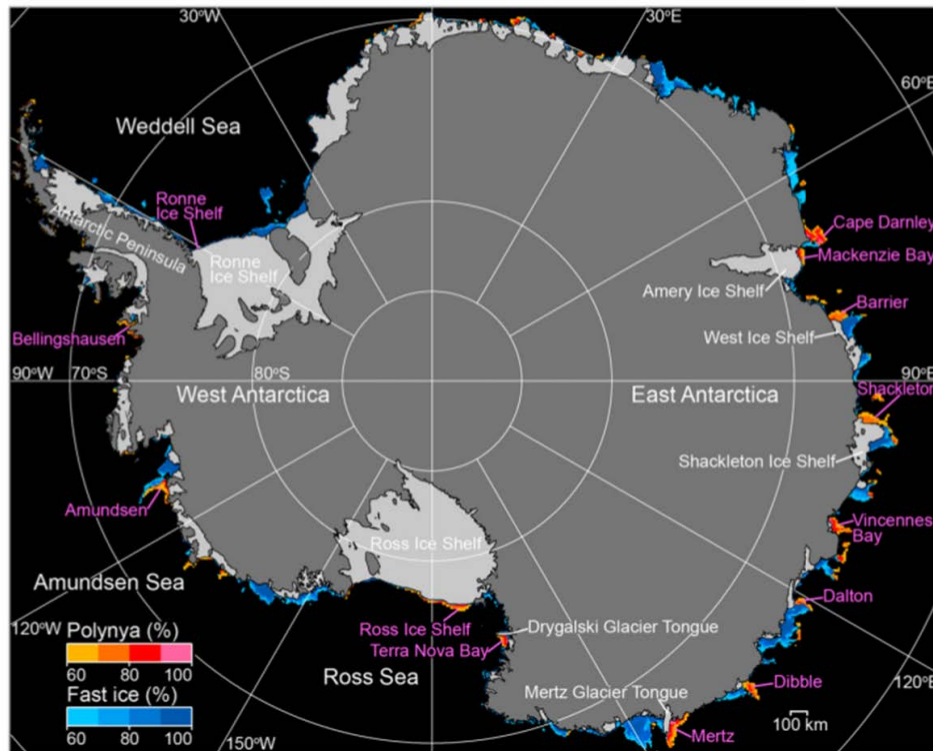


FIGURE 1.7 – Carte des polynies et de la landfast sea ice déduite d'AMSR-E par Nihashi and Ohshima (2015). La fréquence d'occurrence pendant la période englacée (mars-octobre) entre 2003 et 2011 (mars-septembre seulement pour 2011) est représentée en couleur. Le continent Antarctique est représenté en gris et les plateformes glaciaires et les langues glaciaires sont représentées en gris clair.

II.4 Régime des vents en Terre Adélie

La Terre-Adélie est connue pour ses vents extrêmement puissants, les vents catabatiques. La vitesse de ces vents proche de la côte est la plus importante jamais mesurée (Mawson, 1930; Cobbs, 1930). Ces vents sont même décrits comme étant "extraordinaires" selon Wendler et al. (1997). Les vents catabatiques sont des courants de gravité guidés par la topographie dévalant les pentes du relief jusqu'à la côte. Parish and Bromwich (2007) attribuent la force de ces vents à la convergence des lignes de courant provenant de l'intérieur des terres (figure 1.8) vers la côte Adélie qui apporte une quantité importante d'air froid. Ces vents jouent un rôle crucial dans le maintien de la polynie du glacier du Mertz (MGP) (voir paragraphe II.5) car ils permettent de refroidir de manière très efficace la surface de la mer. Ils injectent également dans l'océan de l'énergie turbulente qui va contribuer à approfondir la couche de mélange hivernale et ainsi être à l'origine d'une importante production d'eau dense de plateau. Ball (1956) suggère que le fetch de ces vents très puissants est de 10 à 20 km depuis la côte. L'intensité des vents sur la côte à une forte variabilité spatiale (les vents sont les plus puissants sont à Cape Denison au sud de la baie de Commonwealth et à port Martin, Wendler et al. (1997)). Ainsi on observe en mars des vents moyens de $20 - 25 \text{ m s}^{-1}$ (entre 72 et 90 km h^{-1}) à ces deux stations, alors que les

vents à Dumont d'Urville ne sont que de l'ordre de 12 m s^{-1} . L'intensité des vents sur la côte Adélie a également un fort cycle saisonnier aux stations Cape Denison, Port Martin (à l'ouest de la baie de Commonwealth) et Pinguin Point (à l'est de la langue glaciaire du Mertz). A Cape Denison, on observe un minimum de l'intensité des vents en décembre-janvier, voire février et un maximum de mars à octobre.

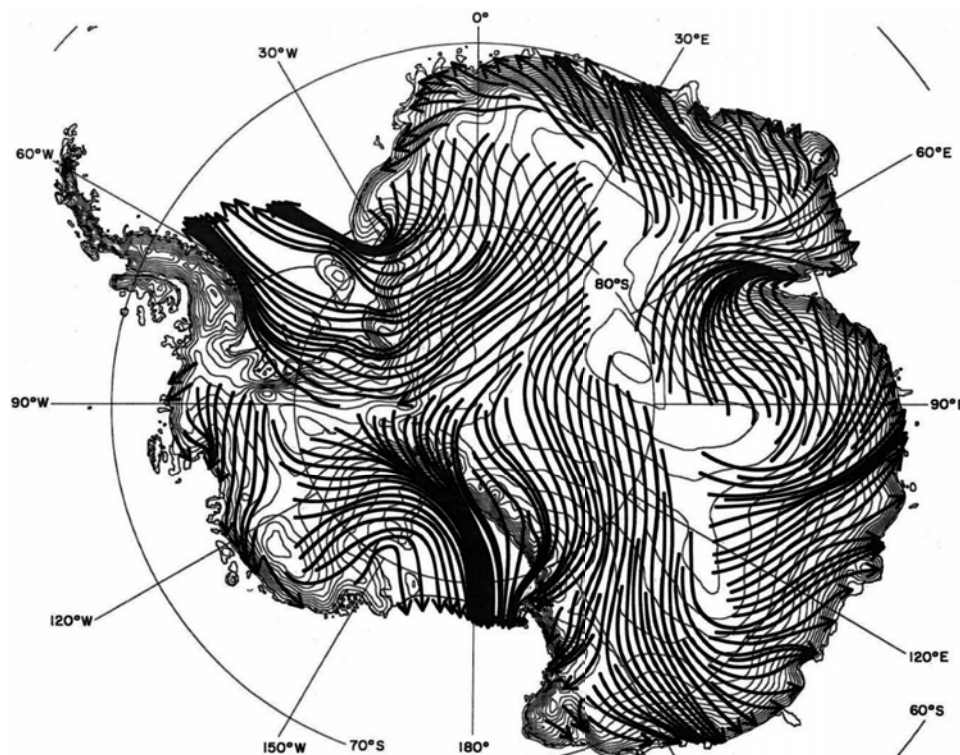


FIGURE 1.8 – Principales lignes de courant à une hauteur approximative de 100m au dessus de la surface du continent antarctique (moyenne juin 2003 - mai 2004) estimée à partir des archives AMPS (Parish and Bromwich, 2007).

II.5 La polynie du Mertz

Une polynie est une zone caractérisée de façon persistante par un faible englacement au sein de la banquise. Il existe deux types de polynies : les polynies de chaleur latente et les polynies de chaleur sensible. Les polynies observées en Antarctique de l'Est sont principalement des polynies de chaleur latente (Massom et al., 1998). Elles sont maintenues ouvertes par une divergence de la glace le long de la côte sous l'effet des vents catabatiques. La congélation met en jeu une certaine quantité de chaleur latente, sous forme de glace et celle-ci est ensuite exportée hors de la zone de formation laissant une surface d'eau libre en contact avec l'atmosphère. En Antarctique de l'Est, on observe une relation étroite entre la l'apparition de polynies et la présence d'une langue glaciaire ou d'une étendue de landfast ice ou d'iceberg (Nihashi and Ohshima, 2015). Ces différentes formes de glace forment des barrières favorisant la divergence du transport de glace de mer (voir section II.3).

Il existe également un second type de polynie, les polynies de chaleur sensible. Le fonctionnement de ces polynies présuppose un réservoir de chaleur dans la colonne d'eau qui empêche la congélation de surface. Dès que la couche de mélange hivernale s'approfondit, elle peut at-

teindre ce réservoir, se réchauffer et donc maintenir la polynie ouverte. En Antarctique, l'Eau Circumpolaire Profonde joue ce rôle de réservoir de chaleur sous la surface.

La polynie du Mertz est l'une des plus grandes polynies de l'Antarctique de l'Est. Elle s'étend depuis la côte jusqu'à une centaine de kilomètres au large, bien au-delà du fetch des catabatiques. L'énergie mécanique seule des vents n'explique donc pas la taille importante de cette polynie, et il est probable que la polynie du Mertz soit en partie une polynie de chaleur sensible. L'apport de chaleur via l'advection de MCDW sur le plateau pourrait être impliqué dans le maintien de la polynie (Rintoul, 1998). Williams and Bindoff (2003) estiment la contribution en chaleur sensible de l'ordre de 6 à 38% (l'erreur associée étant du même ordre de grandeur que les bornes). Pour mieux estimer la contribution de la MCDW au maintien de l'ouverture de la polynie du Mertz, il est donc important de bien comprendre la circulation de cette masse d'eau sur le plateau.

II.6 Importance de la polynie du Mertz et de la circulation horizontale pour la production biologique

La polynie du Mertz est parmi les plus importante polynie en terme de production primaire annuelle totale ($0.943 \pm 0.45 \text{ TgCa}^{-1}$) (Figure 1.9). D'après les dernières estimations elle est la huitième sur 46 polynies côtières répertoriées (Arrigo et al., 2015). La production biologique est fortement influencée par la couverture de glace hivernale qui en fondant au printemps installe une forte stratification qui limite la profondeur de la couche de mélange (Sambrotto et al., 2003). En mer de Ross, de récentes études ont montré l'importance de la MCDW pour son apport en fer (Kustka et al., 2015) sur la production primaire. La MCDW en interagissant avec les glaciers, peut également contribuer à apporter des nutriments (présents dans l'eau de fonte) qui vont alimenter la florescence planctonique (Miles et al., 2015).

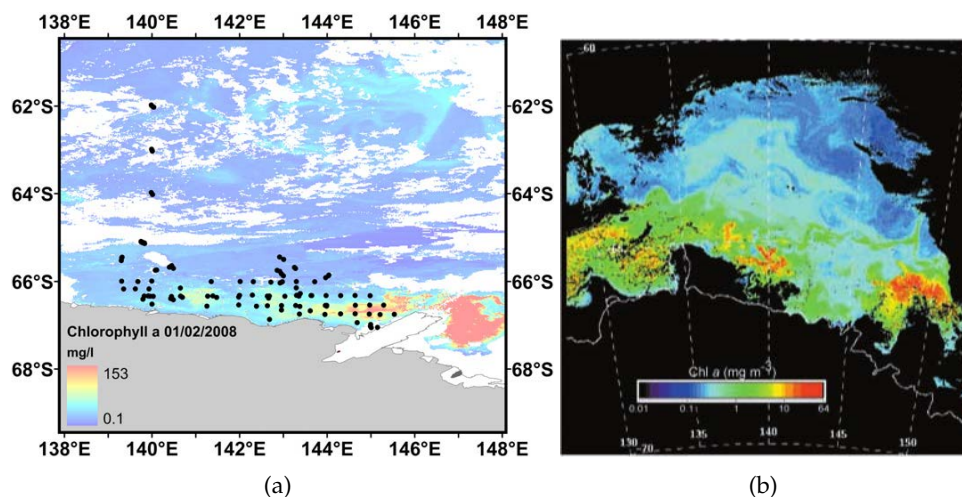


FIGURE 1.9 – a : Composite de Chl-a sur la période du 10 au 17 Février 2008 (Koubbi et al., 2010) ; b : Distribution de Chl-a (SeaWiFS) sur le secteur Est-Antarctique (Hirawake et al., 2003)

II.7 Conditions hydrologiques sur le plateau Adélie

Comme on a pu le voir dans la section I, il existe de forts contrastes hydrographiques entre le plateau et le large. On retrouve ces contrastes sur le plateau antarctique même entre les masses d'eau produites sur le plateau et les masses d'eau importées du large.

II.7.a Formation d'eau dense sur le plateau

La Terre-Adélie est l'une des principales zones de formation d'AABW. Elle joue donc un rôle important pour la circulation générale mondiale de l'océan. La polynie du Mertz, était considérée comme la seconde plus importante polynie antarctique en taille avant le vèlage du glacier, et la cinquième après le vèlage (Nihashi and Ohshima, 2015). La configuration unique du plateau Adélie (vents catabatiques, avancée de la langue glaciaire du Mertz) permettent de garder la polynie ouverte et de maintenir ainsi une forte production de glace. Cette production est à l'origine de rejets de saumure considérables, représentant un important flux de flottabilité qui, déstabilise la colonne d'eau et permet son homogénéisation durant l'hiver (Williams et al., 2011; Lacarra, 2013; Lacarra et al., 2014). L'eau très salée de plateau (High Salinity Shelf Water, HSSW) ainsi formée, remplit les dépressions du relief du plateau, notamment la dépression du Adélie et la cuvette de la baie de Commonwealth. Plusieurs définitions dans la littérature existent pour la HSSW. L'hiver, elle est définie comme une masse d'eau dont la densité potentielle référencée à la pression de surface est supérieure à 27.92 kg m^{-3} (Williams and Bindoff, 2003). L'été, elle est définie comme une masse d'eau dont la densité potentielle est supérieure à 27.85 kg m^{-3} . Quelle que soit sa définition la température potentielle de la HSSW a une limite inférieure qui sépare la HSSW de l'eau issue de l'interaction avec le glacier sur le plateau (Ice Shelf Water, ISW). La HSSW interagit en partie avec la langue glaciaire ou est exportée vers le large.

Dans ce manuscrit, on appelle, eau dense de plateau (Dense Shelf Water, DSW), une masse d'eau dont la densité potentielle référencée à la pression de surface, est supérieure à 27.88 kg m^{-3} . La DSW dans ce cas peut comprendre de la HSSW et de l'ISW issue de son interaction avec la base de la langue glaciaire. La limite en densité potentielle ($\sigma_0 = 27.88 \text{ kg m}^{-3}$) correspond à la densité minimum estimée pour que l'eau dense de plateau ait une anomalie de densité suffisante pour cascader jusqu'à la plaine abyssale du bassin Australo-Antarctique, tout en se mélangeant aux eaux ambiantes, et former de l'eau Antarctique de fond (AABW) (Bindoff et al., 2001; Williams and Bindoff, 2003). Williams (2004) et Williams et al. (2008a) proposent une autre limite inférieure pour la densité potentielle de l'eau dense de plateau, $\sigma_0 = 27.85 \text{ kg m}^{-3}$, calculée en prenant en compte les non-linéarités du mélange sur le talus à cause de l'entraînement. Néanmoins, nous utilisons la limite $\sigma_0 = 27.88 \text{ kg m}^{-3}$ plus exigeante.

Avant 2010, les principales zones de formation de DSW sur le plateau, sont présumées être proches de la côte, en lien avec la polynie du Mertz, c'est-à-dire au large de la baie de Buchanan (Bindoff et al., 2001; Williams and Bindoff, 2003), le long de la langue glaciaire du Mertz et dans la baie de Commonwealth (Williams and Bindoff, 2003; Lacarra et al., 2011, 2014).

À la sortie du plateau, la DSW se mélange avec les eaux ambiantes dont l'Eau Circumpolaire Profonde, pour former de l'Eau Antarctique de Fond, appelée parfois Eau de Fond Adélie (Adélie Land Vottom Water ALBW/ADLBW; (Gordon and Tchernia, 1972)). L'estimation de la contribution de l'ALBW au réservoir mondial d'AABW a beaucoup évolué au fil de son étude et des campagnes d'observation (Meredith, 2013). L'ALBW, originellement mise en évidence par Gordon and Tchernia (1972), a été reconnue comme la troisième source la plus importante d'AABW par Rintoul (1998), puis la seconde par (Orsi, 2010).

II.7.b Eau Circumpolaire profonde modifiée

L'eau circumpolaire profonde (CDW), est une masse d'eau âgée présente en profondeur dans l'océan Austral. Elle est chaude, salée et peu oxygénée relativement aux autres masses d'eau observées à cette latitude. Au sud de l'ASF, la CDW se mélange avec des eaux de plateau et est alors renommée, Eau Circumpolaire Profonde Modifiée (Modified Circumpolar Deep Water, MCDW) (Whitworth et al., 1998). Dans la colonne d'eau, elle s'intercale entre l'Eau Antarctique de Surface et l'AABW et entre la surface de densité neutre 28.03 et 28.27 kg m^{-3} (Figure 1.10). Néanmoins, Whitworth et al. (1998), précisent que pour les eaux proches du point de congélation dont l'origine est liée aux interactions avec la surface (y compris la glace) il n'est plus possible de parler de MCDW car ces eaux ne contiennent certainement plus de trace de la CDW du large.

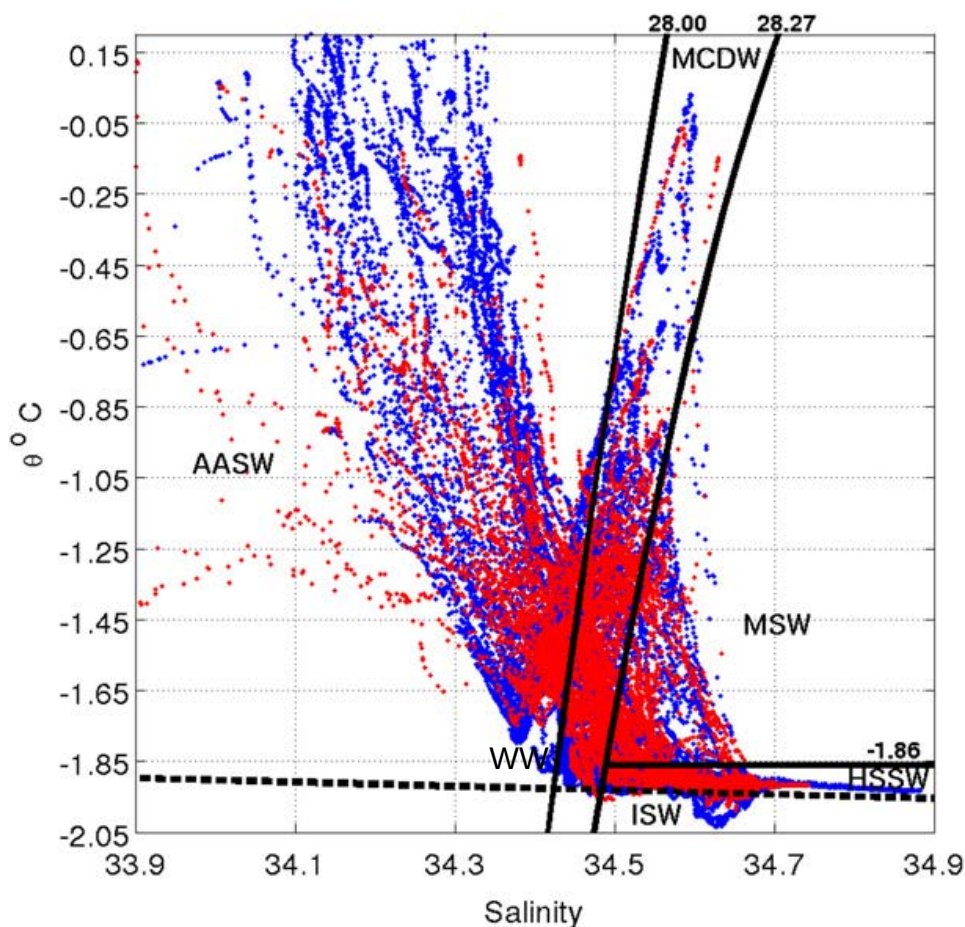


FIGURE 1.10 – Diagramme θ -S issu des profils ALBION de l'été 2008 (Lacarra et al., 2011). Masses d'eau présentes dans le diagramme : l'eau antarctique de surface (AASW), l'eau circumpolaire modifiée (MCDW), l'eau très salée de plateau (HSSW) et l'eau de plateforme glaciaire (ISW), l'eau hivernale (WW). Les deux courbes noires représentent les surfaces de densité neutre 28.00 et 28.27 kg m^{-3} (Whitworth et al., 1998). La courbe en tirets représente le point de congélation à 50 dbar.

Des études antérieures ont pu mettre en évidence la présence de MCDW sur le plateau au large de la Terre-Adélie ainsi que, plus généralement, les échanges de masses d'eau entre le plateau et le large (e.g. export d'eau dense, tourbillons cycloniques au large formés d'eau dense de plateau). Il est possible notamment d'observer de la MCDW jusqu'à la langue glaciaire du

Mertz (Figures 1.11 et 1.12) (Jacobs, 1989; Rintoul, 1998; Bindoff et al., 2001; Williams and Bindoff, 2003; Lacarra et al., 2011). Les intrusions de MCDW sur le plateau Adélie sont certainement liées en partie à l'orientation de la côte et la proximité de la MCDW du talus continental (Schmidt et al., 2014). Par ailleurs, le seuil Adélie joue un rôle important, représente une indentation relativement profonde ($\approx 400\text{ m}$) dans la topographie : (i) il facilite l'entrée de la MCDW dans la dépression Adélie et permet l'installation d'un gradient de pression zonal supportant un transport géostrophique méridien le long de ses bords. (ii) Il contribue également à intensifier les flux tourbillonnaires de MCDW à travers le talus (A. Thompson, communication personnelle). (iii) L'hiver, dans une vision simple de circulation forcée par un flux de flottabilité, l'entrée de la MCDW sur le plateau peut-être considérée comme la simple continuité de l'export d'eau dense du plateau.

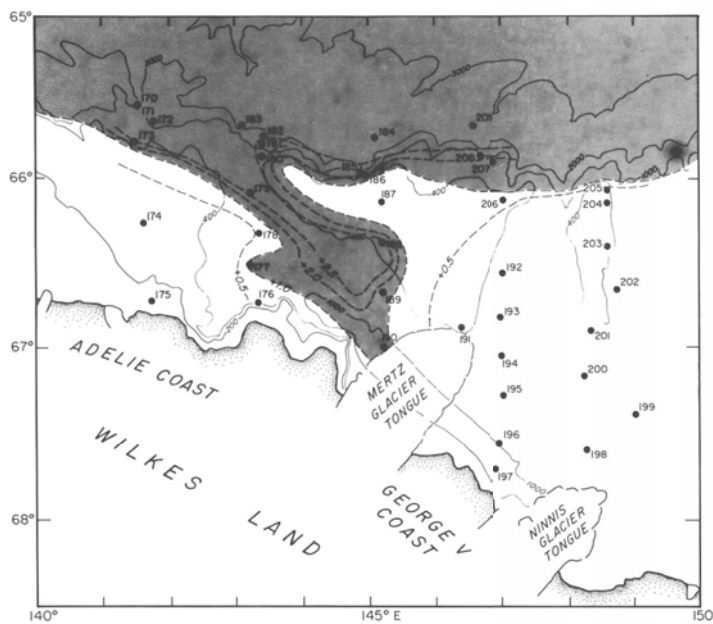


FIGURE 1.11 – Distribution des l'eau dont la température est supérieure de 1°C par rapport au point de congélation en décembre 1978 - janvier 1979 (Jacobs, 1989)

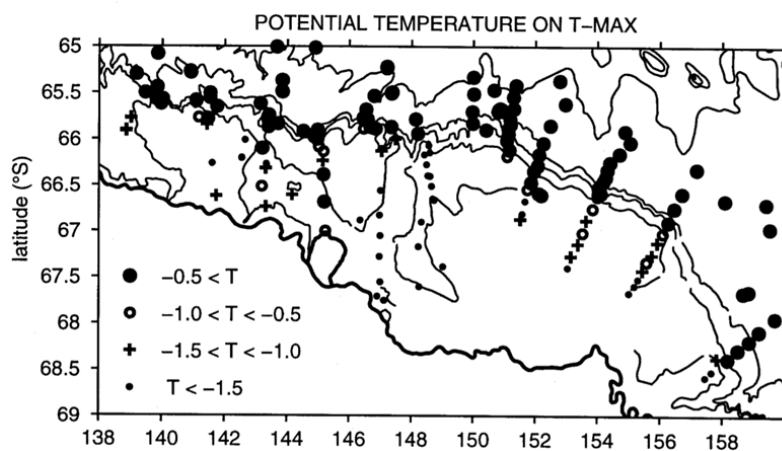


FIGURE 1.12 – Distribution de la température du coeur de la MCDW (Rintoul, 1998)

II.7.c Interaction avec la langue glaciaire du Mertz et Eau de Plateforme Glaciaire

L'Eau de Plateforme Glaciaire (Ice Shelf Water, ISW) est une masse d'eau très froide, dont la température potentielle est inférieure au point de congélation à la pression de surface. Sur le plateau Adélie, elle est issue de l'interaction entre l'HSSW au point de congélation à la pression de surface, et la langue glaciaire du Mertz. Dans l'espace θ/S , l'eau issue de cette interaction se situe sur une ligne, la ligne de Gade (Gade line) (Gade, 1979), passant par le point associé à la masse d'eau "mère" (ici la HHSW) ayant été en contact avec le glacier, et dont la pente est entièrement déterminée par le processus de fonte ainsi engendré. Lorsqu'une masse d'eau entre en contact avec la base d'une langue ou d'une plateforme glaciaire, la glace fond au contact de la masse d'eau océanique relativement chaude. On fait alors les hypothèses suivantes : la chaleur sensible transférée de l'océan à la glace est négligeable par rapport au transfert de chaleur latente permettant de fondre la glace, le volume de glace fondue est négligeable par rapport au volume de la masse d'eau océanique interagissant avec la glace, on néglige aussi l'énergie nécessaire pour chauffer l'eau de fonte par rapport au transfert de chaleur latente. On peut alors écrire la conservation de la chaleur, de la masse et du sel :

$$m_{ocean}C_p(T_M - T_{ocean}) = m_iL_F \quad (1.1)$$

$$m_{ocean} + m_i = m_M \quad (1.2)$$

$$m_{ocean}S_{ocean} = m_MS_M \quad (1.3)$$

Où T_{ocean} et S_{ocean} sont respectivement, la température et la salinité de la masse d'eau océanique avant la fonte du glacier ; $L_F = 334 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ est la chaleur latente de fusion de la glace ; et $C_p = 3.97 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ est la chaleur spécifique de l'eau pour une température T_{ocean} et une salinité S_{ocean} à la pression de la base du glacier (ici on a choisi 400 dbar). En combinant ces trois équations, on obtient ainsi l'expression reliant la température T_M et la salinité S_M de la masse d'eau après avoir interagi avec le glacier (Gade, 1979; Jenkins, 1999; Wåhlin et al., 2010) :

$$T_M(S_M) = T_{ocean} + \frac{L_F}{C_p} \left(1 - \frac{S_{ocean}}{S_M} \right) \quad (1.4)$$

Selon Jenkins and Jacobs (2008), l'ISW serait également marquée avec un contenu élevé en oxygène dissous. En faisant l'hypothèse qu'à la pression à la base du glacier, selon la loi de Henry, la quasi intégralité de l'oxygène se dissout dans l'eau, il est possible d'obtenir un ordre de grandeur de la concentration d'oxygène dans l'eau de fonte du glacier, à savoir 24 à 25 ml kg^{-1} , c'est-à-dire environ trois fois la concentration en oxygène à saturation dans l'eau de mer à la de pression atmosphérique.

II.7.d L'eau hivernale (WW)

L'eau hivernale (WW) correspond à l'eau provenant de la couche de mélange convective hivernale (Mosby, 1934). Au large, la couche de mélange estivale est relativement peu profonde et peu salée et est délimitée à sa base par une thermocline prononcée qui la sépare de la WW, elle même caractérisée par un minimum de température (Figure 1.13). Ce minimum de température ne s'observe que pour la WW formée au large et se situe juste au dessus de la MCDW (Whitworth et al., 1998). Une seconde thermocline prononcée (qui coïncide avec la halocline) sépare la couche de WW de la CDW.

Dans la dépression Adélie, on peut distinguer en hiver deux masses d'eau salées au point de congélation à la pression de surface. L'eau hivernale (WW) occupe la moitié supérieure de

la colonne et est relativement homogène en densité sur la verticale. Sous cette couche se trouve l'HSSW, plus stratifiée et plus dense. La WW représente donc la couche de mélange hivernale trop peu salée pour former de la HSSW, avec une température potentielle comprise entre -1.89°C et -1.9182°C et une densité potentielle $\sigma_{\theta} < 27.92\text{kg/m}^3$ (Bindoff et al., 2001; Williams and Bindoff, 2003). En été, les masses d'eau occupant le même domaine dans le diagramme $\theta - S$ sont appelées Eau de Plateau (Dhelf Water, SW) (Williams et al., 2010).

Dans ce manuscrit, elles seront aussi appelées eau dense de plateau (DSW) ou eau de plateau (SW) selon sa densité et sont donc distinctes de la WW résiduelle au large (Figure 1.13).

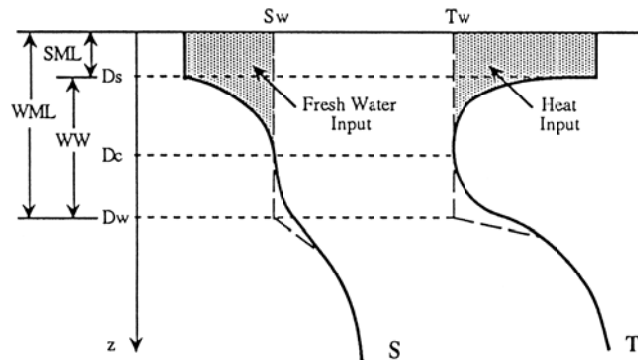


FIGURE 1.13 – Formation de WW dans l'océan austral au large du plateau Antarctique (Park et al., 1998). Couche de mélange estivale (SML). Couche de mélange hivernale (WML).

II.7.e L'eau Antarctique de surface et couche de mélange estivale

L'eau Antarctique de surface (AASW), est la couche de surface qui a été chauffée et mélangée avec l'eau douce (fonte de glace, précipitations) (Figure 1.13). Sa limite inférieure en température est définie par le minimum de température caractérisant la WW (Lacarra et al., 2011). En été, une couche de mélange saisonnière relativement peu salée se forme à la surface de l'AASW sous l'effet du mélange dû au vent avec l'eau de fonte de glace de mer (Whitworth et al., 1998; Bindoff et al., 2000b; Williams et al., 2008b). Cette couche de mélange quasi-homogène est très importante, car elle interagit directement avec l'atmosphère, et correspond à la zone euphotique (bien éclairée), et riche en nutriments ce qui tend à favoriser la production biologique en été.

II.8 Circulation océanique sur le plateau au large de la Terre-Adélie

La circulation océanique sur le plateau au large de la Terre Adélie est encore mal connue. En hiver une circulation thermohaline cyclonique est suggérée par les observations hydrologiques et courantométriques (Bindoff et al., 2001; Williams and Bindoff, 2003), tandis qu'en été, la distribution des masses d'eau suggère une circulation cyclonique dans la dépression reliant les entrées et les sorties d'eau au dessus du seuil Adélie (Lacarra et al., 2011). Hormis des estimations de l'export d'eau dense, la circulation sur le plateau n'a pas encore été quantifiée et c'est l'objet de cette thèse de la caractériser à partir d'observations in-situ, permettant ainsi de mieux comprendre son rôle dans la distribution des traceurs sur le plateau ainsi que dans le transport de chaleur et d'eau douce et la transformation des masses d'eau.

II.8.a Marée et mélange sur le plateau

La marée est relativement importante sur le plateau au large de la Terre Adélie. Les courants de marée sont de l'ordre de 5 cm s^{-1} dans la dépression Adélie, avec des courants pouvant atteindre 20 cm s^{-1} à l'est de la langue glaciaire du Mertz (Mayet et al., 2013). Les fluctuations du courant sont associées à des harmoniques diurne (principalement K1 et O1) et à des harmoniques semi-diurne (principalement M2 et S2).

Dans les mers de Ross et de Weddell, lorsque la fréquence inertielle est inférieure à la fréquence de la marée semi-diurne, la marée semi-diurne excite des ondes de marée interne qui peuvent contribuer au mélange des masses d'eau (en déferlant par exemple lors d'une réflexion sur une pente relativement forte). Hirano et al. (2010) ont effectué des mesures de microstructure sur le talus continental Antarctique à 140°E et sur le banc Adélie. Ils ont mesuré des taux de dissipation ϵ liés au mélange turbulent très importants, pouvant atteindre plus de $10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$. À la rupture du plateau, les diffusivités turbulentes κ associées sont supérieures à $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Ces auteurs estiment que l'origine de ce fort mélange est lié aux ondes de marée interne associées à l'harmonique M2 qui déferlent sur les pentes raides du talus continental. Les fortes pentes associées aux parois de la dépression Adélie peuvent laisser supposer qu'un mélange important, lié au même processus de déferlement d'ondes internes excitées par la marée semi-diurne, pourrait également avoir lieu sur le plateau lui-même.

II.8.b Circulation moyenne sur le plateau

La circulation moyenne sur le plateau Adélie montre une forte saisonnalité avec deux périodes distinctes, une période hivernale et une période estivale. Cette séparation du courant moyen en deux saisons est proposée par Kusahara et al. (2010) à partir de sorties d'un modèle numérique de circulation générale océanique avec un raffinement de son maillage adapté au plateau Adélie³. La saisonnalité du courant y semble liée à celle du forçage halin induit par la convection océanique hivernale. Plusieurs séries temporelles de module du courant issues de mouillages déployés en amont du seuil Adélie confirment cette saisonnalité (Williams et al., 2008a, 2010).

La circulation hivernale a été observée pour la première et unique fois durant la campagne océanographique hivernale de l'Aurora Australis en 1999 grâce à des données d'ADCP de coque, complétées par des observations de température et de salinité permettant d'estimer la structure verticale du courant géostrophique à partir de la relation du vent thermique (Bindoff et al., 2001; Williams and Bindoff, 2003). Ces deux études décrivent une circulation thermohaline à forte composante horizontale cyclonique. Cette circulation est composée d'une branche de MCDW provenant du banc du Mertz et advectée vers la langue du Mertz, qui semble se transformer sur son chemin en WW. Par ailleurs, durant cette campagne, on a pu observer un patch convectif le long de la langue glaciaire du Mertz. Ce patch convectif est issu d'un important mélange vertical, induit par un flux de flottabilité en surface associé aux rejets de saumures issues de la production de glace dans la polynie. Une partie de l'HSSW ainsi formée pénètre sous la langue glaciaire du Mertz, avec laquelle elle interagit et forme de l'ISW. L'ISW et l'HSSW nouvellement formée alimente une branche de retour vers le nord-ouest qui semble fermer cette circulation cyclonique. Ces auteurs montrent également que la circulation cyclonique hivernale autour de la dépression est relativement barotrope. Elle est associée à une circulation verticale de type thermohaline alimentée par la convection profonde le long du

3. Le modèle ne résout pas le rayon interne sur le plateau

Mertz. Ce schéma de circulation semble bien confirmé par les quelques études réalisées avec des modèles numériques (Marsland et al., 2004; Kusahara et al., 2010; Cougnon et al., 2013).

Paradoxalement, bien que le plateau soit plus facile d'accès en été, aucune étude basée sur des observations de courants n'a été publiée à ce jour sur la circulation estivale sur le plateau au large de la Terre-Adélie. La distribution des masses d'eau suggère une entrée de la MCDW par le seuil Adélie au nord-est, puis un écoulement vers la langue glaciaire du Mertz guidé par la bathymétrie (Lacarra et al., 2011). Kusahara et al. (2010) décrivent pour la première fois cette circulation estivale comme un état dynamique provenant de la relaxation de la circulation hivernale. Elle serait organisée de manière cyclonique autour du dôme d'eau dense formé l'hiver, le dôme étant dans leur modèle, centré sur la dépression. Le vent quant à lui semble avoir un effet négligeable : Il faut cependant noter que le vent utilisé dans ce modèle est issu de la réanalyse NCEP/NCAR dont la résolution est très insuffisante sur le plateau. Ce schéma de circulation, n'a cependant pas été confronté à des observations de courant. Notamment la mise en évidence de certains biais du modèle par rapport aux observations engage à vouloir tester le réalisme des simulations. Par exemples, les distributions de température et salinité ne semblent pas en accord avec les observations le long de la côte où le modèle prédit l'été des eaux moins denses en surface, ou encore au seuil où le dôme d'eau dense simulé ne semble pas correctement positionné par rapport à ce qui est observé. Enfin l'étude de Kusahara et al. (2010) ne prend pas en compte la possibilité d'échanges entre la dépression du Mertz (à l'est de la langue glaciaire) et la dépression Adélie, dont on sait qu'ils jouent un rôle important (Cougnon et al., 2013).

II.8.c Activité tourbillonnaire sur le plateau

L'ensemble des études citées préalablement s'intéressent à la circulation moyenne sur le plateau. Qu'en est-il de la circulation plus haute fréquence. De nombreuses études sur le pourtour Antarctique suggèrent une activité tourbillonnaire importante associée aux entrées d'Eau Circumpolaire Modifiée sur le plateau (Moffat et al., 2009; Nøst et al., 2011; Stewart and Thompson, 2015) ou aux échanges sous glaciaire (Årthun et al., 2013; Herraiz-Borreguero et al., 2013, 2015). À présent, aucune étude n'a été conduite pour mettre en évidence de tels objets dans la dépression Adélie. Dans ce manuscrit, nous proposons quelques pistes pour commencer à étudier les phénomènes sous-inertiels et leur signature hydrologique.

III Objectifs de la thèse

III.1 Questions scientifiques

Sur la base des études antérieures sur l'océanographie du plateau antarctique au large de la Terre Adélie, et dans le contexte plus large de nos connaissances sur la dynamique du plateau Antarctique, l'étude présente s'intéresse et souhaite apporter une contribution à l'étude des questions suivantes :

- *Quelles sont les échelles de variation temporelle du courant sur le plateau Adélie ?*
- *Quelles sont les principaux facteurs impactant la circulation l'été sur le plateau Adélie ?*
- *Quelle est la circulation horizontale moyenne de l'Eau Circumpolaire Profonde Modifiée l'été dans la dépression Adélie*
- *Quelle est la part de la dynamique horizontale par rapport aux flux air / mer sur le bilan de chaleur et de sel sur le plateau l'été ?*
- *L'océan et la langue glaciaire du Mertz interagissent-ils l'été ? Si oui, de quelle manière ?*
- *Peut-on mettre en évidence la présence d'activité tourbillonnaire sur le plateau au large de la Terre Adélie ?*

III.2 Démarche adoptée

Afin de traiter ces questions, le manuscrit est organisé de la manière suivante :

- * Dans le chapitre 3, à partir des données de mouillages collectées dans le cadre du projet ALBION (données de courant, température et salinité), nous allons travailler sur les échelles de variabilité du courant et sur son évolution saisonnière.
- * Dans les chapitres 5 et 6, partant de l'hypothèse que la circulation d'été serait associée au gradient de densité installé l'hiver, on se propose de reconstruire la circulation estivale en utilisant un modèle inverse en boîte afin de diagnostiquer une telle circulation. Ce travail s'effectue à partir de la campagne estivale ALBION 2008. Le modèle sera utilisé pour mieux comprendre la dynamique associée au courant moyen sur le plateau.
- * Dans le chapitre 7, à partir des résultats obtenus avec le modèle inverse, nous allons discuter de la part de la circulation horizontale par rapport aux forçages en surface l'été.
- * Dans le chapitre 8, à partir des données de mouillage dans la dépression Adélie à proximité de la langue glaciaire du Mertz, nous avons porté notre effort sur l'identification et la caractérisation des échelles cinématiques et dynamiques associées aux régimes transitoires sous-inertiels sur le plateau.

III.3 L'année 2008 dans le contexte de la variabilité climatique

Plusieurs échelles de variabilité interannuelle ont pu être mises en évidence quant à la circulation et la formation de masses d'eau. Une échelle multi-décennale entre 60 et 80 ans qui semble être associée aux cycles de vêlage de la langue glaciaire du Mertz (Campagne et al., 2015), récemment la variabilité associée au vêlage de la langue glaciaire a été observée (Shadwick et al., 2013; Lacarra et al., 2014). L'année 2008 se trouve avant le vêlage de la langue glaciaire.

Campagne et al. (2015) suggèrent également que la récente tendance observée sur le mode annulaire australe (SAM), pouvait avoir un impact sur la couverture de glace sur le plateau Adélie et par conséquent sur l'activité de la polynie du Mertz et l'activité biologique associée.

Marsland et al. (2004); Tamura et al. (2012); Cougnon et al. (2013) suggèrent une variabilité interannuelle importante de la production de glace sur le plateau. Ils définissent pour les 18 années précédant le vêlage de la langue glaciaire des périodes de forte polynie et des périodes de faible polynie (l'écart de production entre ces deux différents types de période est de l'ordre de 100km^3 pour le plateau Adélie) (figure 1.14). L'hiver 2007 précédant l'été 2008 est un hiver pour lequel l'activité de la polynie est proche de l'activité moyenne de 1992 à 2010.

Dans cette thèse nous ne cherchons pas à travailler sur ces différentes échelles de variabilité, mais cherchons à caractériser la circulation moyenne ainsi que sa variabilité saisonnière et plus haute fréquence.

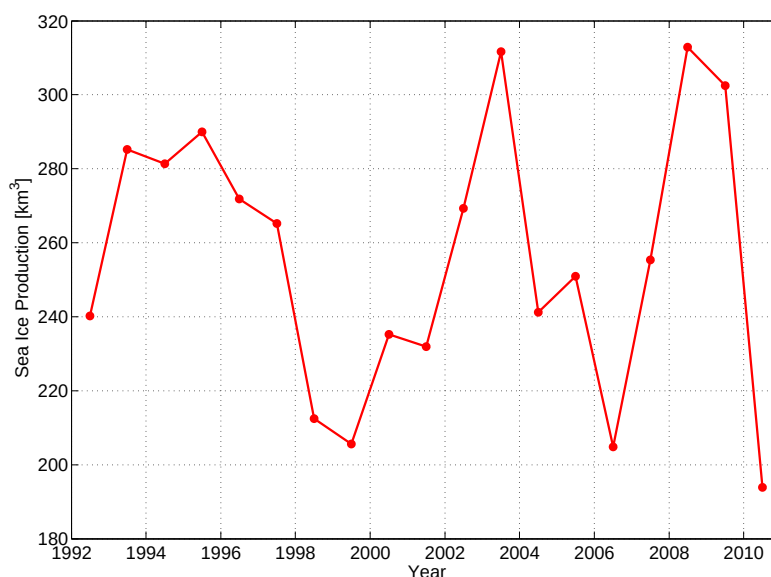


FIGURE 1.14 – Variabilité interannuelle. Série temporelle de la production de glace totale (mars-octobre) pour la polynie de la dépression Adélie (Tamura et al., 2012)

2

Matériel et traitement des données

▷ Ce chapitre présente les observations utilisées dans cette thèse ainsi qu'une partie des traitements effectués sur ces observations. Dans un premier temps, nous présentons les données collectées dans le cadre du projet ALBION (données de mouillage et profils CTD), puis nous présentons les autres jeux de données utilisés pour mettre en contexte les observations ALBION.

Dans un second temps, les traitements effectués sur les données sont détaillés, en particulier pour les données de profileur de courants (ADCP) pour lesquelles il a fallu déterminer l'orientation du repère instrumental dans lequel étaient définies les vitesses brutes.

Enfin les principales méthodes utilisées dans cette thèse (hormis le modèle inverse qui est développé dans les chapitre 4 et 5) sont introduites. ◁

Plan du chapitre

I	Observations du projet ALBION et données complémentaires	25
I.1	Observations du projet ALBION : période 2008-2010	25
I.2	Autres données océanographiques	30
I.3	Forçage atmosphérique de surface	31
I.4	Concentration de glace de mer et de production de glace	32
II	Traitement des données ALBION	34
II.1	Qualification des données CTD	34
II.2	Calibration des microcats à MG	34
II.3	Traitement des données de courant : ADCP	34
III	Méthodes	40
III.1	Estimation des contenus en chaleur et en eau douce et leur évolution .	40
III.2	Analyse optimale à multi-paramètres pour l'identification des masses d'eau	40
III.3	Détection de tourbillons à partir de données de mouillage	42

DE 2007 à 2015, le projet ALBION (Adélie Land Bottom water formation and Ice-Ocean interactionNs, projet LEFE et IPEV) a permis de collecter un nombre considérable d'observations in situ sur le plateau au large de la Terre Adélie et de la Terre Georges V. Cette collecte de données s'est faite grâce à des campagnes océanographiques estivales ainsi qu'au déploiement de mouillages, depuis l'Astrolabe, navire de ravitaillement de la base française Dumont D'Urville. Le projet ALBION a été initié dans le cadre de l'Année polaire internationale (API) où il apparaît comme la composante française du programme international SASSI (Synoptic Antarctic Shelf-Slope Interactions Study). La Terre Adélie, comme l'ensemble du plateau Antarctique plus généralement, est une zone très difficile d'accès du fait des conditions de glaces, des conditions météorologiques et de son éloignement des autres continents (environ 2600 km séparent Hobart en Tasmanie, où stationne l'Astrolabe, de Dumont d'Urville). La complexité de mise en œuvre d'une campagne polaire rend ces observations d'autant plus précieuses.

I Observations du projet ALBION et données complémentaires

I.1 Observations du projet ALBION : période 2008-2010

I.1.a Données instrumentales sur sites de mouillages

Dans le cadre du projet ALBION, plusieurs instruments ont été déployés à l'année sur de lignes fixes où des cages ancrées sur le fond. Ces instruments permettent d'enregistrer des séries temporelles de courant ou de propriétés hydrologiques de la colonne d'eau (température, conductivité, pression).

Description des mouillages

Au cours de la période traitée dans cette étude (2008-2010), trois sites de mouillage ont été instrumentés. Le premier (MG) se situe dans la dépression Adélie proche de la langue glacière du Mertz sur le flanc sud-est de la dépression. Le second site (CB) se situe dans la baie de Commonwealth et le troisième (AS) est déployé au sud du seuil Adélie. Les coordonnées de ces trois mouillages sont données dans le tableau 2.1, ils sont également positionnés sur la carte (2.1).

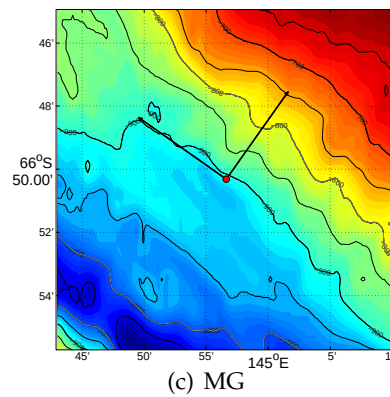
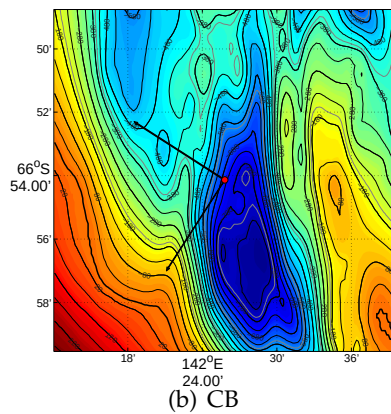
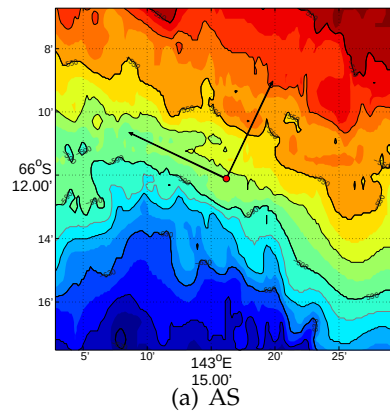
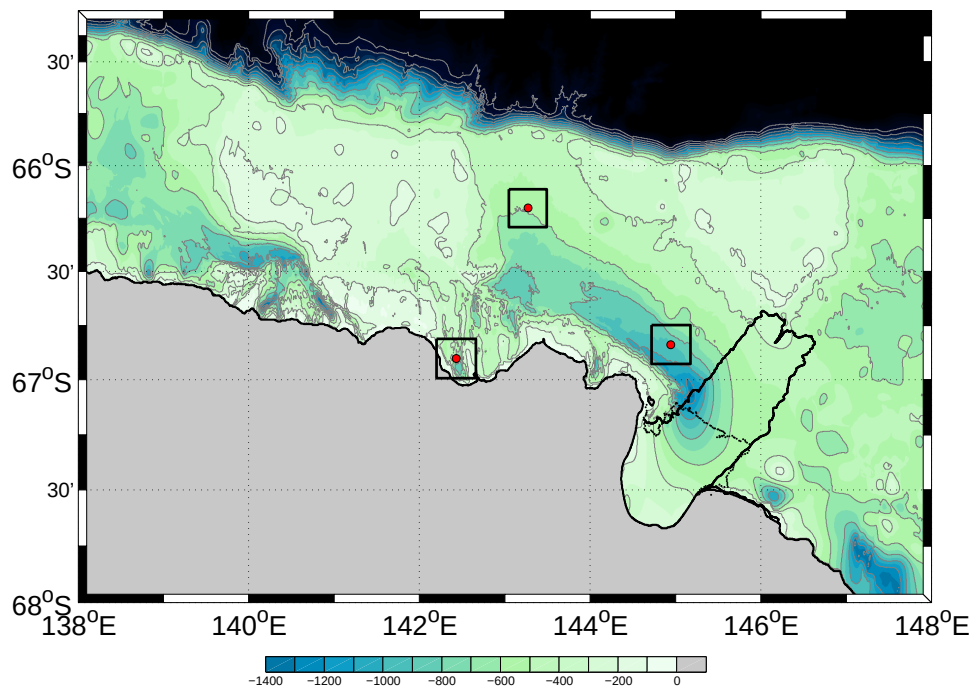


FIGURE 2.1 – Position des 3 sites de mouillage et les 3 repères topographiques locaux associés (flèches noires) pour (a) le Seuil Adélie (AS), (b) la baie de Commonwealth (CB) et (c) la dépression Adélie (MG).

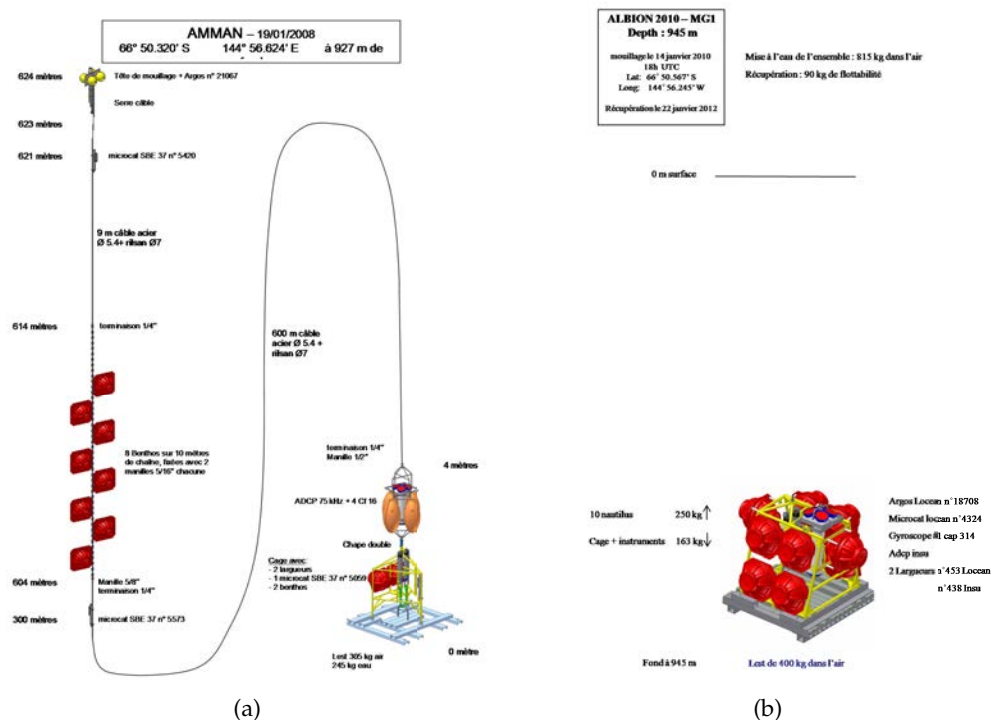


FIGURE 2.2 – (a) Mouillage MG en 2008 ; (b) mouillage MG en 2010

- **MG** : Le mouillage MG a été déployé de fin janvier 2008 à janvier 2011 (Tableau 2.1). Sur ces 3 années il comprend à minima un ADCP Long Ranger de 75 kHz installé près du fond (l'ADCP est relié par un cardan à une cage de fond fixe). Les années 2008 et 2009 s'ajoute trois microcats installées sur une ligne fixée sur l'ADCP (Figure 2.2a), mesurant température, pression et salinité à trois profondeurs différentes (Tableau 2.1). Si le cardan garantit une orientation fixe de l'ADCP sur l'horizontale, lorsque l'ADCP est relié à une ligne, ce dernier va osciller au gré des excursions verticales de la ligne dans la colonne d'eau sous l'effet des courants. En 2010, pour remédier à ces oscillations, l'ADCP fixé sur cardan est inclus dans une cage posée au fond, l'instrument n'est plus relié à une ligne (Figure 2.2b). Un mouillage ligne comportant des microcats a été déployé à proximité mais sera perdu.
- **AS** : Le mouillage AS est déployé de fin janvier 2010 à début janvier 2011 (Tableau 2.1). Il comporte un ADCP et une microcat, tous deux fixés sur une cage posée sur le fond (578db) semblable à celle déployée en 2010 à MG. Il comporte également deux microcats fixées sur un mouillage ligne déployée à proximité.
- **CB** : Le mouillage CB est quant à lui déployé sur une période plus étendue, de 2008 à 2012 inclue, la description de ce mouillage (or ADCP) et la discussion sur la qualité des données hydrologiques est faite dans Lacarra et al. (2014). Le mouillage est également équipé d'ADCP en fond en 2008 et 2009, l'instrument est fixé sur un cardan et relié à la ligne de mouillage de façon analogue au mouillage MG les mêmes années.

Sur chaque agrandissement de la figure 2.1 (panneaux a-c) est représenté pour chaque mouillage le repère topographique au point du mouillage. On remarque que l'échelle typique de variation locale de la bathymétrie aux mouillages MG et AS est proche de l'échelle de variation régionale du plateau, tandis qu'au mouillage CB on a une échelle de variation locale relativement plus petite. L'échelle horizontale utilisée pour calculer le gradient de topographie

nom du mouillage	coordonnées du	profondeur mouillage	période de collecte des données	instrument	profondeur de l'instrument
MG	66°50.320'S 144°56.624'E	899 db	19-jan-2008 au 15-jan-2009	m-sbe37-5059 m-sbe37-5573 m-sbe37-5420 adcp 75kHz	899 db (bot.) 594 db (int.) 278 db (surf.) 899 db (bot.)
	66°50.117'S 144°56.772'E	878 db	15-jan-2009 au 14-jan-2010	m-sbe37-5059 m-sbe37-5573 m-sbe37-5420 adcp 75kHz	878 db (bot.) 546 db (int.) 237 db (surf.) 878 db (bot.)
	66°50.567'S 144°56.245'E	945 db	jan-2010 à jan-2011	adcp 75kHz	945 db (bot.)
AS1	66°12.109'S 143°16.187'E	593 db	jan-2010 à jan-2011	m-sbe37-4320 adcp 75kHz	593 db (bot.) 593 db (bot.)
AS2	66°11.850'S 143°15.344'E	574 db	jan-2010 à jan-2011	m-sbe37-3022 m-sbe37-2764	425 db (int.) 349 db (surf.)

TABLE 2.1 – Liste des instruments déployés à MG et à AS, pour CB voir Lacarra et al. (2014)

est de 5 km pour AS et MG et de 2.5 km pour CB¹. Les pentes respectives ainsi estimées pour AS, MG et CB sont $\alpha = 0.011, 0.017$ et 0.087 .

Capteur CTD

Les capteurs CTD utilisées au mouillage MG et AS sont des microcats SeaBird SBE37. Chaque microcat est constituée d'un capteur de température d'une précision de 0.002°C , d'un capteur de conductivité d'une précision de $3 \cdot 10^{-4} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ (ce qui correspond à une précision de 0.003 psu pour une eau à -1.9°C à la pression atmosphérique) et d'un capteur de pression. La fréquence d'acquisition de ces données est une mesure toutes les 7.5 minutes pour la majorité des microcats². La salinité est déduite de la conductivité, de la température et de la pression.

Profileur de courants

Les ADCP 75 kHz sont configurés pour acquérir les courants dans la colonne d'eau toutes les heures. L'ADCP est un instrument permettant de mesurer la vitesse des particules en suspension dans la colonne d'eau. En supposant que ces particules n'aient pas de mouvement relatif par rapport à la vitesse dans la colonne d'eau, on obtient alors la vitesse dans la colonne d'eau. Les ADCP 75 kHz de RDI comportent 4 oreilles appelées couramment beam, chaque oreille est un émetteur récepteur acoustique. La mesure de vitesse ADCP est basée sur l'effet Doppler : une onde acoustique est émise et réfléchiée par les particules dans la colonne d'eau, le temps de réponse (connaissant la vitesse du son dans l'eau), donne accès à la profondeur de la particule, tandis que le changement de fréquence de l'onde acoustique donne la vitesse radiale de la particule sur laquelle elle s'est réfléchiée pour chacune des oreilles de l'instrument. L'instrument ayant 4 oreilles, il est alors possible de retrouver les 3 composantes de la vitesse dans le repère de l'instrument. Afin d'avoir une vitesse robuste, l'instrument divise la colonne d'eau en segments appelés aussi bins au dessus de chaque oreille, et sur ces segments, les vitesses des particules en suspension sont moyennées.

1. Contrairement à AS et MG, l'orientation du repère topographique est très sensible à l'échelle horizontale prise au mouillage CB

2. Au mouillage AS, en 2010, la fréquence d'acquisition de la microcat de fond est de 12.5 minutes

I.1.b Campagnes hydrographiques estivales

Une importante partie du travail effectué dans cette thèse repose sur les données de conductivité, température et profondeur (Conductivity Temperature Depth, CTD) collectées lors de la campagne estivale ALBION 2008, cette campagne est un cas d'étude qui sera ensuite discuté à la lumière d'autres campagnes.

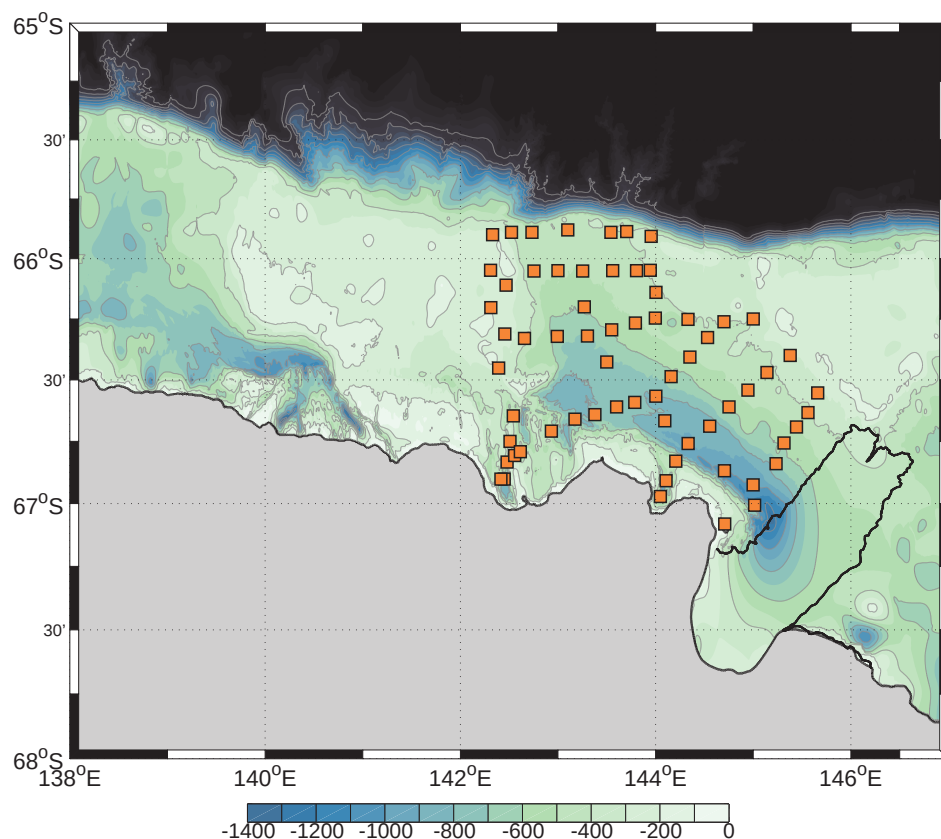


FIGURE 2.3 – Distribution spatiale des données hydrologiques pendant la campagne ALBION 2008 ; stations CTD (carrés orange)

Dans le cadre du projet ALBION, des campagnes CTD ont été effectuées chaque mois de janvier de 2007 à 2012 à l'aide d'une sonde Seabird SBE911 plus, CTD équipée de capteurs de température, pression, conductivité ainsi que d'un capteur d'oxygène SBE43 (Figure 2.3). La couverture du plateau fluctue fortement d'une année à l'autre en fonction de la couverture de glace ou du temps bateau disponible. La campagne profite du temps bateau de l'Astrolabe restant disponible après que les priorités de ravitaillement de la station Dumont D'Urville aient été satisfaites. Au total, 16 stations CTD ont été effectuées en 2007, 66 en 2008, 44 en 2009, 50 en 2010, 36 en 2011 et 10 en 2012 (Lacarra et al., 2014). Nous n'utilisons dans cette étude que des données de 2008, 2009 et 2011.

La meilleure couverture spatiale a été obtenue en janvier 2008, durant l'année polaire internationale. Le réseau ALBION 2008 s'étend notamment plus à l'est sur le banc du Mertz que la campagne 2009.

En 2010, des problèmes instrumentaux ont conduit à utiliser trois sondes différentes qui n'ont pas été inter-calibrées, la troisième de ces sondes étant une microcat, instrument peu adapté à la réalisation de profils hydrographiques à haute fréquence d'échantillonnage.

Les années 2011 et 2012, se situent après le vêlage de la langue glaciaire du Mertz, elles ne sont pas utilisées dans cette thèse (hormis pour l'année 2011, voir chapitre 7). Shadwick et al. (2013) et Lacarra et al. (2014) montrent que la stratification et les caractéristiques hydrographiques dans la dépression Adélie ont drastiquement changé suite au vêlage de la langue glaciaire du Mertz. De plus, l'arrivée de l'iceberg B9B (100 km de long et 300 m de profondeur) a profondément changé la couverture de glace (Tamura et al., 2012; Dragon et al., 2014) ainsi que certainement la circulation dans les 300 premiers mètres (Kusahara et al., 2011b) et peut-être dans une moindre mesure plus en profondeur. Nous avons donc décidé de concentrer notre travail sur la période antérieure au vêlage de la langue glaciaire du Mertz. Afin de profiter de la meilleure couverture spatiale, nous nous intéressons en particulier aux données de la campagne ALBION 2008 pour estimer la circulation estivale sur le plateau.

I.2 Autres données océanographiques

I.2.a Observations hydrographiques de campagnes antérieures

D'autres campagnes de mesures ont été utilisées afin de mettre en contexte les observations issues du projet ALBION. Nous avons utilisé les données d'hiver (1999) de la campagne australienne Mertz Polynya Experiment (Bindoff et al., 2001; Williams and Bindoff, 2003), les données d'été (2000-2001) de la campagne nord-américaine du Nathaniel B. Palmer NBP00-08 (Vaillancourt et al., 2003), les données du printemps 2004 du Leg 1 de la campagne nord-américaine AnSlope-3 NBP03-08 (Muench et al., 2009) et celle de la campagne australienne estivale CEA-MARC (2007-2008) qui précède la campagne ALBION 2008 d'environ 3 semaines (Lacarra et al., 2011).

I.2.b Modèle de marée T-UGOm

La proximité du pôle sud magnétique à environ 430 km de notre région d'étude, rend les compas magnétiques des ADCP inopérants. Afin de déterminer et de pouvoir aussi reconstruire la direction des courants mesurés par l'ADCP (voir section II.3.e dans ce chapitre), nous utilisons le modèle de marée T-UGOm adapté au plateau Adélie. T-UGOm (Toulouse - Unstructured Grid Ocean model) est un modèle hydrodynamique barotrope de type "Saint Venant" pour l'océan développé au LEGOS (Mayet et al., 2013). Ce modèle permet de calculer les variations du niveau marin ainsi que les courants, sous l'effet des forçages astronomiques et météorologiques. T-UGOm est donc particulièrement bien adapté pour modéliser la marée.

I.2.c Bathymétrie

La bathymétrie utilisée dans cette thèse est celle publiée par Beaman et al. (2011) et modifiée par Benoît Legresy (Mayet et al., 2013). Benoît Legresy a utilisé les passages d'icebergs pour définir les profondeurs minimales de l'océan en certains lieux, en particulier vers le nouveau front du glacier et immédiatement à l'est de celui-ci (Figure 2.4). La bathymétrie sous la langue glaciaire du Mertz est donc à prendre avec précaution, n'ayant jamais été observée directement.

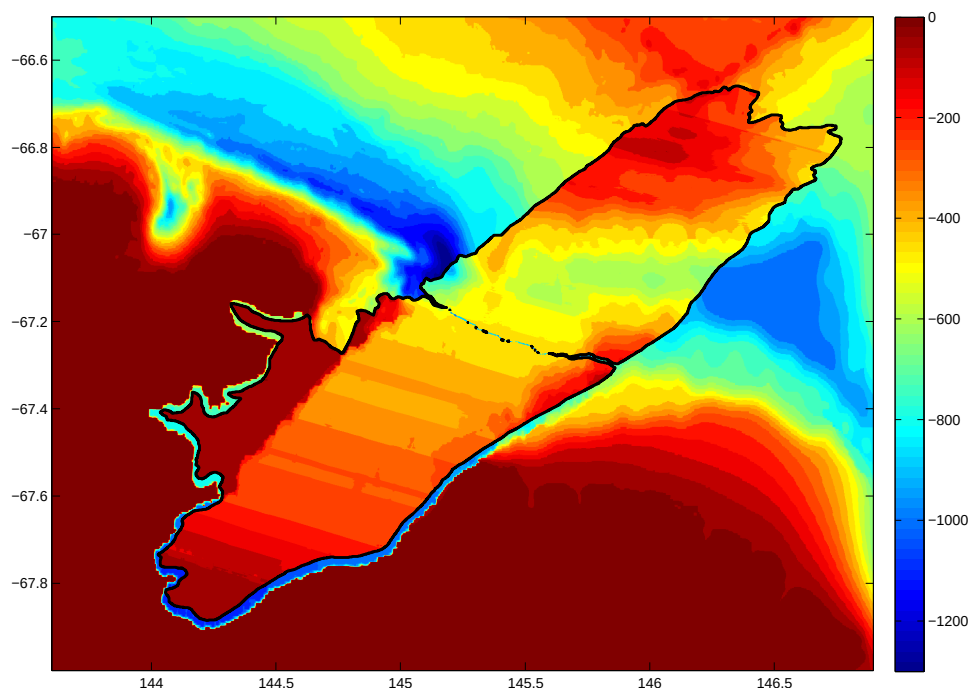


FIGURE 2.4 – Bathymétrie sous la langue glacière du Mertz

I.2.d Langue glaciaire du Mertz

Pour la langue de glace, nous utilisons un produit issu de mesures par radar aéroporté (Legrésy et al., 2004) ainsi que des images SAR de 2009-2010 pour l'extension de la langue de glace.

I.3 Forçage atmosphérique de surface

I.3.a Réanalyse atmosphérique ERA-Interim

Les flux de surface dans l'océan Austral sont parmi les moins bien connus. Dans cette région du monde, les réanalyses atmosphériques, bien que présentant d'importants biais faute d'observations à assimiler permettent d'avoir une vision continue et complète des forçages. Les données de la réanalyse ERA-Interim (Dee et al., 2011) sont produites par le modèle météorologique du centre européen de la météorologie (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, ECMWF) sur une période s'étendant de 1979 à nos jours en assimilant des données globales d'altitude et de surface comme la couverture de glace par exemple (Sea Ice Concentration, SIC). La résolution horizontale de la grille (0.75°) est de l'ordre de 80 km. Nous considérons ici les données journalières de surface : tension de vent, flux de chaleur air/mer, précipitations et évaporation.

Vent et tension de vent

Les données de vent de surface ERA-Interim ont été comparées par Rodrigo et al. (2013) aux données de stations automatiques météorologiques installées sur le continent Antarctique. Les auteurs ont montré que les données ERA-Interim présentaient des biais en intensité et variabilité en particulier sur les stations côtières. Cela n'est pas étonnant quand on sait que les vents côtiers en Antarctique sont fortement contraints par la topographie, dont les vallées glaciaires qui ne peuvent pas être correctement résolues avec une résolution de 0.75° .

Les données de vent Quikscat auraient pu être une bonne alternative, mais la couverture des données ne s'étend pas jusqu'à la côte et plus de la moitié de la zone d'étude n'est pas couverte. Nous avons donc utilisé, malgré les biais attendus, les tensions de vent issues de la réanalyse ERA-Interim.

Flux de chaleur de surface

On observe durant la campagne ALBION 2008 une grande différence entre les flux de chaleur air/mer entre la réanalyse NCEP/NCAR et la réanalyse ERA-Interim. Ainsi, le flux solaire net compris entre 270 et 350 $W m^{-2}$ dans ERA-Interim, n'est que de 230 à 270 $W m^{-2}$ dans NCEP/NCAR, soit un biais de l'ordre de 40 à 80 $W m^{-2}$. Vancoppenolle et al. (2011) montrent que le rayonnement de courtes longueurs d'onde présente un important biais positif (43 à 109 $W m^{-2}$) dans la réanalyse NCEP/NCAR, partiellement compensé par un biais négatif dans les grandes longueurs d'onde (20 à 45 $W m^{-2}$). Nous avons donc préféré utiliser ERA-Interim pour les flux de chaleur.

Précipitations et évaporation

Les mesures de précipitations en mer sont assez difficiles à réaliser, voire quasiment impossibles dans les régions polaires, et souvent peu fiables. Il en va de même pour les mesures d'évaporation. Les estimations de précipitations et évaporation diagnostiquées dans les réanalyses ERA-Interim ont été utilisées afin de disposer d'un ordre de grandeur.

I.3.b Vents de surface à la station automatique météorologique de Cape Denison

Nous utilisons également les vents surface de la station météorologique automatique (Automatic Weather Station, AWS) de Cape Denison (67°01'S 142°40'E), mis à disposition par l'université de Wisconsin-Madison³. La série temporelle de données s'étend de 1990 à 2010 inclus. Nous utilisons en particulier les années 2008 et 2009, années pour lesquelles nous avons des mesures de courant dans la colonne d'eau à Commonwealth Bay (à moins de 16 km de la station météorologique). En 2008 et 2009, seule la première moitié de l'année est utilisable, la station devenant très rapidement hors service du fait des conditions météorologiques extrêmes.

I.4 Concentration de glace de mer et de production de glace

I.4.a Concentration de glace de mer

Les concentrations de glace de mer (SIC) sont obtenues à partir des mesures du radiomètre SSM/I (Special Sensor Microwave Imager) et SSMIS à bord des satellites du DMSP. Les données sont produites avec le soutien du programme "MEaSUREs" de la NASA depuis 1987. Le radiomètre effectue des mesures micro-ondes passives en continu dans 4 bandes de fréquences différentes (19 GHz à 85 GHz). Les données de concentration de glace utilisées sont les données journalières grillées avec une résolution 12.5 km. Le radiomètre micro-ondes mesure le rayonnement émis par la surface de la Terre en température de brillance. Cette dernière dépend de l'émissivité⁴ de la surface du corps. Dans le cas de la glace de mer, l'émissivité dépend de la concentration de la glace et de son âge pour une fréquence donnée.

3. <https://amrc.ssec.wisc.edu/aws/>

4. C'est le rapport entre l'énergie rayonnée par un matériau et l'énergie rayonnée par un corps noir (la Loi de Planck)

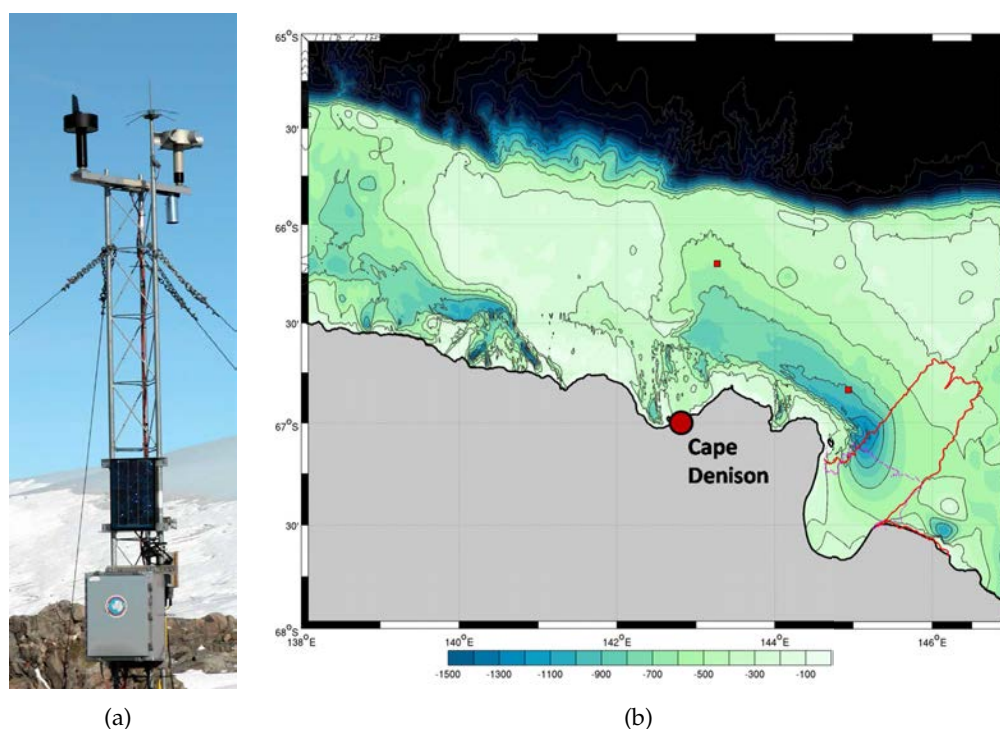


FIGURE 2.5 – (a) Station météorologique à Cape Denison (2002) ; (b) géolocalisation de la station automatique AWS Cape Denison (31m)

Les données du radiomètre AMSR-E (Advanced Microwave Radiometer-Earth) sont également utilisées, le radiomètre AMSR-E est embarqué à bord du satellite AQUA lancé en mai 2002, du programme EOS de la NASA. Le radiomètre effectue des mesures micro-ondes à 6 fréquences différentes (6.9 GHz à 89 GHz). Depuis le 4 octobre 2011, le radiomètre AMSR-E a arrêté de produire des données. Les données AMSR-E bien que recouvrant une période de temps plus courte, ont une meilleure résolution (6.25 km)

I.4.b Production de glace

Nous utilisons les données de productions de glace publiées dans Lacarra et al. (2014). Le calcul de production est basé sur l'algorithme de Tamura et al. (2007). Cette estimation de la production de glace est adaptée pour des zones de glaces de faible épaisseur comme on retrouve typiquement dans les zones de polynies. Nous utilisons la production de glace calculée pour l'ensemble de la polynie du Mertz ainsi que plus localement dans la polynie de la baie de Commonwealth.

II Traitement des données ALBION

Les données brutes collectées dans le cadre du projet ALBION ont été nettoyées et qualifiées dans la mesure du possible.

II.1 Qualification des données CTD

L'ensemble des profils hydrologiques de la campagne ALBION 2008 et 2009 sont publiées dans Lacarra et al. (2011) et certains profils des autres années sont analysés dans Lacarra et al. (2014). Entre 2008 et 2010 inclus, l'absence de bouteilles Niskin sur la rosette empêchait tout prélèvement. Aucune calibration bouteille n'a donc pu être effectuée sur ces 3 années de données. Nous appliquons un biais constant de $13.7 \mu\text{mol l}^{-1}$ sur les données d'oxygène dissous de la campagne ALBION 2008 (Lacarra et al., 2011). Cette correction est basée sur la comparaison des concentrations moyennes en oxygène dissous au fond de la dépression Adélie mesurées pendant la campagne CEAMARC et la campagne ALBION.

II.2 Calibration des microcats à MG

Lors des déploiements et des récupérations du mouillage MG, aucun profil CTD n'a pu être effectué. Pour évaluer un éventuel biais des microcats, nous nous reposons donc sur entièrement sur les calibrations constructeur effectuées avant et après campagne.

II.3 Traitement des données de courant : ADCP

II.3.a Référencement des données dans un repère géographique

Tous les ADCP ont été configurés en coordonnées instrumentales : les axes Ox et Oy instrumentaux sont définis par rapport aux deux axes passant par les 4 oreilles, l'axe Oz correspond à l'axe vertical instrumental qui est orienté vers l'instrument, cet axe est différent de la verticale locale dans le cas où l'instrument est incliné par rapport à cette dernière. Il est nécessaire d'effectuer quatre rotations successives sur les données pour se placer dans le repère géographique. Nous effectuons une première rotation autour de l'axe Oy instrumental afin d'avoir l'axe Oz dirigé vers la surface, puis 2 rotations successives utilisant les angles d'attitude de l'instrument (pitch et roll) afin d'avoir Ox et Oy dans le plan horizontal. La dernière rotation vise à placer l'axe Oy vers le nord, cette dernière transformation est commentée dans la section (II.3.e).

En 2008 et 2009, les ADCP sont fixés sur un cardan relié à une ligne de mouillage qui tend à incliner l'instrument selon les courants (figure 2.2). La profondeur de chaque bin change donc au cours du temps au gré de l'inclinaison prise par l'instrument et il est nécessaire d'une part d'éliminer les données pour lesquelles l'excursion de l'instrument était trop importante et d'autre part, d'interpoler les données valides sur une grille de profondeurs régulières.

II.3.b Contrôle de qualité des données ADCP

Afin de contrôler la qualité des données ADCP, nous avons appliqué un ensemble de critères proposés par Teledyne RD instruments. En fonction de différents paramètres, il est possible de qualifier chaque point de donnée selon un degré de qualité (vert, jaune ou rouge). Les données vertes sont des données de bonne qualité, les jaunes sont des données à prendre avec précaution, et les rouges sont des données inutilisables. Nous avons rejeté les données "rouge", mais nous n'avons pas rejeté les données "jaune" car elle représentaient une grande quantité d'information. Nous avons par ailleurs éliminé une grande partie des données à la profondeur des microcats car celle-ci ont pollué le signal acoustique des ADCP. On récapitule dans le tableau 2.2 l'impact du contrôle de qualité des données.

mouillage	année	nombre de points avant filtrage	nombre de points après filtrage	pourcentage de données rejetées
MG	2008	252028	213270	15%
	2009	264816	229712	13%
	2010	366999	156003	57%
CB	2008	212803	187681	12%
	2009	203649	173034	15%
AS	2010	299443	220177	26%

TABLE 2.2 – Bilan sur le contrôle de qualité des données ADCP

En 2008 et 2009, une grande partie de la perte de données est due à la présence de microcats dans la colonne d'eau. Alors qu'en 2010 au seuil, elle est due à la pollution liée à la présence de glace à la surface de l'océan. Une deuxième source de pollution des données est le passage d'icebergs au dessus du mouillage suite au vêlage de la langue glaciaire du Mertz. En 2010, dans la dépression(MG), le nombre de données rejetées pour cette raison est considérable. De plus, la durée de vie de la batterie de cet ADCP a été anormalement courte.

II.3.c Portée des données ADCP

À chaque pas de temps, nous définissons la portée de l'ADCP comme étant la profondeur du bin valide le plus éloigné de l'instrument. La portée de l'ADCP dépend de différents paramètres : la quantité de particules dans la colonne d'eau (backscatter), l'état de la batterie de l'instrument, la présence ou non de macro cibles (baleine, iceberg, microcat, banquise) dans la colonne d'eau. Une statistique a été réalisée sur les profils de courant afin de quantifier la portée moyenne de l'instrument sur l'année ainsi que la variabilité saisonnière de cette portée dans le temps. Dans la sous-section II.3.b, on a constaté que la présence d'instrument fixés sur la ligne au dessus de l'ADCP de fond, polluit localement le signal. On constate que les microcats ont également un effet sur les bins au delà de ces instruments. On a une diminution significative du nombre de profils valide au delà des microcats. L'impact de la présence d'instruments de mesure tels qu'une microcat est illustré par la figure (2.6). Au mouillage MG, on constate que plus de 500 profils s'arrêtent à 650 m de profondeur environ alors qu'à 700 m et 600 m de profondeur le nombre de profils s'arrêtant par bin est compris entre 200 et 300. La portée médiane de l'ADCP 75 kHz dans la dépression est de l'ordre de 400 m. Au delà seuls 50% des profils restent valides. Les données ADCP dans la dépression et à CB ne décrivent donc le courant que dans la couche profonde (Figures 2.6 et 2.7). Au seuil la portée médiane annuelle qui théori-

quement atteint la surface est fortement réduite par la couverture de glace qui semble polluer une grande partie des bins entre la surface et 100 m de profondeur environ.

mouillage	année	profondeur instrument (en m)	profondeur médiane atteinte (en m)	portée de l'appareil (en m)
MG	2008	910	524	386
	2009	888	488	400
	2010	920	624	296
CB	2008	701	329	372
	2009	654	338	316
AS	2010	582	110	472

TABLE 2.3 – Portée médiane de chaque mouillage

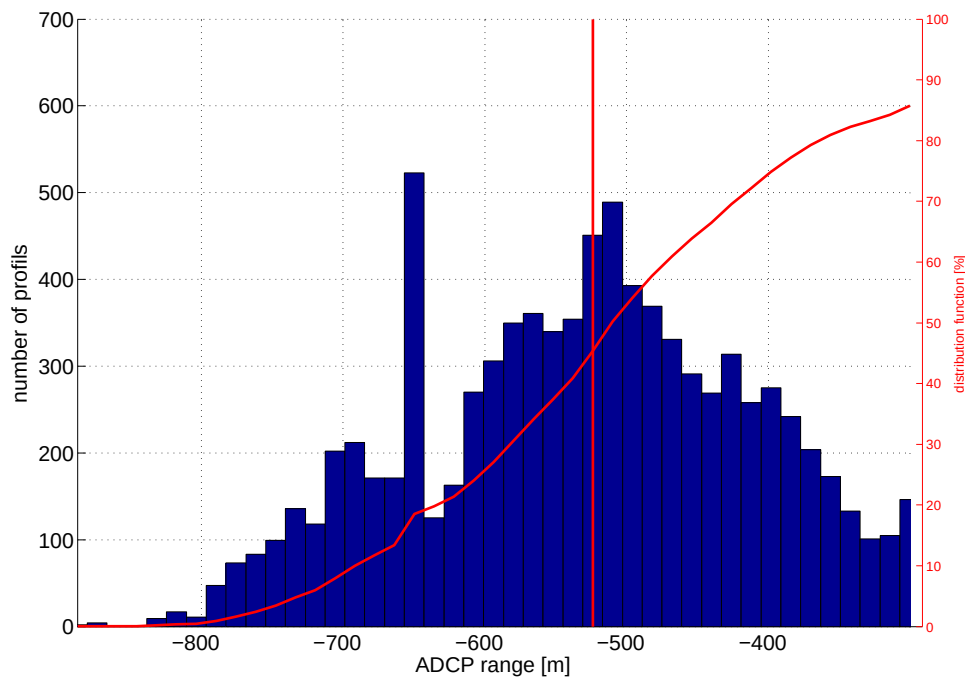


FIGURE 2.6 – Profondeur du bin valide le plus éloigné de l'instrument à MG en 2008 (histogramme) et fonction de répartition (rouge) associée à cette distribution

La portée de l'instrument a également une variation au cours du temps, à cause de la variabilité saisonnière de la quantité de particules dans la colonne d'eau. Plusieurs facteurs jouent sur cette quantité, le mélange dans la colonne d'eau, l'activité biologique, la fonte de glace de mer ou de glacier qui vont potentiellement relâcher des particules dans la colonne (la diminution de la batterie au cours du temps peut aussi entraîner une diminution de la portée de l'instrument comme en 2010 à MG).

La figure (2.7) représente la portée médiane mensuelle de chaque ADCP pour chaque année et mouillage :

- **MG** : La variation saisonnière de la portée est assez semblable en 2008 et en 2009. La portée augmente d'environ 150 m de janvier à avril et ensuite diminue d'environ 100 à 150 m de mai jusqu'à août, puis, elle reste relativement stable d'août jusqu'à janvier. En 2010, la variation saisonnière de la portée de l'instrument est totalement différente, avec une diminution persistante de la portée de l'instrument tout au long de l'année, soit au total sur l'année entre 200 et 300 m.
- **CB** : On observe aussi une évolution saisonnière en 2008 et en 2009. La portée de l'instrument diminue d'environ 75 m entre février et mars puis augmente entre mars et avril. D'avril jusqu'à octobre (août) pour 2008 (2009), on observe une diminution de la portée de l'ordre de 250 m. Puis la portée ré-augmente d'environ 250m jusqu'à janvier. On remarque que les minima de portée des années 2008 et 2009 sont décalés de 2 mois.
- **AS** : Enfin au seuil en 2010, on observe une diminution de la portée d'environ 150 m d'août à novembre, puis une augmentation d'environ 100 m de novembre à décembre.

Pour les 3 mouillages on a une variation au cours de l'année de la portée de l'ADCP caractérisée par un minimum saisonnier au printemps pour les mouillages CB et AS, et un maximum en début d'automne pour le mouillage MG (sauf pour 2010).

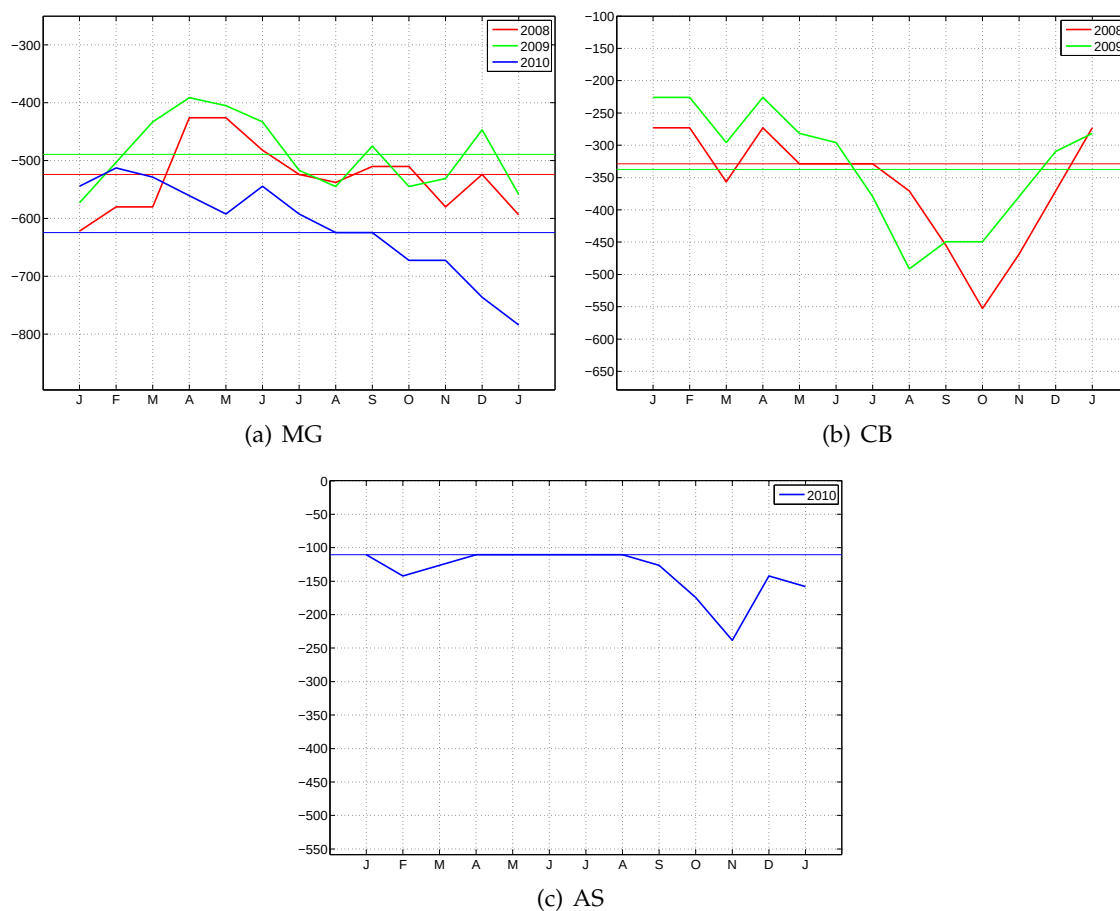


FIGURE 2.7 – Variation saisonnière de la portée médiane mensuelle des ADCP aux trois mouillages (courbes rouge, verte et bleue selon l'année). La portée médiane sur la période d'acquisition est indiquée par une ligne horizontale rouge.

II.3.d Extraction de la marée

Dans la zone d'étude, la marée présente des composantes dominantes diurnes et semi diurnes (Mayet et al., 2013). Afin d'extraire les différentes composantes de la marée de nos séries temporelles de courant, nous utilisons le logiciel T_TIDE développé par Pawlowicz et al. (2002). L'extraction est basée sur une analyse en harmoniques, le signal de marée est décomposé en une somme finie de signaux sinusoïdaux ayant chacun une fréquence spécifique associée aux paramètres astronomiques.

On remarque que la marée est fortement dissipée au fond. Dans ce qui suit, lorsque nous comparons la marée déduite des courants mesurées à la marée issue du modèle T-UGOm, nous considérons les bins assez éloignés du fond afin de s'éloigner de la couche dissipative de fond et considérer les ellipses de marée indépendantes de la profondeur. Cependant il faut être vigilant à ne prendre en compte que les niveaux pour lesquels il y a encore suffisamment de données pour avoir une extraction correcte de la marée.

II.3.e Orientation des mouillages

Comme on peut le voir sur la figure (2.8), le pôle sud magnétique est proche de la zone d'étude (environ 430 km). La déclinaison magnétique est l'angle formé par le méridien géographique et le méridien magnétique. L'inclinaison magnétique est quant à elle l'angle que fait le champ magnétique terrestre avec l'horizontale. La déclinaison magnétique⁵ dans notre zone d'étude est de l'ordre de 125°E (MG) à 146°E (CB) entre 2008 et 2009, c'est la correction qu'il faudrait apporter au compas de l'ADCP pour recaler les données avec le nord géographique. Cependant, l'inclinaison magnétique étant très importante (environ -88°), la composante horizontale du champ magnétique terrestre est très petite par rapport à la composante verticale, la mesure du compas est donc peu fiable. De plus les compas sont sujets aux fluctuations journalières de la déclinaison magnétique ; elles sont de plus en plus importantes à mesure que l'on s'approche du pôle sud magnétique.

Pour s'affranchir de ce problème sur les compas, tous les ADCP ont été configurés en coordonnées instrumentales. Afin de connaître l'orientation des courants, nous avons donc dû estimer l'orientation de chaque instrument indirectement. Nous avons comparé les ellipses de marée extraites des courants mesurés par l'ADCP dans le référentiel de l'instrument aux ellipses de marées modélisées par le modèle T-UGOm. Seules ont été utilisées les harmoniques extraites de manière satisfaisante selon le critère SNR (inverse de l'erreur relative sur l'amplitude de l'axe majeur de l'ellipse de marée) de T_TIDE. Nous avons ensuite cherché la correction optimale d'angle en prenant en compte l'erreur données pas T_TIDE sur l'orientation de chaque ellipse (voir figure 2.9). Nous faisons l'hypothèse ici que les ellipses de marée extraites du modèle T-UGOm sont parfaites. L'ensemble des angles correctifs apportés aux données brutes afin d'orienter correctement le mouillage dans le repère géographique sont reportés dans le tableau 2.4.

5. <http://www.geomag.nrcan.gc.ca/calcl/>

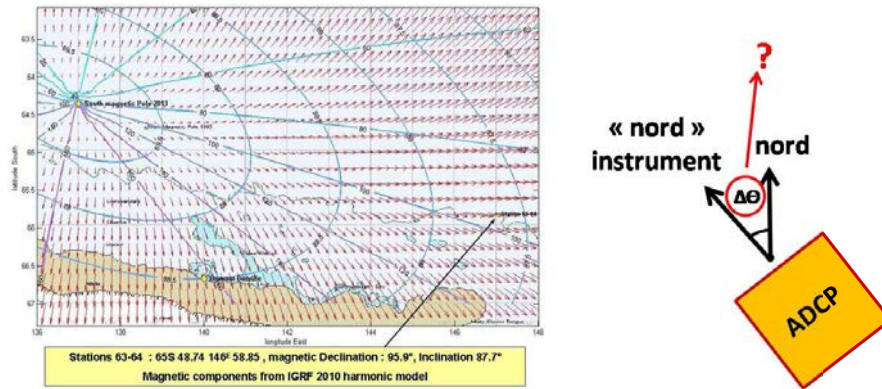


FIGURE 2.8 – Localisation du pôle sud magnétique par rapport à la zone d'étude.

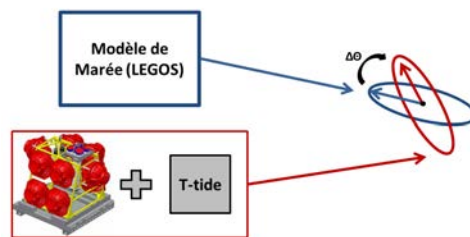


FIGURE 2.9 – Orientation du mouillage.

mouillage	année	orientation instrument	déclinaison magnétique (01 juillet)	correction T-UGOm
MG	2008	106.3°	125.8°E	-90.2°±6
	2009	98.8°	125.6°E	159.1°±7
	2010	110.9	125.4°E	-96.5°±5
CB	2008	39.4°	146.4°E	83.1°±10
	2009	-168.6/-10.6	145.3°E	175.3401°/17.4°±13
AS	2010	161.5	143.3°E	-112.5°±5

TABLE 2.4 – Orientation des mouillages estimée à partir de la comparaison des ellipses des composantes de marée issue des données avec celles issues du modèle de marée T-UGOm

III Méthodes

III.1 Estimation des contenus en chaleur et en eau douce et leur évolution

Estimation des contenus en chaleur et en eau douce

Nous définissons le contenu en chaleur (Ocean Heat Content, OHC) et en eau douce (Ocean Freshwater Content, OFC) entre 2 surfaces (σ_1 et σ_2) :

$$OHC = \int_{z(\sigma_1)}^{z(\sigma_2)} \rho C_p (\theta - \theta_{ref}) dz \quad (2.1)$$

$$OFC = \int_{z(\sigma_1)}^{z(\sigma_2)} \rho \frac{S - S_{ref}}{S_{ref}} dz \quad (2.2)$$

Où z est une profondeur, ρ la masse volumique, C_p la capacité calorifique de l'eau de mer, θ la température potentielle et S la salinité.

Les températures potentielle et salinités de référence ont une grande influence sur l'estimation des tendances dans le cas où l'épaisseur de la couche comprise entre les 2 surfaces (σ_1 et σ_2) varie au cours du temps ou dans l'espace. Nous prenons la température (salinité) moyenne de la couche sur la période étudiée comme température (salinité) de référence.

Évolution des contenus en chaleurs et en eau douce

En été 2007-2008, 2 campagnes hydrographiques ont été effectuées sur le plateau Adélie à environ 3 semaine d'intervalle : la campagne CEAMARC et la campagne ALBION. On cherche à diagnostiquer la variation moyenne des contenus en chaleur et en eau douce sur des couches délimitées par deux surfaces σ_1 et σ_2 entre ces deux campagnes. Afin d'estimer des termes de tendance nous avons fait les hypothèses suivantes : il existe des sous-zones sur le plateau Adélie au sein desquelles les variations temporelles sur la période étudiée sont plus importante que la variabilité spatiale qui peut alors être considérée comme du bruit, les contenus en chaleur et en eau douce varient linéairement au courant du temps.

La figure 2.10 permet d'illustrer concrètement la méthode utilisée.

III.2 Analyse optimale à multi-paramètres pour l'identification des masses d'eau

Comme cela a été présenté dans l'introduction, les masses d'eau dans la zone d'étude peuvent être définies par des critères sur leur température potentielle, leur salinité ou encore leur densité neutre pour l'eau circumpolaire profonde modifiée (MCDW). Cependant, comme on a pu le voir pour la MCDW, les densités neutres n'encadrent pas correctement la masse d'eau et il est nécessaire de fixer une limite en température pour ne pas comptabiliser comme MCDW de l'Eau de Plateau à la même densité neutre. Il est possible également de confondre avec de la MCDW une masse d'eau issue du mélange entre l'Eau de Plateau et l'eau Antarctique de surface (AASW) si l'oxygène n'est pas ajouté comme critère discriminant.

Pour dépasser ces ambiguïtés, nous avons utilisé l'analyse optimale multi-paramètres (OMP) afin de détecter plus précisément les masses d'eau sur le plateau (Tomczak and Large, 1989; Budillon et al., 2003). Pour cela nous avons défini 4 masses d'eau mères, la MCDW, l'AASW, la WW et l'eau dense de plateau (DSW). Cette dernière regroupe l'eau très salée de plateau (HSSW) et l'eau issue de l'interaction entre le glacier et l'eau salée de plateau (ISW),

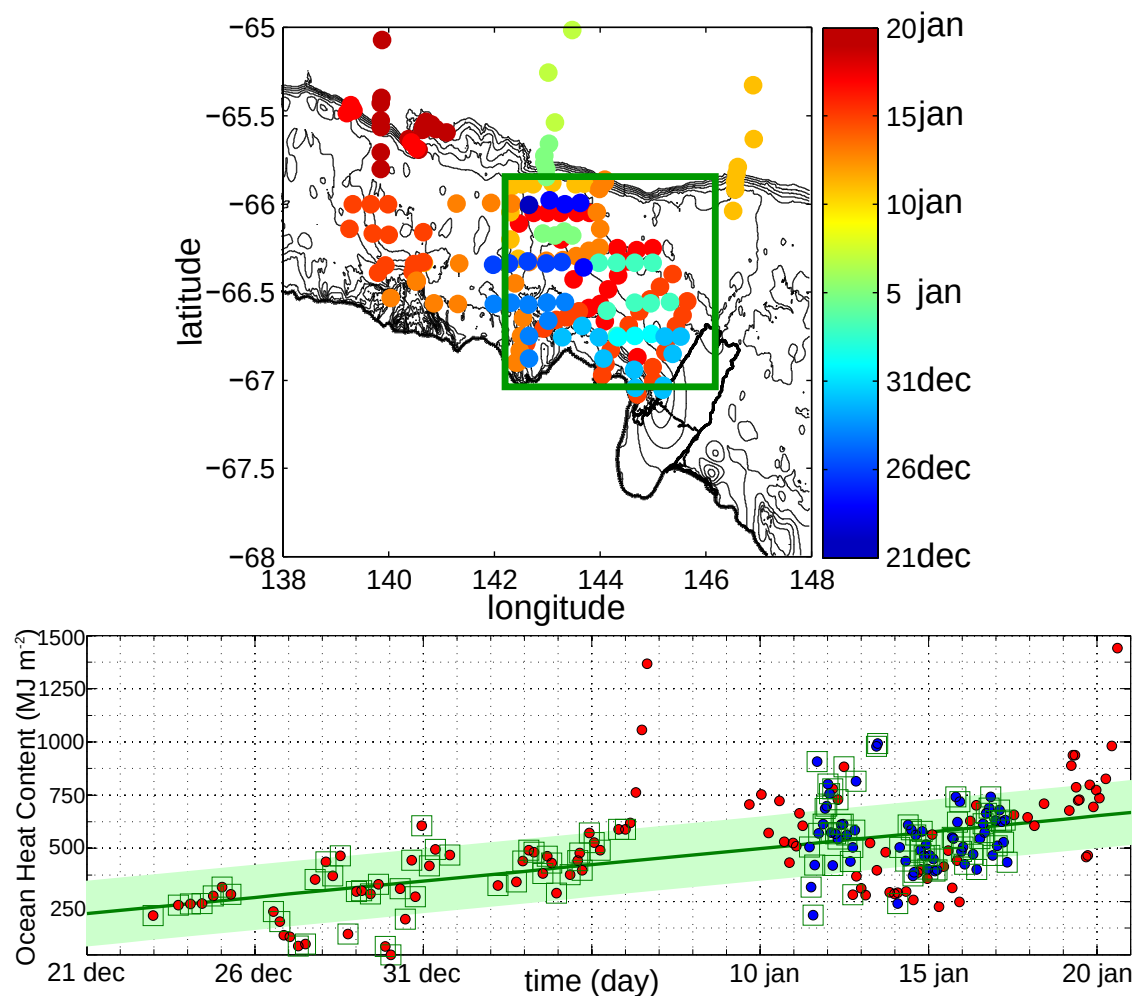


FIGURE 2.10 – Estimation de la tendance du contenu de chaleur de la couche de surface (MJ m^{-2}) sur l'intégralité du plateau Adélie. En haut, la distribution spatiale des données utilisées pour l'estimation, en couleur la date et la zone sélectionnée (carré vert). En bas, la variation du contenu de chaleur de la couche de surface en fonction du temps, droite de régression (vert), les données utilisées pour la régression linéaire sont encadrées en vert. Les données CEAMARC sont en rouge et les données ALBION en bleu.

afin de réduire le nombre d'inconnues et donc de garder un système d'équations entièrement déterminé.

Nous avons utilisé la conservation de la masse, de la chaleur, du sel et de l'oxygène dissous pour bien contraindre notre analyse. Nous nous sommes limités à l'analyse des masses d'eau loin de la surface où le mélange des masses d'eau se fait sans l'interférence des sources et de puits de traceur en surface.

Cette analyse permet d'améliorer la vision de la distribution de l'eau circumpolaire sur la zone d'étude par rapport aux cartes présentées dans Lacarra et al. (2011).

La partie la plus délicate et sensible de l'OMP est le choix des pôles (appelés également masses d'eau mères) et de leurs caractéristiques associées. Nous détaillons ci-dessous les choix adoptés :

- *DSW* : nous prenons les caractéristiques mesurées de l'eau la plus salée dans la dépression Adélie. On a donc $S_{dsw} = 34.711$, $\theta_{dsw} = -1.917$ °C et $[O_2]_{dsw} = 323 \mu\text{mol l}^{-1}$.
- *AASW* : nous prenons les caractéristiques moyennes de l'eau en surface (0 – 10m) dans la dépression Adélie et au seuil Adélie. On a donc $S_{aasw} = 34.190$, $\theta_{aasw} = -0.089$ °C et $[O_2]_{aasw} = 367 \mu\text{mol l}^{-1}$.
- *MCDW* : nous prenons les caractéristiques mesurées de l'eau la moins oxygénée rencontrée sur le plateau. On a donc $S_{mcdw} = 34.590$, $\theta_{mcdw} = 0.030$ °C et $[O_2]_{mcdw} = 244 \mu\text{mol l}^{-1}$.
- *WW* : nous prenons, dans l'espace θ -S, l'intersection de la droite de mélange reliant la MCDW mère et la WW du large (voir section II.7 dans le chapitre 1) avec la droite du point de congélation et nous prenons pour la valeur en oxygène dissous dans l'espace Oxygène-Salinité la valeur en oxygène correspondant à la salinité obtenue préalablement sur cette droite de mélange. Le fait de chercher le point d'intersection de la droite de mélange entre la WW du large et la MCDW et la droite au point de congélation sur laquelle se trouve la WW formée sur le plateau, revient à supposer qu'il existerait en hiver une masse d'eau mère commune à ces 2 types de WW. On obtient donc pour ce dernier pôle, $S_{ww} = 34.360$, $\theta_{ww} = -1.886$ °C et $[O_2]_{ww} = 312 \mu\text{mol l}^{-1}$.

Pour effectuer l'OMP nous évaluons la confiance dans chaque paramètre en prenant l'écart-type le plus élevé associé à la définition d'un pôle. Dans notre cas, le pôle le moins bien défini dans l'espace des paramètres de l'OMP, est l'AASW. Pour la salinité l'écart-type associé est 0.11, pour la température potentielle c'est 0.36 °C et pour la concentration en oxygène dissout c'est $12 \mu\text{mol l}^{-1}$. Cette confiance sur les paramètres définissant les pôles est comparée à la dispersion des pôles dans l'espace des paramètres. Ce qui donne les poids respectifs suivant : 5, 9 et 17. Bien que la précision demandée en oxygène soit très faible, l'oxygène est associé à un poids plus important car les masses d'eau mères se différencient bien en oxygène dissous relativement à l'incertitude sur la teneur en oxygène qui leur est associée.

III.3 Détection de tourbillons à partir de données de mouillage

L'importante variabilité du courant dans notre zone d'étude nous a amenés à envisager l'utilisation d'une méthode de détection des tourbillons à partir des séries temporelles de courant enregistrés au mouillage MG. Lilly et al. (2003) ont mis en place une procédure permettant de détecter et de caractériser un des tourbillons à partir de données de mouillage. Dans ce qui suit nous détaillons les étapes clefs de cette procédure.

III.3.a Hodographe du courant et diagramme progressif de vecteur

L'hodographe et le diagramme progressif de vecteur (Progressive Vector Diagram, PVD) sont de bons outils pour détecter la présence de tourbillons dans une série temporelle de courant. La présence de tourbillons isolés advectés par le courant moyen se traduit en effet par une forme bien spécifique dans l'hodographe et dans le PVD du courant (Lilly and Rhines, 2002). Nous avons donc tracé l'hodographe et le PVD des vitesses à différents niveaux et nous avons détecté un certain nombre d'événements potentiellement identifiables comme des tourbillons, ce qui nous a amené à approfondir la recherche de tourbillons dans nos données.

III.3.b Ondelettes

L'analyse en ondelettes est bien adaptée à l'étude de signaux caractérisés par une échelle de temps particulière variant au cours du temps. Nous utilisons la famille d'ondelettes généralisées de type Morse (Lilly and Olhede, 2012). Cette famille d'ondelettes dépend de 2 paramètres γ et β , dans notre cas nous prenons $\gamma = 3$ et $\beta = 2$ comme conseillé par J. Lilly. Le choix de cette famille d'ondelette et de ces paramètres permet selon J. Lilly d'obtenir des ondelettes dont la forme des parties réelle et imaginaire est très proche de celle des composantes de la vitesse parallèle et normale à l'advection moyenne respectivement d'un tourbillon de type Rankine. On peut alors identifier un tourbillon présumé en repérant des maxima locaux dans la transformée en ondelettes.

III.3.c Caractérisation des tourbillons à partir des données de mouillage

Il est possible d'isoler le signal de vitesse des tourbillons dans les séries temporelles de courant en faisant un certain nombre d'hypothèse (Lilly et al., 2003). Supposons que des tourbillons soient advectés sur le plateau par la circulation moyenne de telle sorte qu'il soit possible de décomposer la vitesse de la façon suivante :

$$\vec{u} = \vec{u} + \vec{u}' \quad (2.3)$$

La vitesse $\vec{u}$ représente le courant moyen supposé spatialement uniforme et évoluant lentement dans le temps et $\vec{u}'$ est le courant associé au tourbillon. Afin de faire cette séparation nous avons dans un premier temps extrait la marée (voir II.3.d). Puis nous avons appliqué un filtre passe bas de type Lanczos avec comme période de coupure ($T_c = 20$ h) afin de filtrer les ondes proches inertielles (Moffat et al., 2009). Il est nécessaire de définir une fréquence de coupure permettant de séparer le courant moyen du courant associé au tourbillon. La période de coupure doit être de l'ordre de grandeur du diamètre du tourbillon divisé par la vitesse moyenne pendant la période étudiée. Pour préciser cette fréquence de coupure nous utilisons la transformée en ondelette ainsi que le spectre du courant. La période de coupure choisie dans cette étude est 7 jours. Supposant par exemple que les tourbillons recherchés ont un diamètre de l'ordre du rayon de déformation (de l'ordre de 12 km par exemple) pour un courant moyen d'au moins 3 cm s^{-1} , le temps caractéristique maximal d'advection d'un tourbillon serait de l'ordre de 5 jours.

3

Variabilité saisonnière sur le plateau Adélie : hydrologie et courants

▷ Ce chapitre pose un contexte saisonnier à l'étude des masses d'eau et des courants à partir des données issues des mouillages ALBION. Dans un second temps, dans ce contexte, les données de courants sont analysées afin de mieux comprendre le lien entre la circulation et la variabilité hydrologique saisonnière et plus succinctement, la variabilité interannuelle. ◁

Plan du chapitre

I	Évolution saisonnière des propriétés hydrologiques dans la dépression Adélie	47
I.1	Évolution des propriétés hydrologiques au mouillage MG	48
I.2	Évolution saisonnière du champ de densité et de la stratification	49
I.3	Distributions spatiales saisonnières de la salinité dans le sud-est de la dépression Adélie	54
II	Éléments sur la variabilité interannuelle des conditions hydrologiques	56
III	Caractérisation du courant moyen aux trois sites de mouillage	57
III.1	Courant moyen annuel	57
III.2	Influence de la topographie sur les courants de fond	58
III.3	Contraste saisonnier	59
IV	Relation entre les cycles saisonniers aux différents sites de mouillage	67
V	Synthèse et perspectives	69

PLUSIEURS études se sont intéressées à la variabilité saisonnière sur le plateau Adélie mettant en évidence une forte variabilité saisonnière de l'énergie cinétique au seuil Adélie (Williams et al., 2008a, 2010) et une saisonnalité des propriétés hydrographiques dans certaines régions du plateau (baie de Commonwealth, seuil Adélie) (Williams et al., 2008a, 2010, 2011; Lacarra et al., 2014). Dans cette partie nous montrons qu'il est indispensable de faire une séparation entre la saison froide, durant laquelle l'eau dense se forme et la saison chaude durant laquelle la MCDW envahit la dépression. À ce jour, il n'y a pas d'information sur la saisonnalité dans la dépression au voisinage des sources d'eau dense hormis celles issues de sorties de modèles qui semblent être peu en accords avec les observations concernant la stratification, la température ou la salinité. La circulation hivernale a été étudiée dans Bindoff et al. (2001) et Williams and Bindoff (2003) à partir d'une campagne océanographique réalisée en hiver 1999, mais sans traiter la variabilité. Dans ce chapitre, nous proposons de caractériser la saisonnalité de la circulation, d'analyser en détails le courant moyen dans un contexte spatio-temporel plus large et, ainsi, de replacer nos observations dans le contexte de ce que l'on connaît actuellement.

I Évolution saisonnière des propriétés hydrologiques dans la dépression Adélie

Le plateau Adélie était avant le vélage du Mertz en 2010 une zone de formation d'eau dense, les propriétés hydrographiques de cette zone d'étude ont une variabilité saisonnière importante induite notamment par une forte variation des forçages de surface (e.g., vent, flux radiatifs air-mer, formation-fonte de glace de mer) au cours de l'année (Lacarra, 2013). Plusieurs études ont été réalisées dans le passé à partir de données de mouillages déployés au seuil et dans la dépression de 1998 à 1999. Elles ont permis de mettre en évidence un fort cycle saisonnier de la température et de la salinité sur le plateau Adélie (Williams et al., 2008a). Cependant, chaque mouillage ne comportant qu'un ou deux capteurs de température, conductivité et pression dans la colonne d'eau, les variations de la structure verticale des propriétés hydrographiques sont mal résolues. De plus les séries temporelles dans la dépression sont souvent très peu étendues, ne couvrant pas la totalité du cycle saisonnier. Sur la bases données collectées au seuil et dans la dépression Adélie, Williams et al. (2008a) décompose le cycle saisonnier en quatre grandes phases, la phase de déstratification et de formation d'eau dense (avril à septembre), la phase de pic (octobre novembre) où la salinité du réservoir est maximale, la phase de destruction (décembre) et enfin la phase de reconditionnement de la colonne d'eau (janvier à mars). Ces phases sont définies à partir de la variation de la salinité observée à la profondeur des microcats déployées. De 2008 à 2011, un mouillage ALBION est déployé dans la baie du Commonwealth (CB), permettant de décrire la variabilité saisonnière dans cette baie avant le vélage à partir des années 2008 et 2009 (Lacarra et al., 2014). Ce mouillage comportant trois microcats, il a permis d'avoir une bonne estimation de la variabilité saisonnière de la stratification dans cette baie. Lacarra et al. (2014) décrivent une déstratification graduelle en-dessous de 250 m débutant et semblant atteindre le fond en juin, la salinité au fond atteignant son maximum de septembre à octobre. Si la convection semble atteindre le fond (700 m environ au mouillage CB) de juin à septembre dans la baie de Commonwealth, il est utile de déterminer si une saisonnalité identique est retrouvée dans la dépression Adélie proche de la langue glaciaire du Mertz. C'est ce que nous proposons d'étudier à partir des observations du mouillage MG.

I.1 Évolution des propriétés hydrologiques au mouillage MG

I.1.a Cycle saisonnier de la salinité

Grâce au mouillage MG (situé à une profondeur d'environ 900m sur la pente est de la dépression Adélie), nous disposons de données uniques sur la variabilité temporelle des propriétés hydrologiques et de leur structure verticale dans la dépression Adélie. À ce jour, seule une série temporelle de quelques mois (août 1999 - février 2000) avait pu être recueillie près du fond dans la dépression (Williams et al., 2008a).

Sur la figure 3.1, on retrouve les phases introduites par (Williams et al., 2008a) avec un certain nombre de modifications. On observe une première phase de formation d'eau dense durant laquelle la colonne d'eau se destratifie depuis la surface. Un flux important de flottabilité en surface associé au rejet de saumures issues de la production de glace de mer est à l'origine de cette destratification (Lacarra, 2013; Lacarra et al., 2014). Cette première phase débute en mars au niveau de la microcat au niveau de la microcat à 250 m environ (courbe noire). La convection atteint sa profondeur maximale au-dessus du mouillage entre mi mai et début juin, cela se traduit par un minimum de stratification dans la couche de fond : sur la figure 3.1, la salinité de la microcat intermédiaire (courbe rouge) et de la microcat de fond (courbe bleu) sont relativement proches. La salinité est plus importante au fond en 2009 par rapport à 2008, la colonne d'eau entre mai et juin est plus homogène en 2009 par rapport à 2008, ces observations semblent montrer que la convection profonde a été plus intense en 2009 par rapport à 2008 au mouillage MG.

Tandis que la première phase se poursuit sur à la profondeur des deux microcats supérieures, la salinité dans la couche de fond semble augmenter de manière indépendante par rapport aux deux autres niveaux (tout particulièrement 2009). Cette augmentation de salinité au fond est observée de juin à novembre en 2008 et de septembre à octobre en 2009. Dans le paragraphe IV, plusieurs hypothèses sont formulées et testées afin d'expliquer ce phénomène.

I.1.b Variabilité saisonnière des masses d'eau

Afin d'illustrer l'évolution saisonnière des masses d'eau détectées aux trois niveaux de microcats, les séries temporelles de température potentielle sont représentées sur la figure 3.2, de salinité sur la figure 3.1 et l'ensemble des mesures de température et de salinité est représenté dans un diagramme $\theta - S$ avec l'information temporelle associée en couleur (figure 3.3). Sur ce diagramme sont également tracés la ligne du point de congélation à $20dbar$ et la ligne de Gade (Gade, 1979) sur laquelle évolue l'ISW (voir section II.7.c dans le chapitre 1).

On observe au niveau de la microcat supérieure la présence de MCDW de décembre à mars avec un maximum en janvier et février que l'on retrouve sur la série temporelle de température. Celle-ci montre par ailleurs que la MCDW est détectée au mouillage sous forme de "bouffée" (pulses) (Figure 3.2), peut-être associés à une activité tourbillonnaire (voir Chapitre 8) ou à la variabilité du front de MCDW en subsurface. Au niveau de la microcat intermédiaire, on observe trois masses d'eau, l'eau ayant interagi avec la langue glaciaire (ISW), l'Eau de Plateau Très Salée (HSSW) et l'eau de la couche de mélange hivernale (WW) telle qu'elle est décrite dans Williams and Bindoff (2003). L'ISW est observée de décembre à avril (Figures 3.2 et 3.3). Plus on avance dans la saison estivale, moins elle est salée, ce qui, dans l'hypothèse d'une interaction simple entre une masse d'eau et la langue glaciaire, signifie que la masse d'eau interagissant avec le glacier est de moins en moins salée.

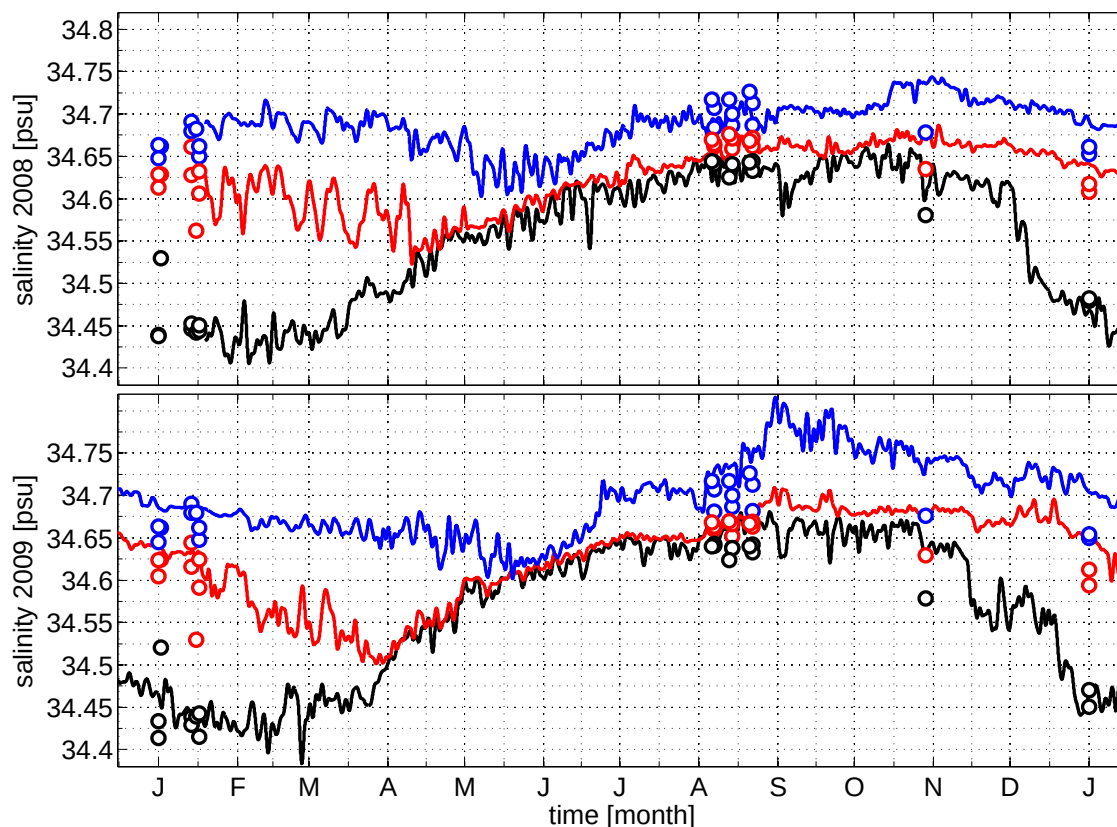


FIGURE 3.1 – Évolution saisonnière de la salinité au mouillage MG en 2008 (haut) et 2009 (bas) ; les salinités mesurées à proximité des coordonnées du mouillage MG lors des campagnes évoquées dans la partie I.3 sont reportées sur la figure (cercles colorés). Un filtre passe bas avec une période de coupure égale à 2 jours a été appliqué sur les données. En noir la microcat supérieure (250 m environ), en rouge la microcat intermédiaire (675 m environ) et en bleu la microcat au fond (900 m environ) (Tableau 2.1).

I.2 Évolution saisonnière du champ de densité et de la stratification

Sur le plateau Adélie, la colonne d'eau est principalement stratifiée par le sel. Comme on peut le voir sur la figure 3.4, le champ de densité potentielle varie très fortement au cours des saisons dans la dépression. Ces variations de densité sont principalement dues aux variations de salinité (Figure 3.1) ; on retrouve donc la même variabilité que pour la salinité.

I.2.a Évolution de la profondeur des isopycnes

À partir des données des microcats acquises en 2008 et 2009 au mouillage MG, il est possible de reconstruire un champ interpolé de densité et d'évaluer l'ordre de grandeur moyen des vitesses d'approfondissement des surfaces isopycnes, donnant ainsi une idée de la dynamique du champ de densité. La figure (3.5) représente l'estimation des vitesses d'approfondissement des isopycnes sur ces 2 années. On observe un important cycle saisonnier de ces vitesses. Pendant la période stratifiée identifiée par une plus large gamme des isopycnes observées par les microcats, les vitesses tendent à être nulles ou positives, pouvant atteindre 10^{-4} m s^{-1} . Les vitesses les plus importantes pendant cette période sont observées en novembre et décembre entre les isopycnes 27.9 et 27.8 kg m^{-3} . Les vitesses positives peuvent être interprétées comme représentant l'effondrement du dôme (en novembre-décembre) d'eau dense après la saison hivernale

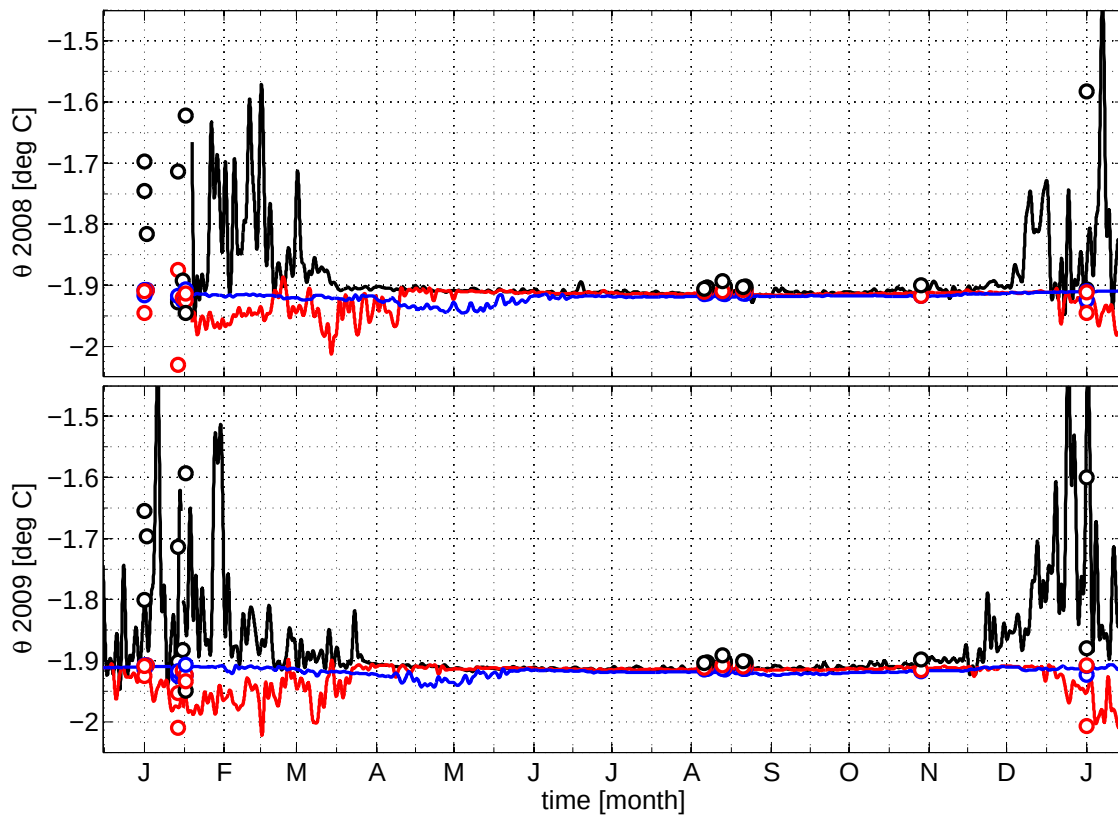
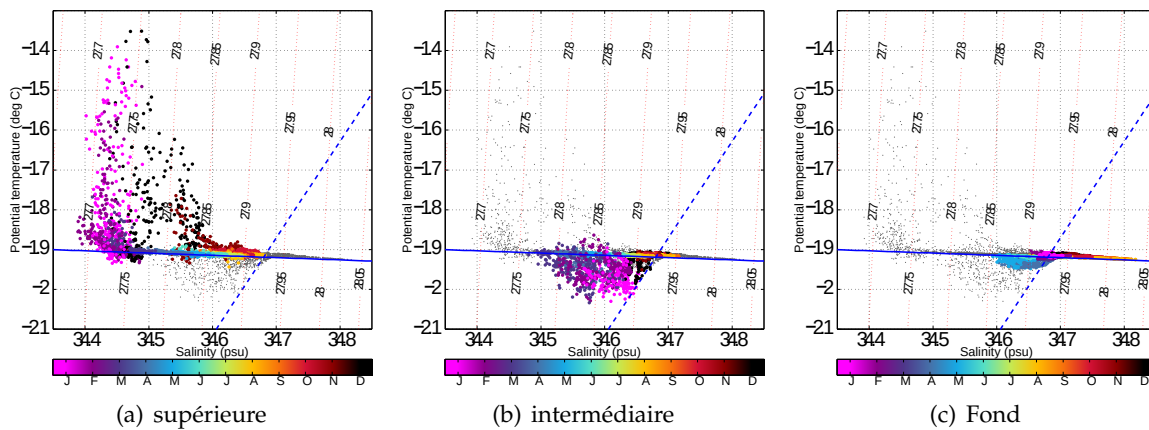


FIGURE 3.2 – Idem que pour la figure 3.1 mais pour la température potentielle

FIGURE 3.3 – Diagramme $\theta - S$ pour chacune des microcats du mouillage MG ; en couleur sont représentés les mois de l'année.

quand la production de glace n'est plus assez important pour maintenir l'homogénéisation de la zone convective.

À contrario, pendant la période de déstratification, les vitesses sont négatives et peuvent approchées en valeur absolue $10^{-4} m \cdot s^{-1}$. Elles sont liées à la remontée des isopycnes induite par le mélange vertical convectif entraîné par le rejet de saumures.

Campagnes estivales : À partir de la figure 3.4, il est possible d'estimer la vitesse d'approfondissement des isopycnes en faisant les hypothèses suivantes : cette vitesse est supposée

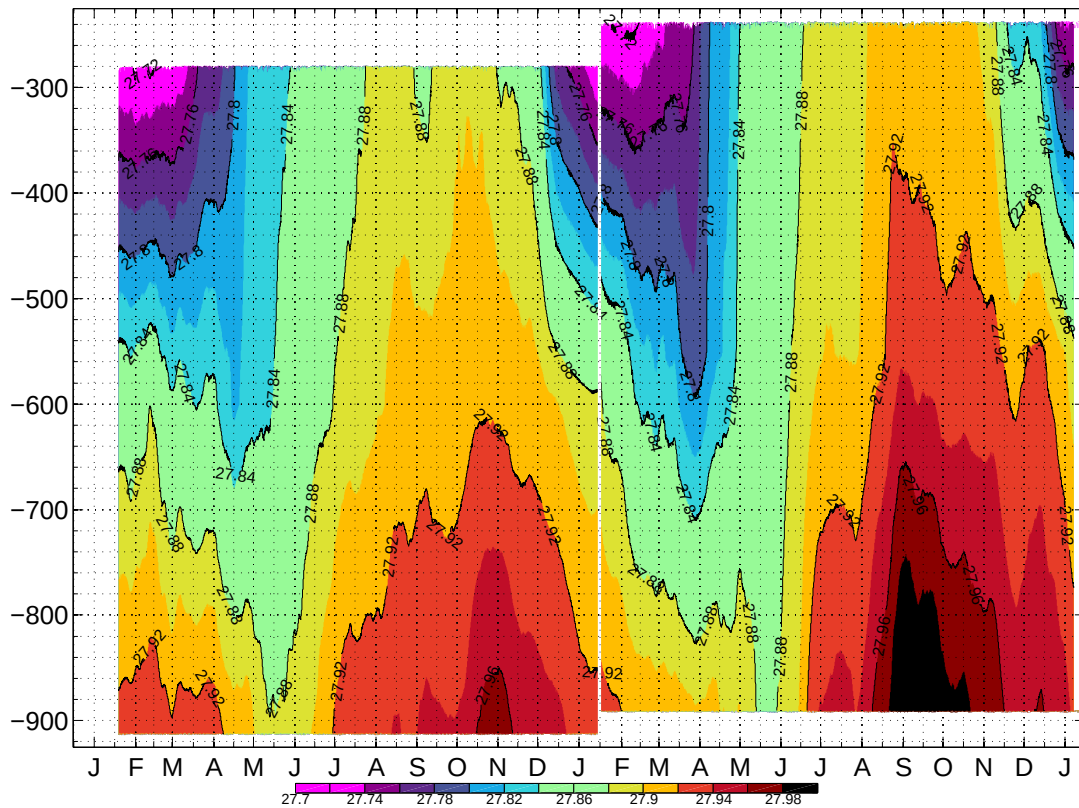


FIGURE 3.4 – Profondeur des isopycnés interpolée linéairement à partir des données de microcats au cours du temps au mouillage MG, les données ont été filtrées avec une moyenne glissante à 15 jours

constante dans le temps sur la période de l'estimation, la stratification est supposée linéaire entre les microcats, l'écart à cette vitesse moyenne d'approfondissement est supposée entièrement due au bruit sur la mesure (ondes internes, variabilité tourbillonnaire) (Tableau 3.1).

Pour l'année 2008, une régression linéaire est faite sur l'estimation de la profondeur des surfaces isopycnés¹ 27.725 kg m^{-3} et 27.8 kg m^{-3} , la période utilisée pour faire cette estimation s'étend du 19 janvier au 10 février, période durant laquelle l'énergie cinétique associée à la vitesse horizontale est minimale au fond (voir section III.3.b).

En 2009, deux périodes différentes sont utilisées pour estimer la vitesse, la période du 10 janvier au 10 février centrée sur la période de minimum d'énergie cinétique au fond et la période du 19 janvier au 10 février directement comparable à 2008.

En 2008, la vitesse de remontée des isopycnés est très petite² et égale à $0.1 \pm 0.5 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ pour l'isopycne 27.725 kg m^{-3} et à $4.3 \pm 0.4 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ pour l'isopycne 27.8 kg m^{-3} . On peut donc supposer la campagne ALBION de 2008 a eu lieu après la période d'effondrement du dôme d'eau dense dans la limite du bruit associé notamment aux ondes internes et à la variabilité tourbillonnaire. Ce résultat sera utilisé pour justifier l'utilisation d'un modèle inverse diagnostique sur la campagne ALBION 2008 afin d'estimer la circulation estivale (chapitre 5).

1. Les estimations de la vitesse d'approfondissement associée à la surface isopycne 27.725 kg m^{-3} sont à prendre avec précautions car cette isopycne est proche de la microcat supérieure et passe parfois au-dessus de cette microcat.

2. Le R^2 associé à la régression n'est pas significatif.

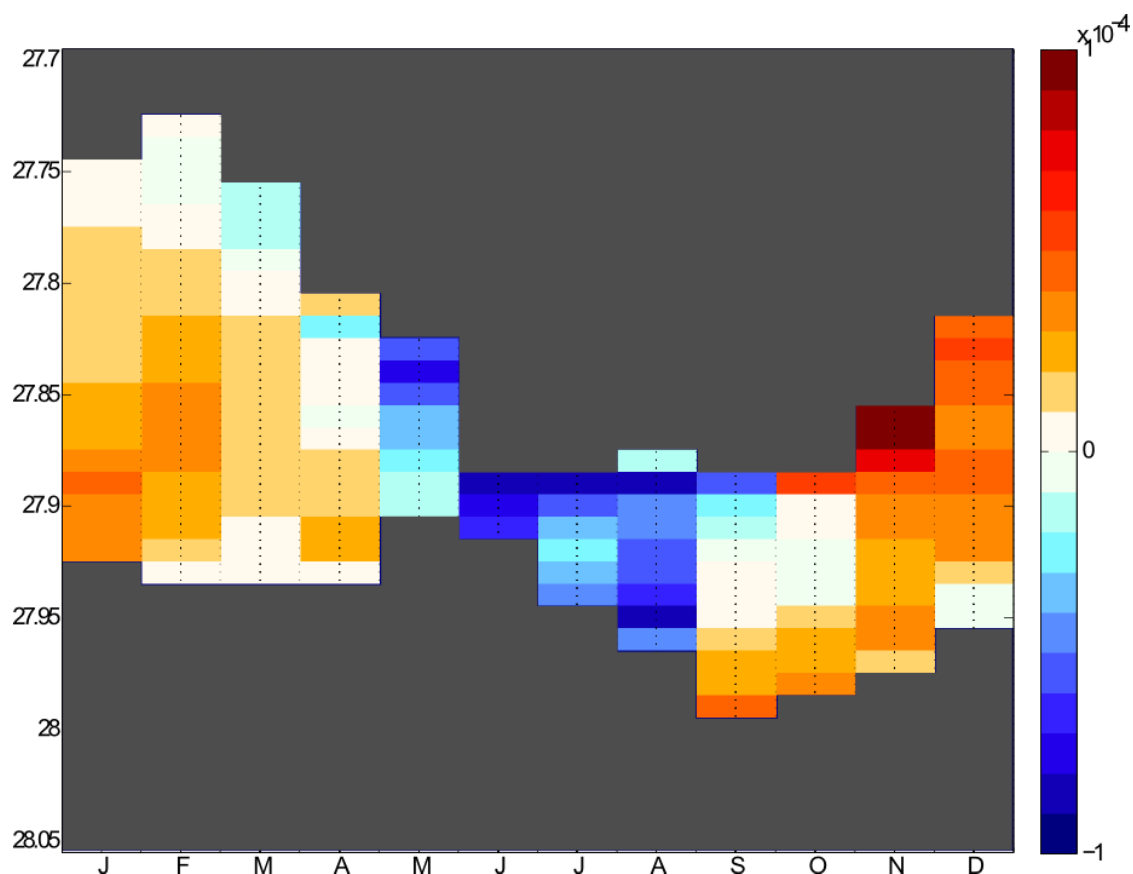


FIGURE 3.5 – Évolution saisonnière moyenne des vitesses d'approfondissement des isopycnes, vitesses d'approfondissement des isopycnes ($m \cdot s^{-1}$); estimation basée sur les deux années de données de microcats au mouillage MG.

période	σ_0	vitesse d'approfondissement [$\times 10^{-6} m s^{-1}$]
19/01/2008-10/02/2008	27.725	-0.1 ± 0.5
	27.8	-4.3 ± 0.4
10/01/2009-10/02/2009	27.725	4.6 ± 0.3
	27.80	19.1 ± 0.4
19/01/2009-10/02/2009	27.725	12.2 ± 0.4
	27.80	32.1 ± 0.6

TABLE 3.1 – Vitesses d'approfondissement (les vitesses négatives sont associées à une remontée de l'isopycne) associées à l'isopycne $\sigma_0 = 27.80 kg m^{-3}$ ainsi qu'à l'isopycne $\sigma_0 = 27.725 kg m^{-3}$ pendant l'été (période de minimum d'énergie cinétique au fond).

En 2009, du 10 janvier au 10 février, on assiste à un approfondissement des isopycnes avec une vitesse égale à $4.6 \pm 0.3 \times 10^{-6} m s^{-1}$ pour l'isopycne $27.725 kg m^{-3}$ et $19.1 \pm 0.4 \times 10^{-6} m s^{-1}$ pour l'isopycne $27.8 kg m^{-3}$. Du 19 janvier au 10 février, l'approfondissement devient plus rapide avec une vitesse égale à $12.2 \pm 0.4 \times 10^{-6} m s^{-1}$ pour l'isopycne $27.725 kg m^{-3}$ et $32.1 \pm 0.6 \times 10^{-6} m s^{-1}$ pour l'isopycne $27.8 kg m^{-3}$. En 2009, on peut donc supposer que pendant la campagne le dôme n'était pas encore stabilisé (Table 3.1).

I.2.b Évolution de la stratification en début d'été

Il est également possible d'estimer l'évolution du champ de densité au cours du début de la période estivale d'effondrement du dôme (décembre-janvier) en utilisant les données les données hydrologiques de la campagne CEAMARC et les données ALBION 2008 couvrant ainsi la période du 20 décembre 2007 au 19 janvier 2008 (Figure 2.10 dans le Chapitre 2). Nous avons calculé la variation de profondeur (vitesse d'approfondissement) d'un ensemble de surfaces isopycnes en moyenne sur un sous domaine du plateau sur la période fin décembre 2007 à fin janvier 2008. Le sous domaine a été sélectionné pour ses propriétés d'homogénéité topographique (gradients de bathymétrie faibles) et pour son échantillonnage temporel sur un laps de temps suffisant. La figure 3.6 présente la vitesse moyenne associée au déplacement des surfaces isopycnales w_σ . En supposant dans un premier temps que ces surfaces isopycnales ont une aire identique, la variation verticale de ces vitesses donne la convergence ou divergence de volume dans les couches délimitées par des surfaces isopycnes. On observe une augmentation de la vitesse w_σ (entre l'isopycne 27.68 et l'isopycne 27.8 kg m^{-3}) de l'ordre de $5.1 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$, suggérant une convergence de masse d'eau. Dans cette gamme de densité se trouvent la MCDW et la WW, deux masses d'eau qui ne sont pas formées sur le plateau. Au dessous de l'isopycne 27.8 les vitesses w_σ diminuent en se rapprochant du fond, suggérant une divergence dans les couches profondes. Ces vitesses d'approfondissement sont cependant relativement petites au regard des vitesses estimées au cœur des périodes de déstratification/restratification (figure 3.5).

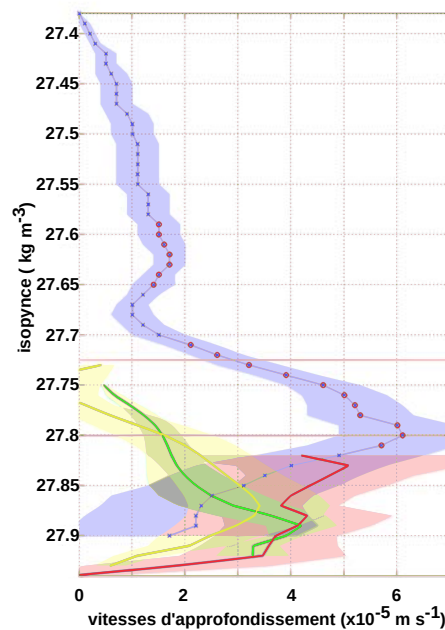


FIGURE 3.6 – Estimation de la variation de la profondeur des surfaces isopycnes. Courbe bleue : entre décembre 2007 et janvier 2008 à partir d'une comparaison des champs de densité des campagnes CEAMARC et ALBION. Erreur associée (zone ombrée en bleu de part et d'autre de la courbe). Les vitesses pour lesquelles la P_{value} est inférieure à 10^{-3} sont marquées par des cercles rouges. Les courbes rouge, verte et jaune sont : pour les mois de décembre, janvier et février, respectivement à partir de la variation moyenne mensuelle de la profondeur des isopycnes au mouillage MG déduite des microcats.

I.3 Distributions spatiales saisonnières de la salinité dans le sud-est de la dépression Adélie

La figure 3.7 permet d'appréhender la structure spatiale associée à la variabilité saisonnière décrite précédemment (section I.1.a) à partir de sections (formant des boîtes) réalisées de façon récurrente à l'est de la langue glaciaire du Mertz. On a regroupé sur la figure deux sections estivales : en (a) l'été 2000-2001 et en (d) l'été 2007-2008, en (b) une section de l'hiver 1999 et en (c) une section de printemps. Les détails associés aux données utilisées pour tracer ces sections sont donnés dans la section I.2.a du Chapitre 2. Pour la campagne ALBION 2008, la section utilisée correspond aux sections délimitant la boîte Mertz du modèle inverse (Chapitre 5).

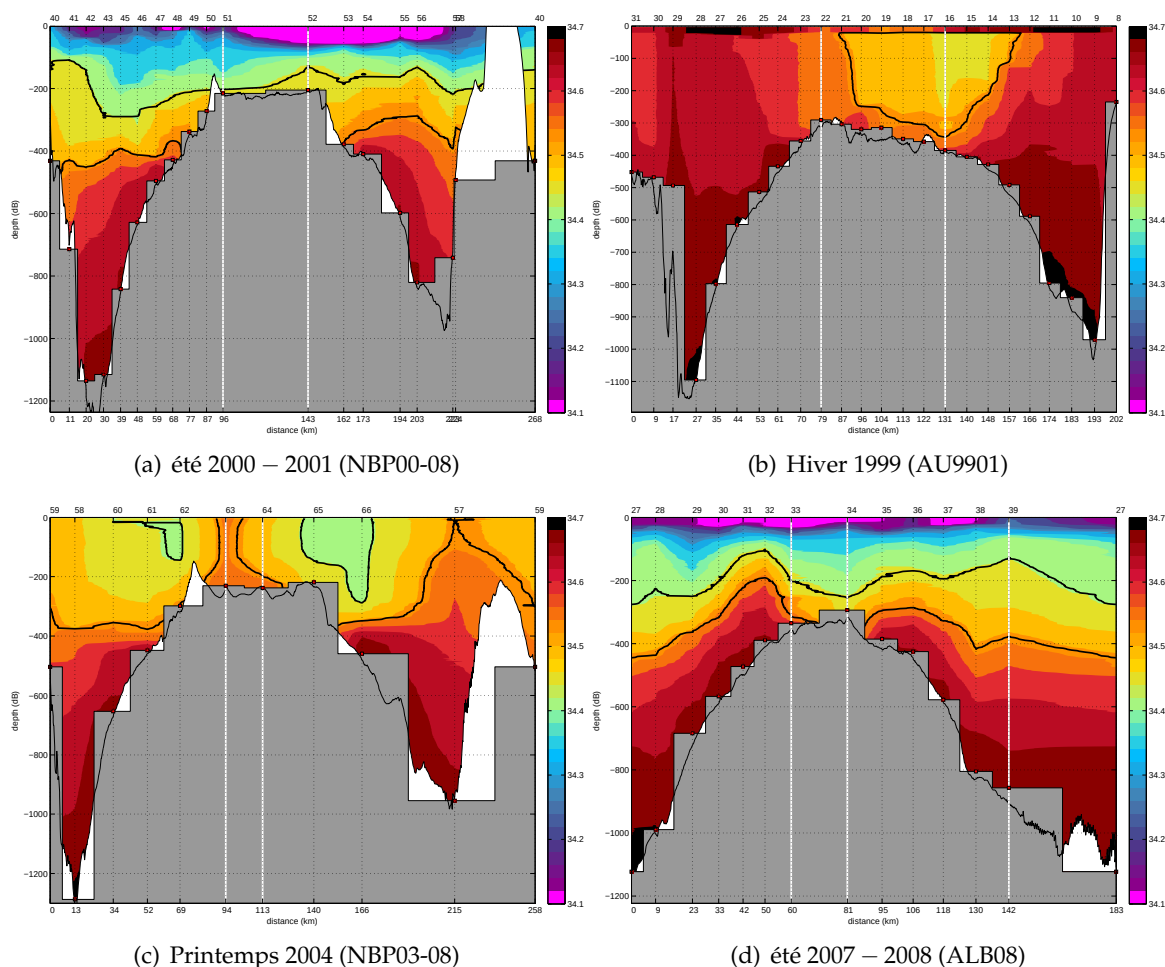


FIGURE 3.7 – Distribution de salinité à l'est du Mertz sur des sections formant des boîtes déroulées dans le sens anti-horaire depuis la baie de Buchanan (angle sud des boîtes) (voir figure 3.8). Ces sections ont été réalisées lors de 4 campagnes échantillonnant (a) et (b) l'été (NBP00-08 en 2000-2001 et ALBION en 2008), (b) l'hiver (AU9901 en 1999) et (c) le printemps (NBP03-08 en 2004).

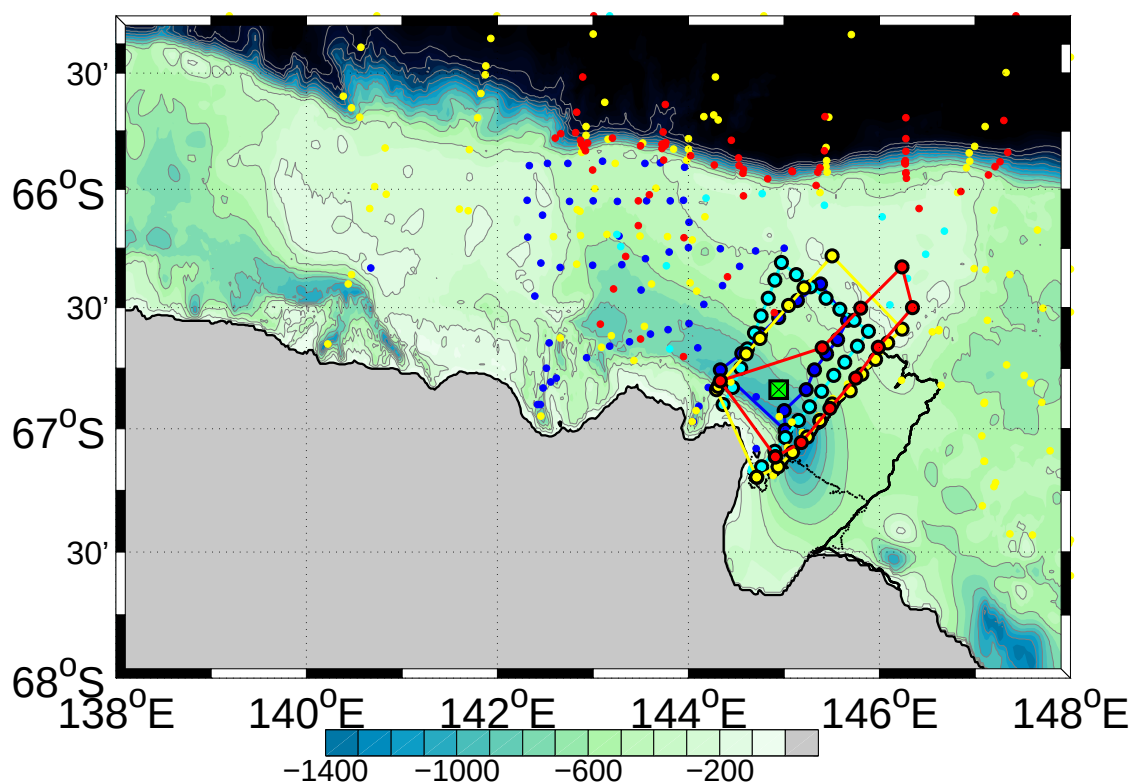


FIGURE 3.8 – Carte regroupant les quatre campagnes : NBP00-08 (jaune), AU9901 (cyan), NBP03-08 (rouge) et ALB08 (bleu). Les sections sont reliées en trait plein. Le mouillage MG (carré vert barré d’une croix).

- *Été* : Durant les deux campagnes estivales 2000-2001 et 2007-2008, on observe en surface une grande quantité d’eau douce au-dessus du banc du Mertz, Plus importante en 2000-2001, en plus grande quantité en s’éloignant de la langue glaciaire et de la côte. Sur ces deux étés, l’eau dense remonte sur le banc du Mertz induisant un gradient horizontal de densité entre la côte et le banc du Mertz.
- *Hiver* : Durant l’hiver 1999, on observe des eaux moins denses sur le banc du Mertz et plus dense sur la partie sud de la dépression appuyée sur la côte, au large de la baie de Buchanan et la baie de Watt. L’eau très dense tapisse la pente est de la dépression appuyée au banc du Mertz et est associé à une forte stratification proche du fond. Les iso-halines sont presque verticales dans les 500 premiers mètres, indiquant une couche de mélange hivernale très profonde.
- *Printemps* : Au printemps 2004, la stratification semble avoir été rétablie au fond (en-dessous de 400 m de profondeur), tandis qu’au-dessus de 400 m, les iso-halines sont toujours presque verticales reflétant certainement une convection encore active dans les 400 premiers mètres de la colonne d’eau³.

3. Cela pourrait expliquer pourquoi l’été on observe des eaux plus oxygénées à partir d’une certaine profondeur dans les eaux au point de congélation

II Éléments sur la variabilité interannuelle des conditions hydrologiques

Si les sections sur la figure 3.7 permettent d'avoir une idée de la structure spatiale saisonnière autour du mouillage MG. Elles ont été réalisées en des années différentes et il se rajoute donc un signal interannuel au signal saisonnier.

Les propriétés hydrologiques dans la dépression ont une forte variabilité interannuelle (Marsland et al., 2004; Kusahara et al., 2011b; Tamura et al., 2012; Cougnon et al., 2013; Shadwick et al., 2013; Lacarra et al., 2014). À titre d'exemple, la production de glace qui est un bon proxy de la production d'eau dense (Lacarra et al., 2014) montre une forte variabilité interannuelle (Figure 1.14 dans le Chapitre 1). On constate que les années 2008 et 2009 sont des années de forte production, les années 2000, 2004 et 2007 étant des années de production moyenne tandis que 1999 est une année de faible production.

On a reporté sur les séries temporelles du mouillage MG (Figure 3.1), les températures et salinités mesurées à la profondeur des microcats et à proximité⁴ du site du mouillage MG pendant ces différentes campagnes hydrographiques illustrées dans la figure 3.7. Les données de la campagne printanière de 2004 sont les données qui diffèrent le plus des observations obtenues en 2008-2009. On observe un biais négatif de salinité de l'ordre de 0.05 qui peut s'expliquer en partie par la différence de production de glace dans la polynie du Mertz environ 240 km^3 en 2004 et environ 310 et 300 km^3 en 2008 et 2009 respectivement (Figure 1.14 dans le Chapitre 1).

La section de la campagne estivale 2000-2001 est relativement différente de la section de la campagne ALBION 2008. Lors de cette dernière, on observe un dôme d'eau dense bien marqué le long du Mertz que l'on ne retrouve pas en 2000-2001. De plus en 2000-2001, on observe une plus grande quantité d'eau douce en surface. La comparaison de la campagne 2000-2001 avec les observations obtenues en 2008-2009 grâce au mouillage (Figure 3.1) montre un biais négatif de salinité de 0.05 en 2000-2001 par rapport à 2008 et 2009 à la profondeur des microcats intermédiaires et profondes du mouillage MG. Ce biais peut également s'expliquer par des différences de production de glace, la production de glace de l'hiver 2000 n'ayant pas dépassé 235 km^3 , c'est-à-dire une valeur proche de celle de l'hiver 2004 (Figure 1.14 dans le Chapitre 1).

Les salinités de la campagne hivernale de 1999 sont comparées aux données obtenues en 2008-2009 au mouillage MG. Les salinités de l'hiver 1999 sont comprises entre les salinités observées en août 2008 et les salinités observées en août 2009. Sachant que la production de glace dans la polynie du Mertz en 1999 est environ 100 km^3 plus faible qu'en 2008 et 2009 (Figure 1.14 dans le Chapitre 1). Il est possible que cette valeur reflète une saison de production plus courte en 1999 due à un arrêt prématuré de l'activité de la polynie en fin d'hiver.

4. Les sections ne sont pas parfaitement colocalisées avec le mouillage.

III Caractérisation du courant moyen aux trois sites de mouillage

Dans cette section nous regardons les caractéristiques du courant à partir de ses trois mouillages ALBION situées dans la dépression Adélie (MG), dans la baie de Commonwealth (CB) et au sud du seuil Adélie (AS).

III.1 Courant moyen annuel

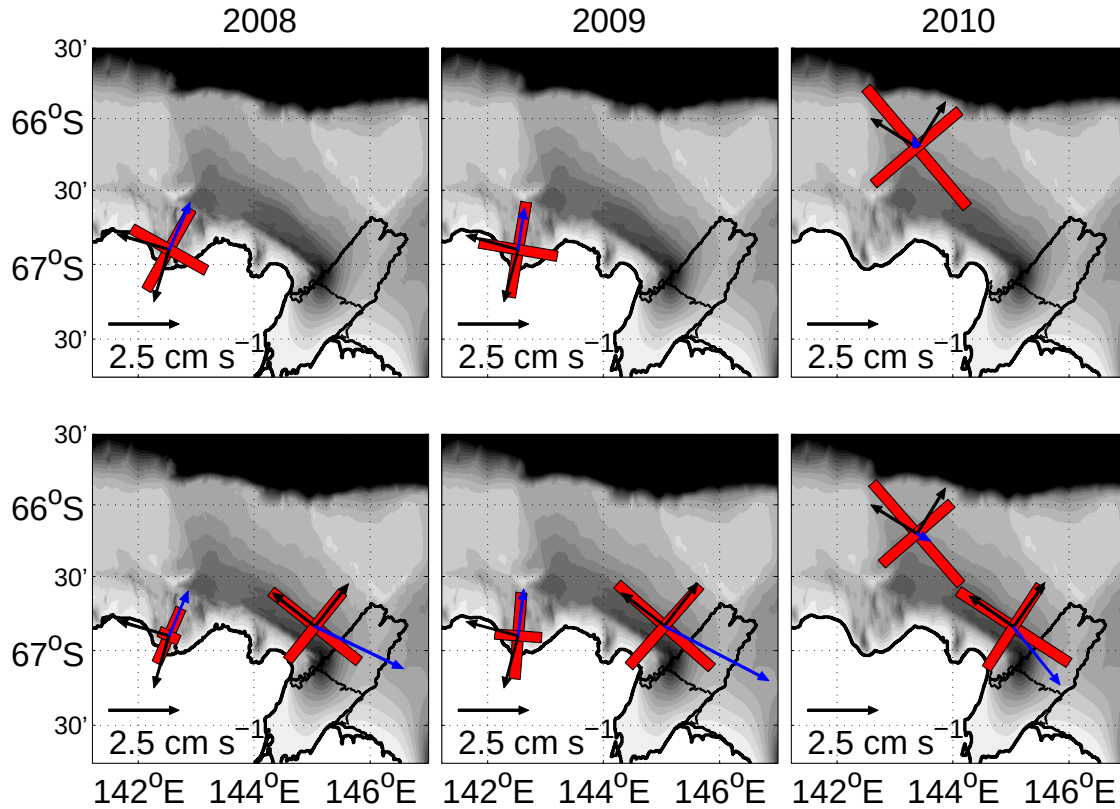


FIGURE 3.9 – Composantes principales du courant (croix rouge) et courant moyen annuel (flèche bleue) pour chaque mouillage, pour le courant basse fréquence ($T_c = 2$ jours) intégré verticalement sur la colonne d'eau située au-dessus (haut) et en-dessous (bas) de 400m : . Repère bathymétrique au point de mouillage (flèches noires).

La figure 3.9 représente l'ellipse de l'écart-type du courant (croix rouge) déterminée suivant la méthode proposée par Thomson and Emery (2014) ainsi que la composante moyenne du courant (vecteur bleu) sur l'année pour le courant moyen intégré verticalement sous le niveau du seuil (400m) et au-dessus du niveau du seuil, en utilisant les bins de l'ADCP compris entre l'instrument et sa portée médiane (Table 2.3, quatrième colonne).

- *Sous la profondeur du seuil* : Sur les panneaux du bas de la figure 3.9, la composante principale de la variance du courant est le long de la topographie aux mouillages MG et CB⁵ et dans une moindre mesure au mouillage AS. L'excentricité de l'ellipse de la variance du courant est la plus importante à CB. À MG elle est proche de 0.

À MG le courant moyen de l'ordre de 3 cm s^{-1} est dirigé vers la langue du Mertz. Il a la même orientation en 2008 et en 2009, et suit grossièrement la topographie avec une faible

5. Le gradient de topographie est estimé à CB avec une échelle spatiale $L_{bathy} = 2.5 \text{ km}$

composante perpendiculaire à celle-ci et orientée vers les hauts fonds du banc du Mertz. En 2010 le courant moyen a également une composante importante long de la topographie mais la composante perpendiculaire à la bathymétrie est, cette année là, dirigée vers le fond de la dépression.

À CB, en 2008 et en 2009, le courant moyen de l'ordre de 2 cm s^{-1} suit la topographie de la cuvette de la baie de Commonwealth vers le nord/nord-est, c'est-à-dire vers le seuil en sortie de la cuvette.

À AS, en 2010, le courant moyen est négligeable.

- *Au-dessus de la profondeur du seuil* : Sur les panneaux du haut de la figure (3.9), la composante principale de la variance du courant est toujours le long de la topographie au mouillage⁶ CB et au seuil. Cependant l'excentricité de l'ellipse de la variance du courant est proche de 1. Cela signifie que plus haut dans la colonne d'eau, le courant est moins contraint par la bathymétrie.

Le courant moyen est quasiment identique en-dessous du seuil et au-dessus du seuil à CB et à AS il est négligeable mais dirigé dans la direction opposée à celle du courant dans la couche en-dessous de la profondeur du seuil.

III.2 Influence de la topographie sur les courants de fond

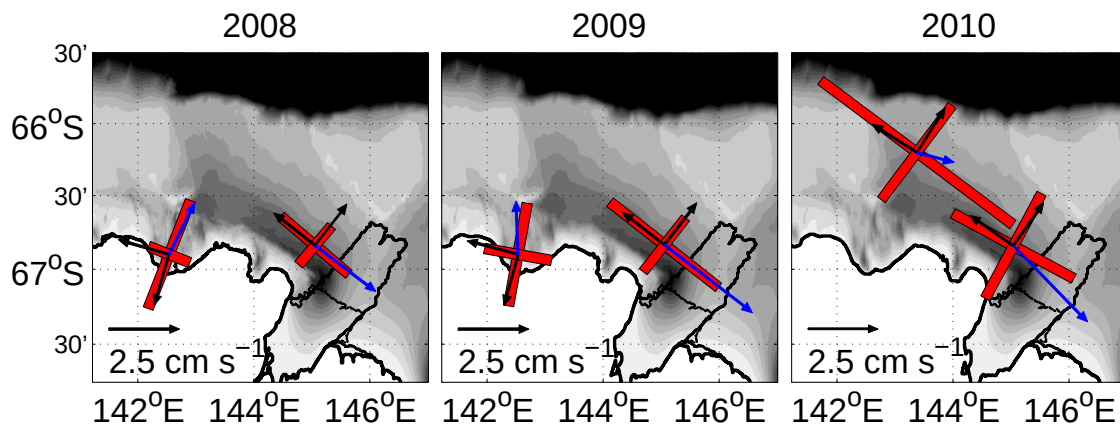


FIGURE 3.10 – Composantes principales (croix rouge), courant moyen annuel (flèches bleues) pour le courant basse fréquence ($T_c = 2$ jours) près du fond pour chaque mouillage. Repère bathymétrique au point de mouillage (flèches noires)

Sur la figure (3.10), nous représentons les composantes principales du courant proche du fond (correspondant aux bins 2 et 3 de chaque ADCP de fond). À MG, et CB, on retrouve des caractéristiques du courant identiques probablement à celles mise en évidence dans la couche 400m-fond (Figure 3.9), avec cependant une excentricité plus forte de la variance à MG en 2008 et 2009 suggérant un guide topographique plus efficace quand on se rapproche du fond. Cependant, la variance du courant reste isotrope en 2010 avec une composante perpendiculaire à la topographie plus importante par rapport aux 2 années précédentes.

À AS, l'axe majeur de la variance maximale du courant est dirigé le long de la bathymétrie, la variance du courant a une excentricité prononcée. Le courant moyen de l'ordre de 1 cm s^{-1} , suit la topographie, avec une faible composante remontant sur la pente du banc du Mertz.

La bathymétrie joue donc un rôle de guide dans la dépression pour le courant basse fréquence au mouillage MG. On peut en effet montrer par une analyse spectrale du courant à

6. Nous ne disposons pas de mesure de courant à MG au-dessus de la profondeur du seuil.

150m au dessus du fond, une asymétrie entre le courant le long de la topographie et le courant perpendiculaire à la topographie, dans les basses fréquences ($T > 6jrs$) (Figure 3.11). Aux fréquences de variabilité inférieures à $2 \mu Hz$ (6 jours), il y a moins d'énergie associée au courant perpendiculaire à la topographie que d'énergie associée au courant le long de la bathymétrie. Contrairement à la composante parallèle à la topographie.

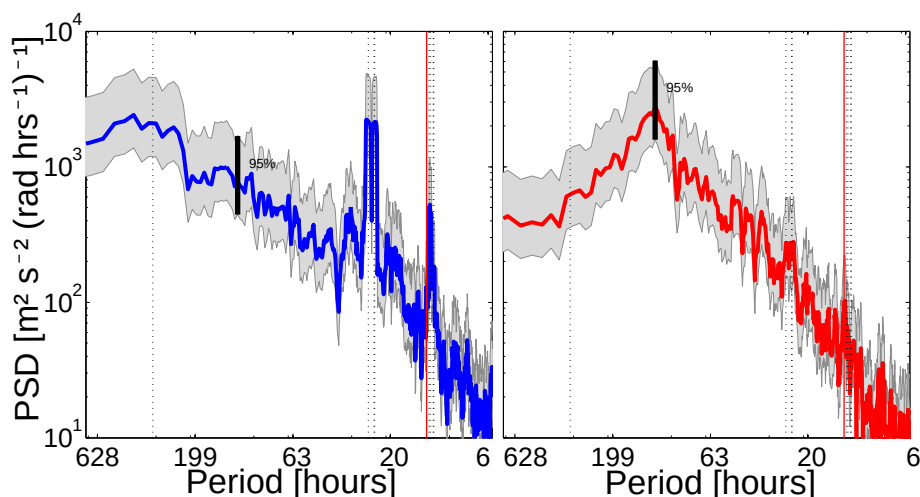


FIGURE 3.11 – Estimation de la densité spectrale de puissance en fonction de la période (en heures) pour la composante du courant le long des isobathes (à gauche), pour la composante du courant perpendiculaire aux isobathes (à droite) à 750 m (c'est-à-dire environ 150 m au-dessus du fond) au mouillage MG ; fréquence inertielle (droite verticale rouge) ; principales fréquences de marée (droites verticales en pointillés)

III.3 Contraste saisonnier

Dans cette partie nous mettons en évidence le contraste saisonnier du courant moyen pour chacun des mouillages ALBION, puis nous discutons le courant moyen ainsi évalué dans le contexte spatial d'un schéma de circulation pour le plateau Adélie.

III.3.a Échelle de temps du courant, la notion de courant moyen

Le diagramme vectoriel progressif (Progressive Vector Diagram, PVD) est tracé pour chacun des mouillages à différentes profondeurs. Nous travaillons à partir de séries temporelles dont la marée a été extraite avec le logiciel T_TIDE (voir chapitre 2 paragraphe II.3.d), et sur lesquelles nous avons également appliqué un filtre passe bas de type Lanczos avec une coupure à 20 heure (Moffat et al., 2009) permettant de s'affranchir de la variabilité à des fréquences proches inertielles aux alentours de la demi-journée sur le plateau Adélie (Emery and Thomson, 2001).

Dans la dépression

Le courant dans la dépression semble avoir deux orientations privilégiées (Figure 3.12). Une orientation durant la saison hivernale, de mai à novembre environ, et une orientation de fin décembre à fin mars durant la saison estivale. Cette saisonnalité du courant est observée en 2008 et en 2009. En 2010 la saisonnalité change et ce changement semble associé au vélage de la langue glaciaire du Mertz (étoile rouge sur le PVD).

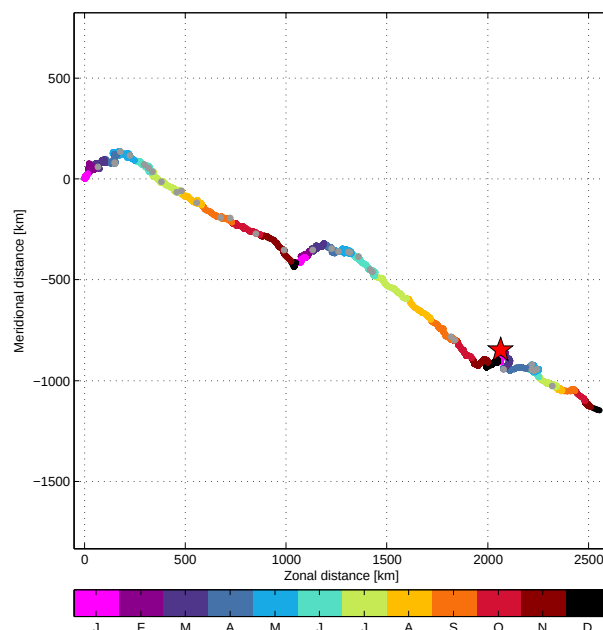


FIGURE 3.12 – PVD à 650m de profondeur au mouillage MG 2008-2010. En couleur le mois de l’année. Le vélage du Mertz est indiqué avec une étoile rouge.

Au seuil

Les données de mouillage en 2010 au seuil (Figure 3.13) ne montrent pas de structure moyenne saisonnière ou annuelle apparente. Le seuil est une zone privilégiée d’échanges entre le plateau et le large, et l’on aurait pu s’attendre un courant moyen avec une forte composante méridienne en l’hiver typique d’une circulation thermohaline 2D sur le plateau.

Dans la baie de Commonwealth

Dans la baie de Commonwealth, on ne distingue pas de périodes contrastées et le courant semble suivre la même orientation nord/nord-est tout au long de l’année (Figure 3.14).

III.3.b Variation saisonnière de l’énergie cinétique et lien avec la stratification

Dans la suite de ce travail, nous essaierons d’estimer la vitesse au fond en été à l’aide d’un modèle inverse (chapitre 5). À partir des mouillages il est possible d’obtenir une première connaissance à priori de l’amplitude du courant au fond. L’énergie cinétique (kinetic energy, KE) du courant au fond a un important cycle saisonnier, elle est minimale en décembre-janvier et augmente de manière importante pendant la période hivernale (Figure 3.15). Grâce aux microcats, il est possible de regarder la variation saisonnière de la stratification (représenté par la fréquence de Brunt-Väisälä N^2). Celle-ci est définie à partir de la différence de densité entre les microcats supérieure et intermédiaire. Au fond, le minimum d’énergie est en phase avec le maximum de stratification dans la couche intermédiaire.

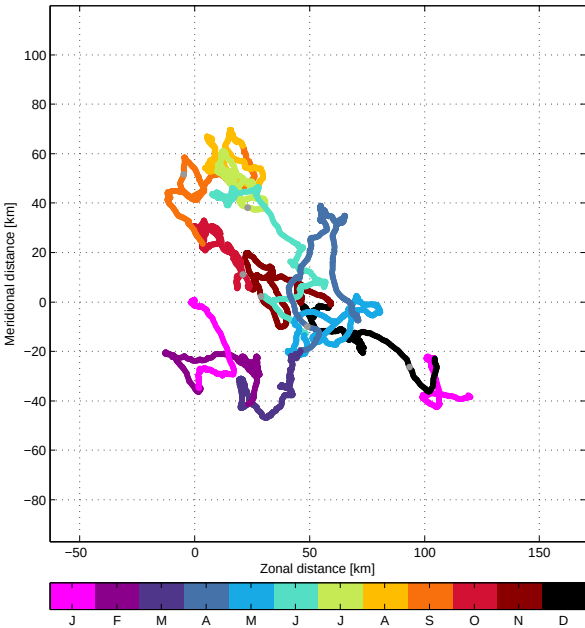


FIGURE 3.13 – PVD 200m au-dessus du fond au seuil en 2010. En couleur le mois de l’année.

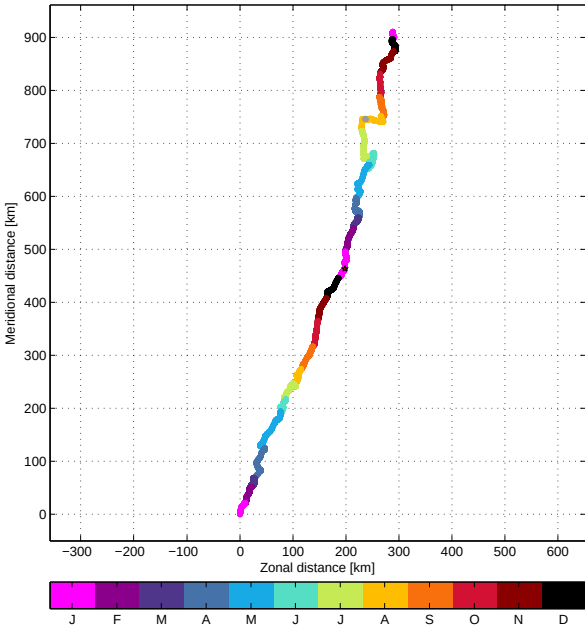


FIGURE 3.14 – PVD pour la baie de . En couleur le mois de l’année.

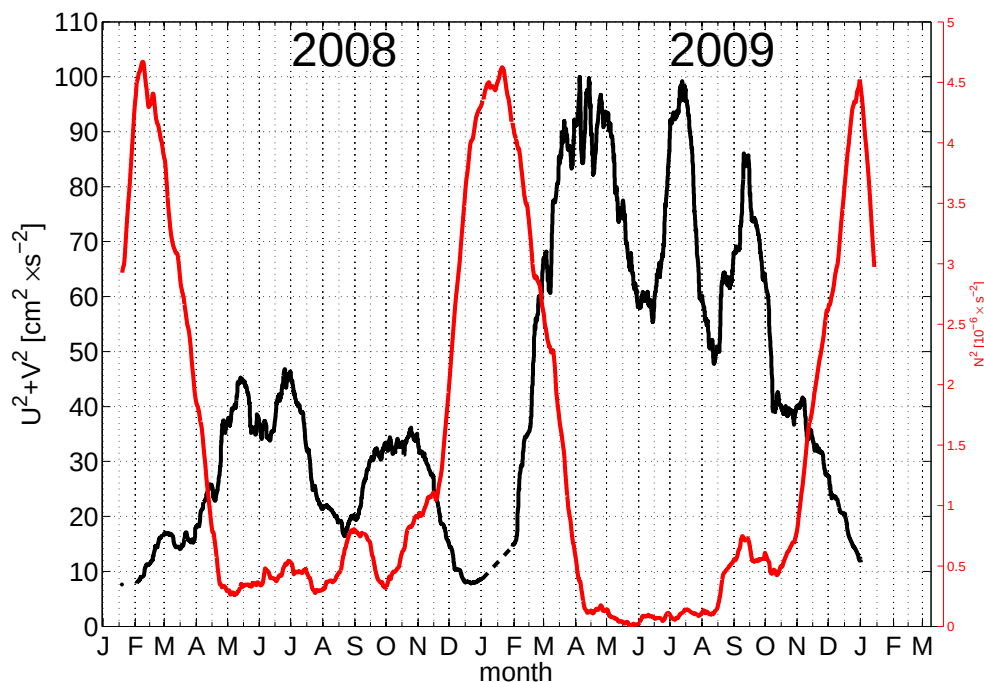


FIGURE 3.15 – Énergie cinétique au fond [$cm^2 \cdot s^{-2}$](courbe noire) et la stratification entre la microcat intermédiaire et la microcat supérieure N^2 [s^{-2}](courbe rouge)

III.3.c Variation saisonnière de la structure verticale du courant basse fréquence

Le PVD du courant au mouillage MG a montré une variation saisonnière de l'orientation du courant. Nous explorons cette variabilité saisonnière en traçant l'angle du courant mensuel avec la topographie pour l'année 2008 à MG (Figure 3.16). Ce diagnostic permet de mettre en évidence deux périodes distinctes :

- *Été* : De décembre à mi mai, le courant au fond est parallèle à la topographie et lui devient perpendiculaire plus haut dans la colonne d'eau ce qui, dans une vision géostrophique du courant, traduirait la présence d'un important gradient de densité le long des isobathes dans la dépression avec des densités plus élevées près du glacier du Mertz relativement au seuil. Le courant est donc relativement barocline l'été.
- *Hiver* : De mi mai à fin Novembre, le courant entre le fond et 450 m est parallèle à la topographie, le courant a donc une composante barotrope dominante l'hiver. Cela s'explique par la faible stratification hivernale.

Il y a donc dans la dépression Adélie un cycle saisonnier du courant. Dans ce qui suit, nous détaillons les structures estivale et hivernale du courant aux 3 mouillages ALBION :

Dépression Adélie

La figure 3.17 présente le courant moyen au mouillage MG en été (période de minimum d'énergie cinétique (Kinetic Energy, KE) au fond dans la dépression) et en hiver (juillet, août et septembre) en 2008, 2009.

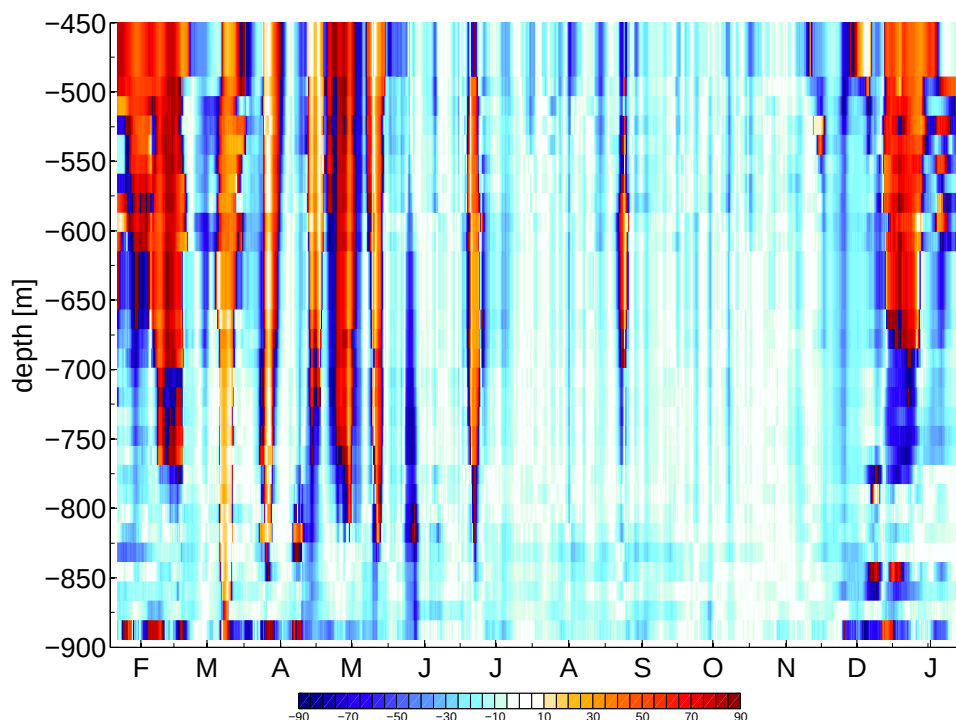


FIGURE 3.16 – Angle en degrés du courant avec la direction des isobathes au mouillage MG.

Dans la dépression Adélie, en 2008 et en 2009, le courant moyen au cours de l'année change en amplitude et en structure verticale, probablement en lien avec le cycle de formation de l'eau dense dans la dépression. L'hiver, le courant est équivalent barotrope, dirigé vers la langue glaciaire du Mertz. L'été, le courant au fond est également dirigé vers la langue glaciaire du Mertz mais il tourne et s'intensifie dans le sens anti-horaire en s'éloignant du fond.

Cuvette de Commonwealth

Dans la cuvette de Commonwealth (Figure 3.18), en 2008 et 2009, on observe globalement un courant moyen vers le seuil de la cuvette avec une importante composante méridienne vers le nord. Ce courant bien qu'ayant un cycle saisonnier important en énergie (non montré), présente une orientation relativement constante au cours de l'année, alignée avec les isobathes locales de la topographie (échelle des pente de la cuvette de la baie de Commonwealth).

Seuil Adélie

Comme on a pu le voir sur le PVD, la notion de courant moyen saisonnier ou annuel n'est pas bien défini au seuil en 2010. Ce résultat est clairement différent de l'année 2008 évoquée par Meijers et al. (en préparation depuis 2010). L'absence de courant moyen est peut être liée aux bouleversement qui ont affecté la dépression suite au vêlage de la langue glaciaire du Mertz. Néanmoins, l'analyse d'une seule année ne permet pas de conclure ou d'affirmer quoique ce soit sur l'impact du vêlage de la langue glaciaire sur la circulation.

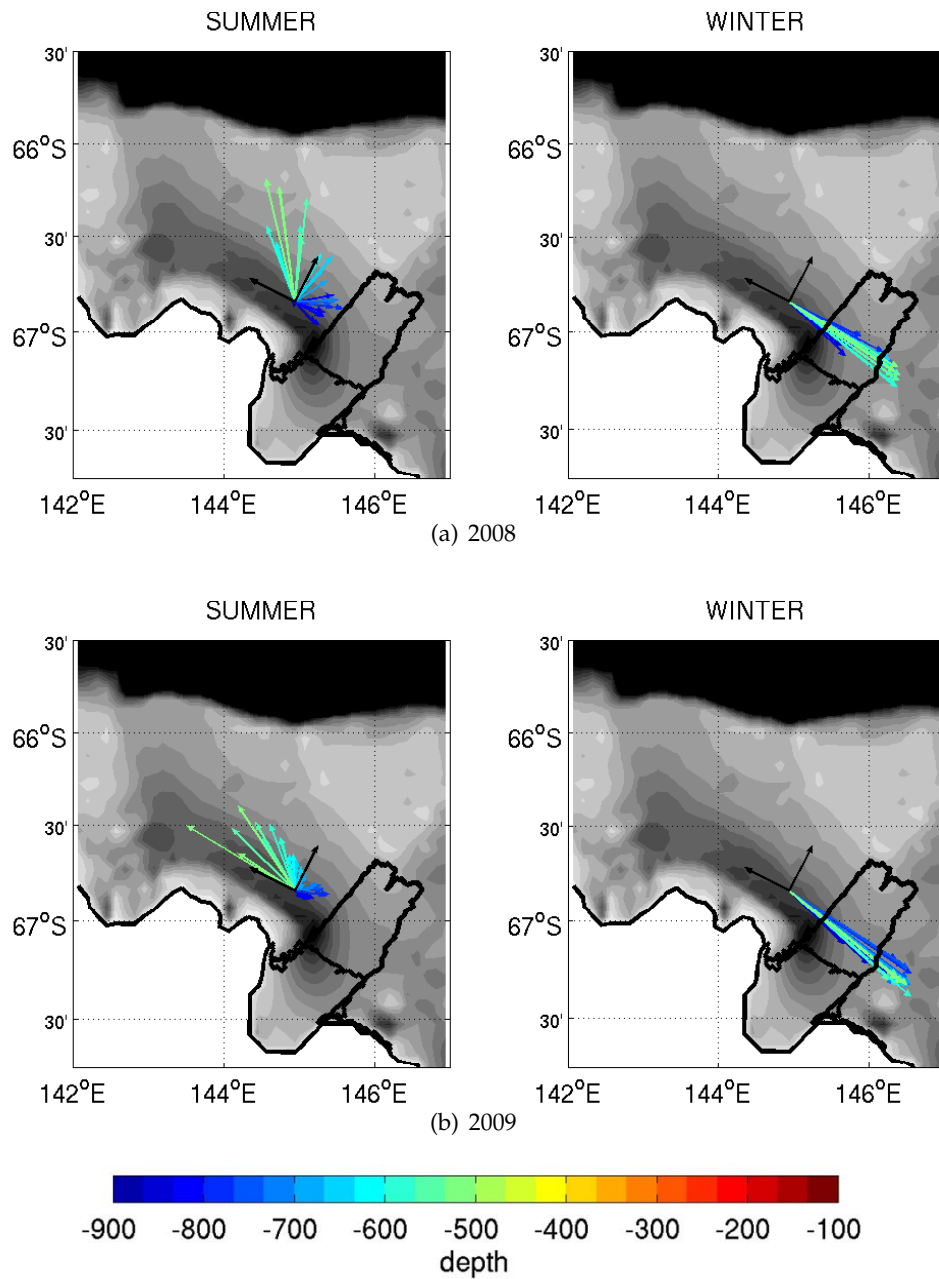


FIGURE 3.17 – Courant moyen estival (Minimum de KE au fond) (gauche) et hivernal (JAS) (droite) mouillage MG, en 2008 (en haut) et 2009 (en bas). La couleur du vecteur de courant donne sa profondeur. L'échelle des vecteurs est donnée par le repère bathymétrique pour lequel la taille de ses axes correspond à une vitesse de 2.5 cm s^{-1}

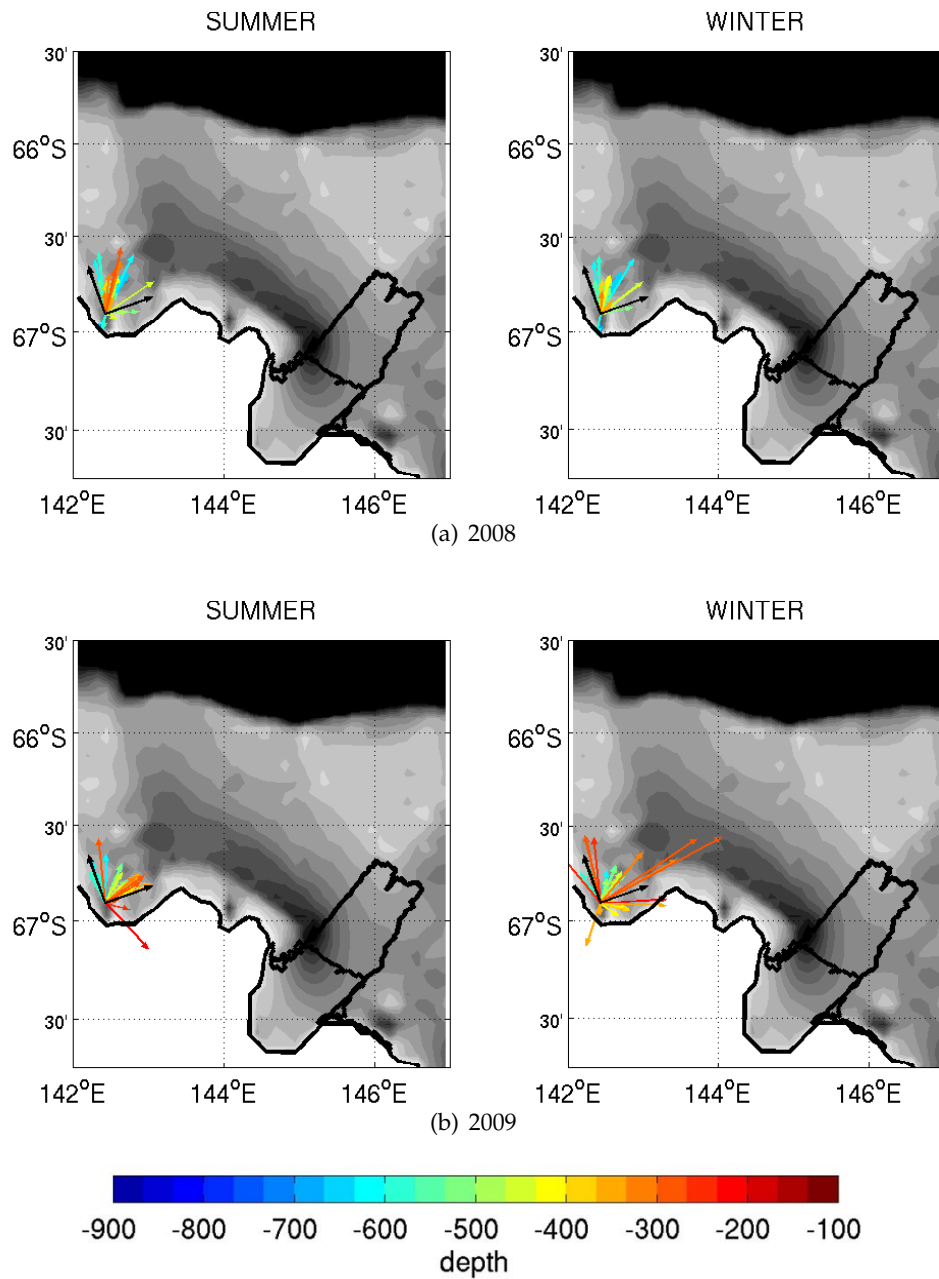


FIGURE 3.18 – Courant moyen estival (gauche) et hivernal (droite) mouillage CB, en 2008 (en haut) et 2009 (en bas). La couleur du vecteur de courant donne sa profondeur. L'échelle des vecteurs est donnée par le repère bathymétrique pour lequel la taille de ses axes correspond à une vitesse de 2.5 cm s^{-1}

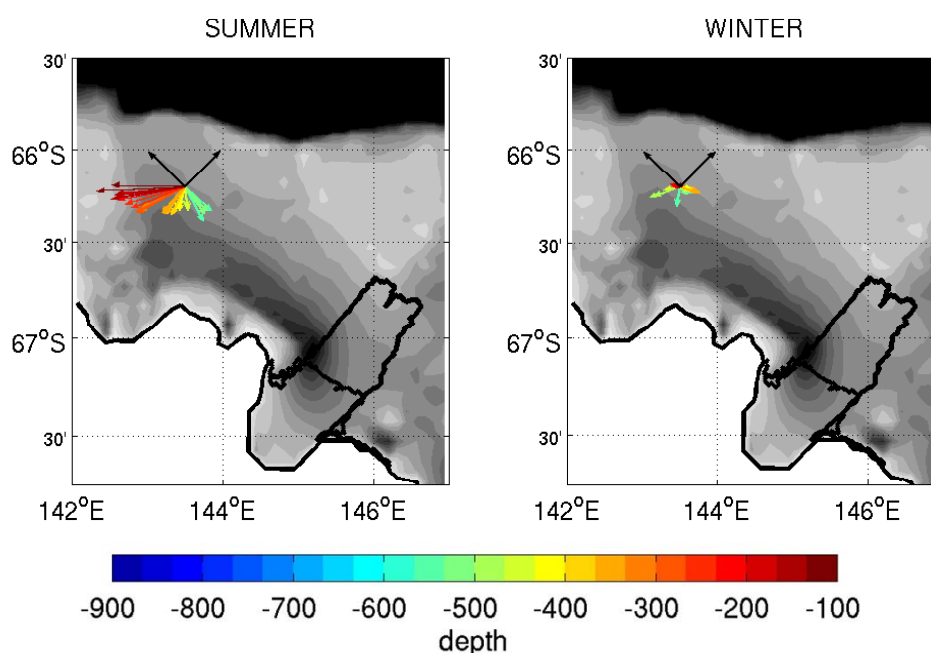


FIGURE 3.19 – Courant moyen estival (gauche) et hivernal (droite) mouillage AS. La couleur du vecteur de courant donne sa profondeur. L'échelle des vecteurs est donnée par le repère bathymétrique pour lequel la taille de ses axes correspond à une vitesse de 2.5 cm s^{-1}

III.3.d Courant Estival et cisaillement géostrophique

Dans le chapitre 5, un modèle inverse en boîte est implémenté dans la dépression Adélie afin d'estimer le courant géostrophique pendant la campagne ALBION 2008. Pour évaluer la pertinence de cette approche, nous comparons ici le courant moyen mesuré en été au mouillage MG avec la vitesses géostrophiques parallèle aux isobathes, référencées à zéro au niveau commun le plus profond pour une paire de stations CTD à proximité du site de mouillage formant une section perpendiculaire aux isobathes (voir Chapitre 4 pour plus de détails sur le calcul de cette vitesse). Le courant moyen estival est estimé en moyennant le courant mesuré sur la période pendant laquelle l'énergie cinétique au fond est minimale (III.3.b), c'est-à-dire pour le mouillage MG, entre le 19 janvier 2008, jour du déploiement du mouillage et le 10 février 2008 (Figure 3.20).

Le courant au moyen au mouillage MG est principalement aligné avec les isobathes sur les 100 premiers mètres au dessus du fond. Il est d'environ $1.5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ et est dirigé vers la langue glaciaire du Mertz. Le courant tourne ensuite dans le sens anti-horaire en s'éloignant du fond.

La composante parallèle à la topographie est tout d'abord orienté vers la langue glaciaire du Mertz puis diminue en valeur absolue pour devenir nulle à environ 650m de profondeur. Plus haut la composante du courant parallèle à la topographie est positive (direction du seuil Adélie) et augment en se rapprochant de la surface, elle est égale à 7 cm s^{-1} à 500 m de profondeur.

La composante perpendiculaire aux isobathes quasiment nulle au fond, devient relativement importante en s'éloignant du fond (elle est du même ordre de grandeur que la vitesse parallèle aux isobathes à 500 m de profondeur).

La composante parallèle aux isobathes du courant géostrophique estimée à proximité du site de mouillage à partir de données hydrologiques a également un cisaillement vertical vers le nord. Cependant ce dernier est plus fort celui observé au mouillage⁷.

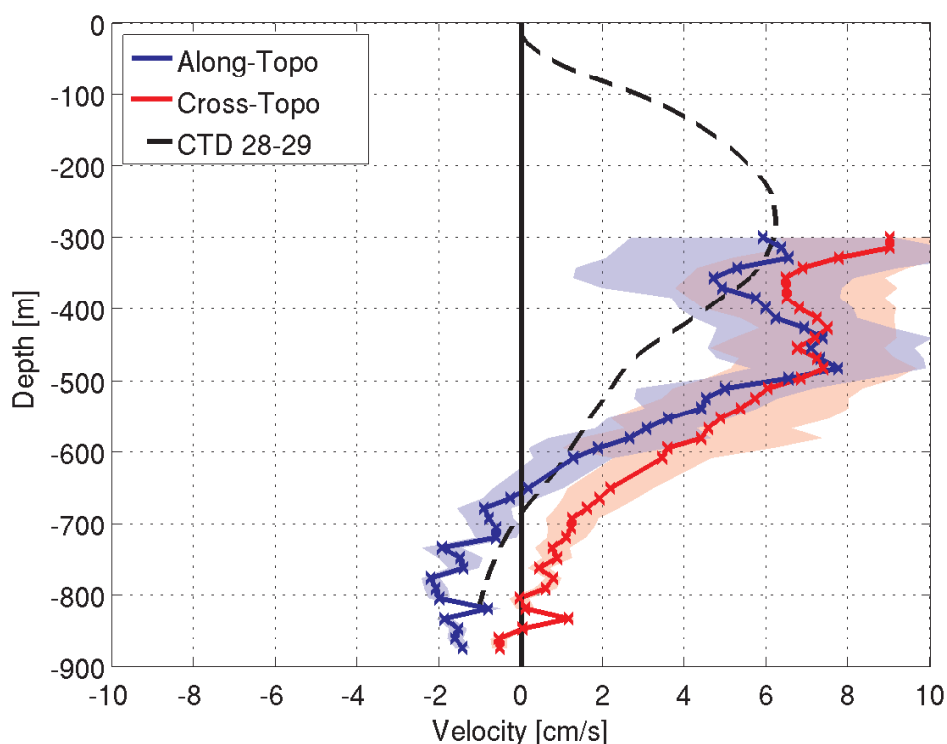


FIGURE 3.20 – Courant moyen estival au mouillage MG en 2008 : composante parallèle aux isobathes (bleu), composante perpendiculaire aux isobathes (rouge) encadrées par leurs intervalles de confiance ; cisaillement géostrophique parallèle aux isobathes à proximité du site de mouillage MG (tiretés noirs).

IV Relation entre les cycles saisonniers aux différents sites de mouillage

À partir des séries temporelles de température et salinité issues du mouillage MG, nous avons mis en évidence une augmentation de salinité au fond semblant décorrélée des variations de salinité observée sur les microcats intermédiaire et supérieure. La section hydrologique hivernale (figure 3.7 b) montre que l'eau la plus dense ne se forme pas au-dessus de la position du mouillage MG en hiver 1999 et que la convection n'atteint pas le fond au site du mouillage. L'augmentation de la salinité observée au fond à MG pendant la période de destratification est certainement liée à l'advection d'une masse d'eau salée depuis un site où la convection est plus pénétrante. Une première hypothèse (H1) est de supposer que le site d'origine de cette masse d'eau est la région côtière sur le au large de la baie de Buchanan (BB) et de la baie de Watt (WB). L'eau de fond formée au large de ces baies serait ensuite advectée jusqu'au mouillage MG via une circulation cyclonique suivant les lignes de bathymétrie profondes. Une seconde hypothèse (H2) serait de supposer que la baie de Commonwealth (CB) est le site de formation de cette masse d'eau profonde. Cette baie est cependant relativement éloignée du site de

7. Peut-être est-il nécessaire de rajouter un terme de frottement au fond pour expliquer intégralement un tel cisaillement, mais il faudrait supposer une couche limite de fond de plus de 200m d'épaisseur.

mouillage MG (à une distance de plus de 100km). En hiver 1999, Williams and Bindoff (2003) observent pour la première fois dans l'ouest de la dépression Adélie, l'influence d'une masse d'eau plus oxygénée (87% de la concentration en oxygène dissous à saturation en surface) que les eaux de surface de la polynie du Mertz (Figure 3.22 b) qui serait formée dans la région de la baie de Commonwealth. Si l'hypothèse H1 ne peut être vérifiée faute de mouillage proche de

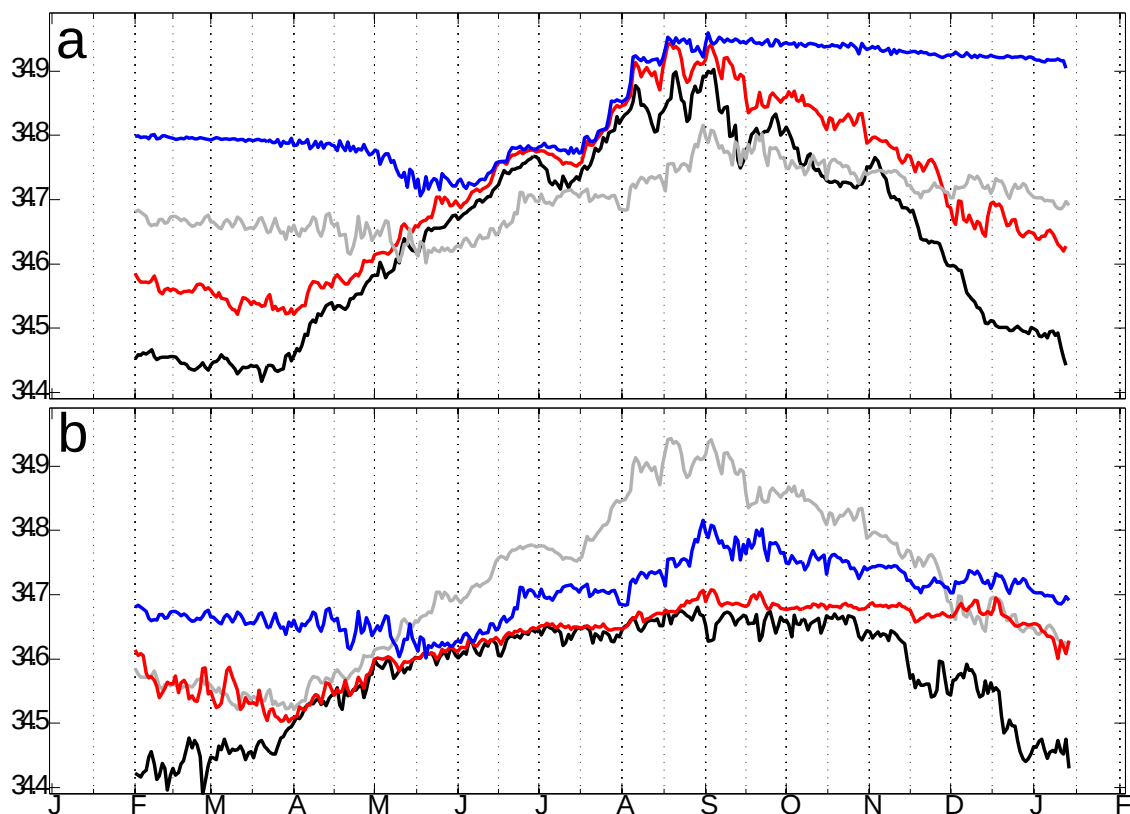


FIGURE 3.21 – En haut (a) : Comparaison pour l'année 2009 de la salinité mesurée au mouillage CB au fond (bleu), au niveau intermédiaire (rouge) et dans la couche supérieure (noir), et de la salinité dans la couche profonde au mouillage MG (gris) ; En bas (b) : Comparaison pour l'année 2009 de la salinité mesurée au mouillage MG au fond (bleu), au niveau intermédiaire (rouge) et la couche supérieure (noir), et de la salinité dans la couche intermédiaire au mouillage CB (gris)

la côte, il est possible d'étayer l'hypothèse H2 en comparant la série temporelle de la salinité au niveau de la microcat du fond à MG à la série temporelle de la salinité de la microcat intermédiaire à CB. Cette dernière se situe au niveau du seuil qui sépare la cuvette de la baie de la dépression Adélie (Figure 3.21). Nous avons choisi d'effectuer cette comparaison sur l'année 2009, plus active en termes de formation d'EAU de Plateau Très Salée (Lacarra et al., 2014).

Une première comparaison qualitative laisse penser que les deux séries temporelles corréleront avec un déphasage de l'ordre de 14 à 20 jours. Dans l'hypothèse énoncée précédemment, ce déphasage correspondrait à un temps d'advection de CB jusqu'à MG. La cross-corrélation des 2 séries temporelles filtrées avec un filtre passe bas de fréquence de coupure 2 jours, sur une période de 225 jours (de mi-juin à fin décembre), et dont on a enlevé la variation saisonnière basse fréquence avec une régression polynômiale d'ordre 4, nous obtenons une corrélation maximum de 0.58 pour un déphasage de l'ordre de 17 jours entre les 2 séries et un seuil de significativité de 0.25. Le seuil de significativité est évalué en prenant comme nombre de

degré de liberté la longueur de la série temporelle divisée par l'échelle de décorrélation temporelle (qui est de l'ordre de 20 jours pour la salinité sur cette période). La corrélation est donc significative.

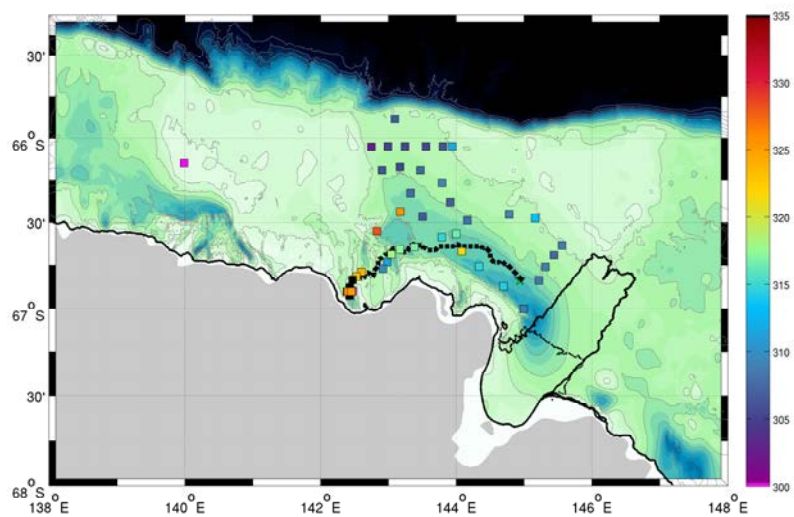
Il existe donc a priori en 2009 un lien statistique entre les sites de CB et MG. La vraisemblance de ce lien peut-être testée en évaluant la distance qui peut-être parcourue par une masse d'eau de fond sur la base de la vitesse moyenne typique observée à MG entre le fond et la profondeur de la microcat intermédiaire. En faisant l'hypothèse que les 2 sites de formations d'eau dense ont le même temps caractéristique de réponse à un forçage commun, pour une vitesse de 10 cm s^{-1} et un temps de parcours de 17 jours, la distance parcourue est de 120 km environ. Cette distance est plus proche de la distance entre CB à MG que de la distance entre BB et MG.

Afin d'étayer ce scénario, il est possible de regarder la concentration en oxygène dissous au fond en 2009 (Figure 3.22 a). Grâce au mouillage, nous savons que durant l'hiver 2008, le même type de phénomène peut avoir eu lieu avec une plus faible ampleur. L'eau produite à CB est beaucoup plus oxygénée qu'à MG (Lacarra et al., 2011), et s'il y a une advection d'eau entre CB et MG, il reste peut-être une trace de cette advection sur l'oxygène au fond. De telles traces sont identifiables sur la figure 3.22 a.

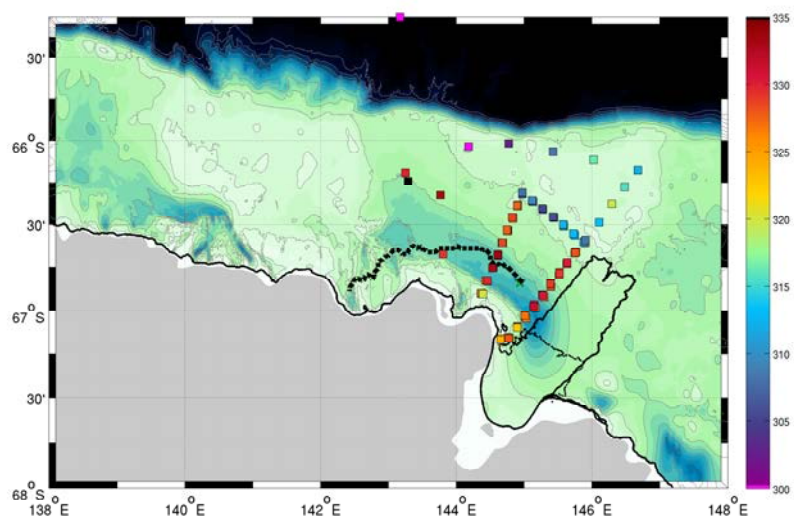
V Synthèse et perspectives

Les données de mouillage sont précieuses pour caractériser le courant dans la zone d'étude ainsi que les échelles de temps caractéristiques associées. Néanmoins, ces données sont ponctuelles dans l'espace et elles ne donnent pas accès à la couche de surface⁸, car dans les zones polaires, la présence d'icebergs rend impossible le déploiement d'instruments de mesure proche de la surface. En complément, des campagnes bateau telles que les campagnes ALBION permettent d'avoir une bonne idée de la distribution spatiale des masses d'eau, mais qu'en est-il des courants? Dans ce qui suit nous introduisons une méthode statistique développée à la fin des années 70 permettant d'estimer le courant géostrophique à partir de sections hydrographiques. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous nous sommes concentrés principalement sur le mouillage dans la dépression Adélie proche de la langue glaciaire du Mertz, il serait intéressant de refaire cette étude sur le mouillage à CB de 2008 à 2009, car contrairement à MG, la colonne d'eau y reste déstratifiée plus longtemps.

8. Il serait intéressant de regarder s'il existe des données d'éléphant de mer ou de phoque de Weddell contemporaines aux périodes de déploiement des mouillages afin de compléter ces observations.



(a) Été 2009



(b) Hiver 1999

FIGURE 3.22 – Concentration en oxygène au fond (en $\mu\text{mol l}^{-1}$).

4

Cadre formel du modèle inverse

▷ Dans ce chapitre nous introduisons le formalisme utilisé pour estimer la circulation estivale en 2008 sur le plateau Antarctique au large de la Terre Adélie. Dans un premier temps, le modèle physique utilisé est présenté. Dans un second temps, la méthode statistique permettant d'estimer le courant à partir d'un système sous-déterminé est présentée. Enfin, la construction a priori de la matrice de covariance du bruit et de la solution est présentée. ◁

Plan du chapitre

I	Le modèle physique	73
I.1	Géostrophie	73
I.2	Le problème inverse	74
I.3	Formulation du problème en couches	74
I.4	Surfaces neutres ou surfaces isopycnales	76
I.5	Représentation des flux diapycnaux dans le modèle inverse	77
I.6	Travail en anomalie de traceur	77
I.7	Discrétisation du problème	77
II	Résoudre un système d'équations sous-déterminées	78
II.1	Gauss-Markov	78
II.2	Importance des matrices de covariance du bruit	79
II.3	Comparaison avec une inversion basée sur la décomposition en vecteur singulier	80
II.4	Conclusion sur le modèle inverse en boîtes	80
III	Modèle d'erreur et construction de la matrice de covariance a priori du bruit	81
III.1	Bruit sur la mesure	81
IV	Résumé et conclusion	85

La circulation d'été dans la dépression Adélie, est encore peu connue à l'heure actuelle faute d'observations (voir 1). Les données de mouillage ALBION donnent une bonne idée de la distribution des masses d'eau et des courants sur le plateau, mais n'apportent qu'une vue locale de la circulation sur le plateau. Afin de compléter cette vision, et parce que les observations sont rares sur le plateau Antarctique en général, nous nous efforçons d'adapter au plateau Adélie le formalisme du modèle inverse en boîte introduit par C. Wunsch dans les années 70 afin de mieux comprendre la circulation globale de l'océan (Wunsch, 1978).

I Le modèle physique

I.1 Géostrophie

La circulation générale moyenne de l'océan est souvent bien décrite par l'équilibre géostrophique, loin des bords et de la surface. L'équation horizontale du mouvement est alors réduite à un équilibre entre l'accélération de Coriolis et la force du gradient de pression. Pour notre zone d'étude, nous allons considérer que les courants horizontaux sont à l'équilibre géostrophique, c'est notre hypothèse de travail¹. Soit une section composée de stations hydrologiques, le champ de vitesses géostrophiques entre chaque paire de stations peut être dérivé, à une constante près, à partir de l'équation du vent thermique. La relation du vent thermique s'obtient en combinant l'équilibre hydrostatique et l'équilibre géostrophique. Le cisaillement vertical géostrophique à la profondeur z , référencée à partir de la profondeur z_0 , $v_s(x, z, z_0, z_0)$ peut être estimé par l'expression suivante :

$$v_s(x, z) = -\frac{1}{f} \int_{P(z_0(x))}^{P(z)} \frac{\partial \alpha}{\partial x} dP \quad (4.1)$$

où z est la coordonnée verticale (croissante vers le haut), x est la coordonnée horizontale le long de la section, P est la pression à la profondeur z , $\alpha = \rho^{-1}$ est le volume spécifique et ρ la densité, $v_s(x, z, z_0)$ est la composante normale à la section de la vitesse à la profondeur z relative à la vitesse normale à la section à une profondeur de référence $z_0(x)$; f est le paramètre de Coriolis. En pratique, le gradient horizontal de densité est estimé à partir de la différence de densité entre 2 stations voisines et v_s représente la vitesse moyenne entre les 2 stations. Dans le but d'estimer le cisaillement vertical de la vitesse géostrophique jusqu'au fond, même pour les régions à bathymétrie variable d'une station à une autre, il est possible d'estimer le gradient horizontal de densité dans la couche comprise entre la profondeur maximum commune aux 2 stations (Deepest Common Level, DCL) et le fond présumé. Cette estimation est faite en suivant la méthode de Jacobsen and Jensen (1926). La couche rectangulaire sous le DCL est divisée en 2 triangles par un segment reliant le fond de la station la moins profonde au fond de la station la plus profonde. Le gradient du volume spécifique est alors supposé constant dans le triangle supérieur et nul dans le triangle inférieur. Le triangle supérieur sera appelé triangle de fond dans ce qui suit.

1. bien qu'un plateau continental soit en général une zone où cet équilibre peut être mis en défaut

I.2 Le problème inverse

La vitesse géostrophique absolue peut s'écrire sous la forme :

$$V_n(x, z) = v_s(x, z, z_0) + b(x). \quad (4.2)$$

Si à partir des données hydrographiques il est aisé de calculer la vitesse géostrophique par rapport à un niveau de référence, il est beaucoup plus difficile d'obtenir la vitesse géostrophique ($b(x)$) au niveau de référence choisi. En général, pour un océan barocline, on choisit comme niveau de référence, le niveau de mouvement nul, on suppose alors qu'il existe un niveau dans la colonne d'eau pour lequel la vitesse s'annule. Sans la connaissance de ce niveau de mouvement nul, la vitesse au niveau de référence z_0 , $b(x) = V_n(x, z_0)$ doit être déterminée. En l'absence de mesure directe de la vitesse, une méthode indirecte doit être utilisée. Depuis la fin des années 70, les océanographes ont utilisé les modèles inverses en boîte pour tenter de caractériser l'état stationnaire à l'équilibre de la circulation à grande échelle dans l'océan en recherchant une estimation optimale des vitesses de références satisfaisant un certain nombre de contraintes. Nous utilisons le formalisme du modèle inverse en boîte décrit pour la première fois par Wunsch (1978) dans lequel la conservation de la masse, du sel et de la chaleur, sont imposées avec une incertitude réaliste². Ce formalisme a été amélioré au cours des dernières décennies, rajoutant explicitement une paramétrisation des flux diapycnaux (McIntosh and Rintoul, 1997; Sloyan and Rintoul, 2000; Ganachaud and Wunsch, 2000). Les contraintes de conservation sont imposées sur un volume de contrôle spécifique délimité horizontalement par des sections hydrographiques et verticalement par des surfaces isopycnales et/ou le fond ou la surface pour laquelle on fait l'hypothèse du toit rigide.

I.3 Formulation du problème en couches

On peut écrire la conservation de la masse dans un cadre stationnaire sous la forme suivante :

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (4.3)$$

Ainsi que la conservation d'un traceur C :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho C}{\partial t}}_{\text{tendance}} + \underbrace{\mathbf{v} \cdot \nabla(\rho C)}_{\text{advection}} - \underbrace{\nabla \cdot (\mathbf{K} \nabla(\rho C))}_{\text{diffusion tourbillonnaire}} = \underbrace{S_k^c}_{\text{source/puits}}. \quad (4.4)$$

Dans un cadre stationnaire, en l'absence de sources ou de puits de traceur et en utilisant l'équation (4.3), il est possible de simplifier l'équation (4.4) et de la mettre sous la forme (4.5) suivante :

$$\nabla \cdot (\rho C \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\mathbf{K} \nabla(\rho C)) = 0. \quad (4.5)$$

Soit un volume $\mathcal{V}$ formant une boîte, délimitée latéralement par des sections hydrographiques et fermée à sa base par le plancher océanique et à son sommet par la surface océanique. On peut diviser verticalement ce volume en sous-boîtes de volume $\mathcal{V}_k$ délimités à leur base et à leur sommet par des surfaces isopycnales choisies pour minimiser les échanges entre les couches. On intègre l'équation (4.5) sur chaque volume $\mathcal{V}_k$. On applique le théorème de Green-Ostrogradski et on peut alors réduire l'intégrale volumique de cette divergence tridimensionnelle à une intégrale surfacique du flux de traceur à travers la surface fermée délimitant le volume. On peut séparer l'intégrale en 2 parties, le flux traversant les parois latérales de la boîte formées par les

2. Une incertitude qui prend en compte les erreurs sur les mesures et sur le modèle utilisé

sections hydrographiques et le flux de traceur traversant les surfaces isopycnales à la base et au sommet de la boîte. Pour les calculs de transports latéraux, on néglige le terme de diffusion tourbillonnaire et la dynamique non résolue par notre réseau de données est implicitement comprise dans le bruit. Pour le calcul de flux à travers les surfaces isopycnales, nous définissons une vitesse diapycnale w^* ainsi qu'une diffusion diapycnale effective D^c .

Pour une couche k donnée, fermée latéralement par des sections hydrographiques de surface A_k^v et à sa base et à son sommet par les surfaces isopycnes d'aires A_k^h et A_{k+1}^h , l'équation de conservation d'un traceur C peut-être écrite de la manière suivante :

$$\int \int_{A_k^v} \rho C V_n dx dz + \left[A^h (w^* \overline{\rho C} + D^c) \right]_{k+1}^k = S_k^c \quad (4.6)$$

Dans (4.6), le premier terme est la divergence horizontale du traceur associée au courant géostrophique. La somme du deuxième et troisième terme est la divergence du tracer due aux échanges diapycnaux à travers les surfaces isopycnales délimitant la couche étudiée. Le second membre de l'équation correspond aux éventuels sources et puits de traceur (par exemple les échanges air-mer si la couche est en contact avec la surface), la contribution d'éventuels terme agéostrophique (par exemple le transport d'Ekman) ou dépendant du temps (par exemple les variations de contenu thermique ou haline de la couche de surface).

V_n est la composante de la vitesse géostrophique normale aux parois latérales de la boîte. Les indices k sont utilisés pour les variables estimées au niveau du sommet de la couche et les indices $k+1$ sont utilisés pour les variables estimées au niveau de la base inférieure de la couche. $\overline{\rho C}_k$ est le produit de la concentration du traceur et de la masse volumique moyenné sur la surface A_k^h , et w_k^* représente la vitesse advective diapycnale équivalente à travers cette surface. Le flux diffusif diapycnal effectif du traceur C , noté D_k^c (McIntosh and Rintoul, 1997; Sloyan and Rintoul, 2000; Naveira Garabato et al., 2003) est défini comme :

$$D_k^c = \overline{\rho C}_k w_k^{*c} - \overline{\rho C}_k w_k^* = -\kappa^{*c} \left(\frac{\partial \rho C}{\partial z} \right)_k. \quad (4.7)$$

Dans (4.7), w_k^{*c} est la vitesse diapycnale nette pour le traceur C associé à la $k^{\text{ième}}$ surface isopycnale. Le second membre de l'équation paramétrise le flux effectif diffusif diapycnal du traceur C avec κ^* , le coefficient de diffusion effective (Sloyan and Rintoul, 2000; Ganachaud, 2003).

La conservation de la masse peut être retrouvée en prenant $C = 1$ et $D^{\text{mass}} \simeq 0$. Pour l'ensemble des couches hormis la couche de surface nous supposons $S_k^c = 0$. Dans (4.6) la divergence du traceur dans la couche frictionnelle de fond est négligée. Dans la couche de surface, S_1^c inclue la convergence du traceur associé au transport d'Ekman à travers les parois latérales de la boîte :

$$S_1^c = - \oint \frac{\vec{\tau}}{f} \left(\frac{1}{h_E} \int_{-h_E}^0 C dz \right) \cdot \vec{dl} \quad (4.8)$$

Où h_E est l'épaisseur de la couche d'Ekman, $\vec{\tau}$ est la tension associée au vent de surface et $\vec{dl}$ est le vecteur horizontal unité colinéaire aux parois latérales de la boîte.

En pratique, les équations de conservation du sel et de la chaleur sont formulées par rapport à une valeur de référence du traceur qui est estimée en prenant la moyenne du traceur sur le volume de contrôle considéré. Cette formulation permet de réduire le résidu initial en s'affranchissant de la contribution liée à la non conservation initiale de la masse comme l'explique Wunsch (2006).

L'équation (4.6) peut-être appliquée pour différentes couches et/ou traceurs formant ainsi M équations donnant le système suivant :

$$Ax + n = -\Gamma \quad (4.9)$$

Où $x = [\{b_i\}; \{w_k^*\}; \{D_k^c\}]$, $k = 1, N_w$, $i = 1, N_b$, forme un vecteur colonne d'inconnues. $N_w = N_D$ est le nombre de couche plus 1, et N_b est le nombre de vitesses de référence à estimer et $N = N_b + N_w + N_D$ est donc le nombre d'inconnues. A , la matrice d'observation, c'est une matrice de taille $M \times N$ avec N colonnes correspondant au N inconnues et M lignes correspondant aux M contraintes. On appelle n le vecteur colonne de bruit sur les équations (voir section II.1 dans ce chapitre). On appelle Γ , le vecteur colonne d'observations, Γ est composé des résidus initiaux pour chaque équation de conservation associée à la vitesse géostrophique par rapport au niveau de référence, et aux éventuelles puits ou source de traceur S^c .

Comme le nombre de contraintes M est généralement plus petit que le nombre d'inconnues N , le système est sous-déterminé et comporte donc une infinité de solution (ou aucune si le système est mal posé). Cependant il existe un certain nombre de méthodes permettant de trouver une solution unique à condition de poser des hypothèses supplémentaires. La solution de (4.9), qui inclut les vitesses au niveau de référence, et les vitesses diapycnales équivalentes entre les couches, peut être estimée en utilisant une approche statistique, l'approche de Gauss-Markov. Le bruit est explicitement pris en compte dans cette approche, en rajoutant un vecteur colonne de M éléments au premier membre de l'équation (4.9). Dans ce formalisme, les inconnues, comme le bruit, deviennent des variables aléatoires caractérisées par une moyenne (le vecteur x) et une matrice de covariance associée (R_{xx}). La prise en compte explicite du bruit revient à expliquer la non fermeture des contraintes par M inconnues supplémentaires qui viennent s'ajouter aux inconnues explicites évoquées dans le paragraphe précédent.

Le niveau de référence $z_0(x)$ est spécifique à chaque paire de stations hydrographiques. En l'absence de connaissances a priori de la vitesse géostrophique à un niveau particulier, nous postulons qu'il existe un niveau pour lequel l'énergie est minimale dans la colonne d'eau. La vitesse à ce niveau est supposée assez petite pour prendre comme ébauche de cette vitesse $b(x, z = z_0) = 0$. Dans cette étude, nous faisons l'hypothèse que le niveau de référence est au DCL de chaque paire de stations. Cette hypothèse se base sur les observations de courant décrites dans la section (III.3.b).

I.4 Surfaces neutres ou surfaces isopycnales

Les surfaces neutres sont largement utilisées dans les modèles inverses large échelle car elles garantissent la meilleure conservation d'un traceur. Sur le plateau continental, ces surfaces ne sont pas forcément bien définies, de plus les distances parcourue par les masses d'eau étant courtes et les variations de pression subies par les masses d'eau faibles, l'utilisation de surfaces neutres gamma ne se justifie peut-être pas. McIntosh and Rintoul (1997) montrent qu'il n'y pas de preuve évidente que l'inversion soit améliorée en utilisant les surfaces neutres par rapport à des surfaces géopotentielle. Par souci de simplicité, nous utilisons les surfaces de densité potentielle référencées à la surface.

I.5 Représentation des flux diapycnaux dans le modèle inverse

Bien que les flux diapycnaux soient probablement petits, ils ne sont certainement pas négligeables, particulièrement sur un plateau où l'on peut s'attendre à beaucoup de mélange dans une zone dont la bathymétrie est accidentée et hétérogène et dans laquelle la marée et le vent sont importants, pouvant ainsi exciter des ondes d'inertie gravité qui vont ensuite potentiellement déferler sur une forte pente par exemple (Hirano et al., 2010). Les flux diapycnaux sont explicitement inclus dans la formulation des contraintes, ajoutant ainsi de nouvelles inconnues au problème. Leur prise en compte permet de mieux conditionner le problème³. Les flux diapycnaux peuvent avoir un rôle très important dans la conservation de traceur sur une couche donnée comme l'ont montré McIntosh and Rintoul (1997). Ces derniers ont distingué les flux diapycnaux de chaque traceur, tels qu'il soit possible de définir w^m , w^s et w^θ pour la masse, la salinité et la température, respectivement. On peut alors reprendre la notion de diffusion effective introduite par Sloyan and Rintoul (2000), qui peut s'écrire sous la forme : $w^C \bar{C}A - w^m \bar{C}A$, et estimer une diffusivité diapycnale effective κ^{*c} qui va être différente selon le traceur. Cette "diffusivité", qui peut s'avérer négative, représente la contribution au flux diapycnal net de tous les processus autres que l'advection par une vitesse diapycnale moyenne.

Si une trop grosse incertitude est mise sur les échanges diapycnaux, le modèle inverse va en priorité travailler sur ces échanges avant de corriger l'ébauche faite sur les vitesses au fond. Cependant, il est important de prendre en compte ces flux (McIntosh and Rintoul, 1997). Dans le cas où les flux diapycnaux sont importants dans la zone étudiée, ne pas les prendre en compte donnerait de mauvais résultats ; l'inversion pour compenser ce manque devrait créer des vitesses de référence non physiques. De plus, la prise en compte des flux diapycnaux permet de limiter la sensibilité du système à l'erreur car cela améliore le conditionnement de la matrice d'observation. McIntosh and Rintoul (1997) montrent qu'il existe un rapport de $\frac{[w^*]}{[b]}$ optimal, conditionnant au mieux la matrice d'observation.

I.6 Travail en anomalie de traceur

Plutôt que de travailler sur la conservation des traceurs, nous travaillons sur la conservation de l'anomalie de traceur : on soustrait à l'équation de conservation de la chaleur ou du sel, l'équation de conservation de la masse multipliée par le traceur moyen sur la couche en question. La valeur moyenne du traceur se calcule en faisant la moyenne du traceur sur les bords latéraux de la couche étudiée. L'avantage de travailler en anomalie, comme expliqué par Wunsch (2006), est que le bruit n^c , dans les équations de conservation de traceur, est considérablement réduit tel que $n^{c'} = n^c - C_{ref} \cdot n^m$. Grâce à cette formulation, le système travaillera réellement sur la conservation du traceur plutôt que sur la conservation de la masse. La conservation de la masse étant déjà contrainte, nous ne souhaitons pas imposer deux fois la même conservation. Par ce biais, les équations de conservation de la masse et de traceur sont moins linéairement dépendantes.

I.7 Discrétisation du problème

L'échelle horizontale des vitesses géostrophiques est directement donnée par l'espacement entre les stations. La résolution horizontale de la topographie est également celle des stations hydrographiques. L'échelle verticale des vitesses géostrophiques correspond à l'échelle verti-

3. Le rapport de la plus grande valeur propre de la matrice d'observation sur la plus petite diminue en ajoutant les flux diapycnaux, le problème est donc moins sensible au bruit.

cale des données hydrographique, soit $1dbar$. La résolution horizontale des vitesses diapycnales advectives moyennes et des flux diffusifs effectifs est celle de la surface horizontale de chaque couche. La résolution verticale de ces variables est donnée par le nombre de couches prescrites. Dans notre modèle en boîte, l'océan est divisé en 3 couches (Chapitre 5, section I.2).

II Résoudre un système d'équations sous-déterminées

Le système 4.9 étant sous-déterminé, il faut, pour trouver une solution unique, ajouter des hypothèses supplémentaires. Différentes méthodes ont été introduites pour résoudre des systèmes d'équations sous-déterminés. Les systèmes linéaires ont la particularité de converger vers une expression identique de la solution mais dont l'origine diffère. Pour notre étude, le formalisme utilisé pour résoudre les équations est le formalisme statistique de Gauss-Markov. L'avantage de ce formalisme est de pouvoir prendre en compte explicitement l'erreur n sur les équations de conservation.

II.1 Gauss-Markov

La méthode de Gauss-Markov appliquée au problème inverse en boîte (Wunsch, 2006) est une méthode statistique où au lieu de considérer les inconnues x comme des variables scalaires, on considère les inconnues comme des variables aléatoires de moyenne x et de covariance R_{xx} . Résoudre le problème revient à chercher la correction optimale à une ébauche (ou first guess en anglais) sur la solution x_0 en ajoutant une hypothèse supplémentaire à savoir que la variance de l'écart entre la vraie solution et son estimation, notée P (4.12), doit être minimale. On cherche alors la solution optimale qui va respecter au mieux les contraintes, dans la limites de l'erreur sur les contraintes, tout en s'éloignant de l'ébauche sur la solution dans la limite de l'incertitude sur l'ébauche. Dans ce formalisme il est nécessaire de définir un certain nombre de termes. On introduit l'ébauche x_0 , qui est tout simplement la connaissance statistique a priori sur les inconnues à estimer. La matrice de covariance de l'ébauche R_{xx} fait office d'incertitude sur l'ébauche. La matrice de covariance du bruit R_{nn} fait office d'incertitude sur les contraintes : plus la variance associée à une contrainte sera élevée, plus la confiance dans cette contrainte sera faible. Le rôle de ces deux matrices de covariance est détaillé dans la sous-section II.2. L'estimation des valeurs moyennes des inconnues du modèle inverse est obtenue à partir de l'équation 4.10, la variance de l'erreur sur l'estimation est obtenue à partir de l'équation 4.12. L'estimation du bruit moyen qui est également une inconnue du problème est obtenue à partir de l'équation 4.11. La projection de l'erreur associée à l'estimation $\tilde{x}$ sur les contraintes, P_{nn} est obtenue à partir de l'équation 4.13.

$$\tilde{x} = x_0 - R_{xx}A^T(AR_{xx}A^T + R_{nn})^{-1}(\Gamma - Ax_0), \quad (4.10)$$

$$\tilde{n} = -\Gamma - A\tilde{x}, \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} P &= \langle (\tilde{x} - x)(\tilde{x} - x)^T \rangle \\ &= R_{xx} - R_{xx}A^T(AR_{xx}A^T + R_{nn})^{-1}AR_{xx}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} P_{nn} &= \langle (\tilde{n} - n)(\tilde{n} - n)^T \rangle \\ &= APA^T. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Le vecteur colonne $\tilde{x}$ est l'estimation de la moyenne de la solution et $\tilde{n}$ l'estimation du bruit moyen sur chaque équation. Le vecteur colonne Γ est le vecteur d'observation. La matrice A

est la matrice d'observation, elle permet de faire le lien entre les inconnues et les observations. La matrice P est la matrice de covariance de la dispersion de l'estimation $\tilde{x}$ par rapport à sa vraie valeur x .

II.2 Importance des matrices de covariance du bruit

Les matrices de covariance jouent le rôle de poids pour chacune des inconnues. La matrice de covariance de l'ébauche R_{xx} donne plus où moins de poids à la correction à faire selon la variable, une inconnue qui sera associée à une variance relativement importante par rapport aux autres variables aura une correction plus importante par rapport à son ébauche. La matrice de covariance du bruit R_{nn} donne plus où moins de poids à chacune des équations du système. Si on admet un bruit très grand sur une équation par rapport aux autres, le système va chercher à satisfaire préférentiellement les autres équations.

Considérons par exemple, le système d'équation suivant, avec n de moyenne nulle et de covariance R_{nn} , matrice diagonale dont les éléments diagonaux sont respectivement $R_{nn}(1,1) = 2^2$ et $R_{nn}(2,2) = 4^2$

$$\begin{cases} 1x_1 + 3x_2 + 5x_3 + 3 = n_1 \\ 1x_1 + 3x_2 - 2x_3 + 4 = n_2 \end{cases}$$

On peut mettre ce système sous la forme :

$$Ax = y + n, \quad (4.14)$$

où $y = [-3, -4]$. On se rend compte très rapidement que le bruit n'est rien d'autre qu'une inconnue supplémentaire qui aura un poids relatif donné par le rapport entre $AR_{xx}A^T$ et R_{nn} (rapport signal sur bruit), le système va donc, selon la confiance respective qui est mise dans l'ébauche par rapport aux équations, soit corriger les ébauches, soit admettre un certain bruit. Pour simplifier on prend une matrice unitaire pour R_{xx} . Le système précédent peut se réécrire sous la forme :

$$A'x' = y, \quad (4.15)$$

où x' est un vecteur $x' = [\{x_i\}; \{n_k\}]$ et la matrice A' :

$$\begin{pmatrix} 1 & 3 & 5 & -1 & 0 \\ 1 & 3 & -2 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

On obtient alors l'estimation $\tilde{x} = [-0.2, -0.6, -0.12]$ ainsi que $\tilde{n} = [0.3, 2.1]$, on constate que le résidu est plus grand sur la seconde équation que sur la première, du de l'incertitude plus élevée sur la 2ème équation que sur la première. Pour vérifier cela on peut refaire le même calcul mais en prenant cette fois la même variance pour n_1 et n_2 . Avec par exemple $R_{nn}(1,1) = R_{nn}(2,2) = 10$. On obtient l'estimation $\tilde{x} = [-0.2, -0.7, 0]$ ainsi que $\tilde{n} = [0.7, 1.7]$. Le résidu sur la seconde équation a diminué tandis que le résidu sur la première a augmenté comme on pouvait s'y attendre, mais les résidus ne sont pas égaux, et cela bien que les incertitudes données sur chacune des équations soient les mêmes. La variance du bruit sur les équations influence bien l'estimation finale du bruit et de la solution mais ce qui importe finalement c'est le rapport entre $AR_{xx}A^T$ et R_{nn} . Quand, pour la première équation,

le rapport signal sur bruit est égal à 3.5, pour l'équation 2 il est égal à 1.4. Dans cet exemple, le rapport des résidus est égal à l'inverse des rapports signal sur bruit. Bien que la variance du bruit a priori soit la même, le rapport signal sur bruit est plus important pour la première équation du système que pour la seconde. La première équation a donc plus de poids que la seconde, et le résidu de la première équation est plus petit que celui de la seconde.

La matrice de covariance R_{xx} est généralement utilisée comme une incertitude que l'on aurait sur l'ébauche de la moyenne des inconnues. Elle permet de donner plus ou moins de confiance à l'ébauche sur les inconnues par rapport aux contraintes (voir II.2). La solution sera donc un état intermédiaire entre les 2 cas extrêmes : le cas où les contraintes sont totalement satisfaites et la correction est maximale par rapport à l'ébauche, le cas où le respect des contraintes n'est pas amélioré par rapport à l'état initial, mais la correction par rapport à l'ébauche est nulle. C'est la confiance que l'on a sur les contraintes par rapport à la confiance que l'on a sur l'ébauche qui donne l'état final par rapport à ces 2 cas extrêmes. Une inversion sans bruit, revient à accorder une confiance totale aux contraintes.

II.3 Comparaison avec une inversion basée sur la décomposition en vecteur singulier

Wunsch (1978) fait le parallèle entre la décomposition en vecteur singulier (SVD) et le formalisme de Gauss-Markov. Lorsque l'on fait une SVD de la matrice A , on obtient autant de valeurs propres que d'équations. Si le problème est mal conditionné, le rapport entre la plus grande valeur propre et la plus petite valeur propre de la matrice peut-être grande, et le système devient très sensible au bruit (car la solution s'exprime en fonction de l'inverse des valeurs propres). L'introduction d'un bruit explicite revient à pondérer les valeurs propres de façon telle que les plus petites n'influencent plus la solution finale. On a donc un problème qui sera beaucoup moins sensible au bruit. Le système ne va pas créer une correction pour respecter une équation au delà de la précision que l'on souhaite imposer.

II.4 Conclusion sur le modèle inverse en boîtes

Le modèle inverse en boîte permet à partir d'équations de conservation ainsi que d'une connaissance a priori sur le courant géostrophique d'obtenir une estimation optimale de ce courant et des échanges diapycnaux dans la limite des hypothèses faites. La méthode employée dans cette étude est une méthode statistique, la méthode de Gauss-Markov.

Il est important de garder à l'esprit qu'un système sous déterminé comporte une infinité de solutions. Pour obtenir une solution unique il faut donc ajouter des hypothèses permettant de sélectionner une solution parmi l'ensemble des solutions. La solution obtenue devra satisfaire les contraintes mais également ces nouvelles hypothèses. Dans notre problème, les hypothèses supplémentaires rajoutées sont une connaissance a priori des inconnues ainsi que du bruit avec une certaine incertitude. La solution doit satisfaire la contrainte d'une variance minimale de l'écart entre l'estimation de la solution et la vraie solution. Il est également important de garder en mémoire que l'on utilise des données in situ, qui sont entachées d'erreur et que les contraintes imposées ne doivent pas être satisfaites parfaitement au sens mathématique du terme. Il faut donc être capable d'estimer les limites de ces contraintes qu'on leur accorde. Au delà d'une certaine confiance, il est préférable de fermer le système le plus simplement possible plutôt que d'essayer de satisfaire une contrainte au delà de cette confiance.

III Modèle d'erreur et construction de la matrice de covariance a priori du bruit

Dans cette section, la méthode utilisée pour obtenir une estimation réaliste de l'erreur liée au modèle et au bruit sur les données est présentée. L'enjeux principal étant de ne pas extraire plus d'informations des contraintes qu'elles n'en contiennent.

Ganachaud (2003) dresse un bilan des différents types d'erreur dans une inversion de l'Atlantique Nord. Ces chiffres ne sont pas transposables directement pour notre zone d'étude bien plus petite ($\simeq 400$ fois plus petite en surface latérale par exemple) et côtière. Dans la suite, une estimation détaillée des différentes source d'erreur (inspirée de l'étude de Ganachaud (2003)), est proposée et adaptée pour le plateau Antarctique au large de la Terre Adélie.

III.1 Bruit sur la mesure

L'estimation du vecteur d'observation Γ est entachée de plusieurs erreurs, notamment des erreurs sur l'estimation du transport dues à l'extrapolation du cisaillement vertical des vitesses géostrophiques dans le triangle de fond (III.1.a), des erreurs sur la mesure de la température et de la salinité dues au bruit instrumental (III.1.c), à la marée (III.1.d) et aux ondes d'inertie gravité (III.1.b). Les erreurs sur la température et la salinité vont se répercuter directement sur l'estimation du transport de traceur ainsi que sur l'estimation du cisaillement vertical géostrophique. Dans ce qui suit, l'approche utilisée pour estimer ces différentes erreurs est présentée. L'estimation des erreurs obtenues pour les boîte du modèle sur le plateau Adélie est donnée dans le chapitre 5.

III.1.a Reconstruction du cisaillement géostrophique dans le triangle de fond

L'estimation du cisaillement géostrophique dans le triangle de fond (voir 4.1 pour sa définition) est délicate et est une source d'erreur potentiellement importante, spécialement dans les régions proches de la côte. Une estimation de cette erreur, associée à la méthode de Jacobsen and Jensen (1926), a été faite en comparant le transport net sur les boîtes du modèle et ses différentes couches pour chaque traceur. On a utilisé successivement comme niveau de référence le DCL et le niveau le plus profond (en faisant l'hypothèse qu'il n'y a aucun mouvement dans le triangle de fond). L'ordre de grandeur obtenu nous donne donc la sensibilité du transport net à une variation de l'estimation du cisaillement vertical géostrophique près du fond. Cette sensibilité est de l'ordre de grandeur de l'estimation elle-même. Elle est prise comme erreur a priori sur le transport à la reconstruction du champs de densité près du fond.

III.1.b Les ondes internes de gravité (IGW) : bruit sur la profondeur des isopycnes

Dans les zones de plateaux continentaux, où la bathymétrie est souvent accidentée et la marée importante, les IGW représentent une source non négligeable d'erreur sur l'estimation du transport géostrophique par la méthode dynamique. Les IGW sont à l'origine de déviations importantes de la position des isopycnes par rapport à une position d'équilibre, qui peuvent être induement interprétés comme un état moyen du champ de densité sur lequel s'ajuste une circulation moyenne. Nous avons effectué une estimation de l'erreur due aux IGW. Pour cela, nous avons réalisé une estimation de la variance du déplacement isopycnal dû aux ondes internes en utilisant la méthode développée par Kunze et al. (2006). On peut estimer le déforma-

tion verticale de la stratification par rapport à une stratification moyenne à partir des profils hydrographiques de la campagne ALBION 2008.

Cadre théorique

La déformation ξ_z est calculée pour des segments de 256 m d'épaisseur se chevauchant moitié :

$$\xi_z = \frac{N^2 - N_{fit}^2}{\overline{N^2}}$$

Où N^2 est le carré de la fréquence de Brunt-Väisälä, N_{fit}^2 est obtenu à partir d'une régression polynomiale à l'ordre 3 de N^2 sur un segment et $\overline{N^2}$ est la moyenne verticale de N^2 sur le segment. On notera $S(k_z)$ la densité spectrale de puissance⁴ de ξ_z . La déformation étant la dérivée du déplacement verticale des isopycnes noté ζ , la variance de ζ est déduite en intégrant $S(k_z) \times k_z^{-2}$ entre $\min(k_z)$ correspondant à une longueur d'onde verticale de 150 m et $\max(k_z)$ correspondant à une longueur d'onde verticale de 10 m.

$$\langle \xi_z^2 \rangle = \int_{\min(k_z)}^{\max(k_z)} S(k_z) dk_z \quad (4.17)$$

$$\langle \zeta^2 \rangle = \int_{\min(k_z)}^{\max(k_z)} S(k_z) \times k_z^{-2} dk_z \quad (4.18)$$

Cette estimation a été faite sous la couche de mélange dont la profondeur a été estimée comme la profondeur à laquelle la densité potentielle est égale à la densité potentielle à 10 m de profondeur plus 0.02 kg.m^{-3} (Lacarra et al., 2011). Le bruit $\langle n_p^2 \rangle$ sur la position des isopycnes est projeté dans l'espace σ pour chaque segment de la manière suivante :

$$\langle n_p^2 \rangle = \langle \zeta^2 \rangle \times (\overline{N^2})^2 \times \left(\frac{\rho_0}{g}\right)^2 \quad (4.19)$$

Cette dernière estimation est comparée à une estimation basée sur le spectre semi-empirique de Garrett et Munk (GM) utilisée par Ganachaud (2003) sous la forme :

$$\langle \zeta^2 \rangle_{GM} = 53(N_0/N)m^2 \quad (4.20)$$

Cette formulation n'est en théorie pas adaptée aux zones côtières, à l'océan Austral ou aux régions de bathymétrie particulièrement accidentée telle qu'un mont sous-marin. La variance estimée du bruit sur le champ de densité associée aux IGW est relativement proche des valeurs calculées à partir de l'estimation basée sur le spectre de GM. À partir de la connaissance de la variance de la déformation, il est possible en faisant un certain nombre d'hypothèses d'estimer le taux de dissipation turbulente ϵ ainsi que la diffusivité κ comme le propose Whalen et al. (2012) d'après Kunze et al. (2006).

Toutes stations et profondeurs confondues (où le calcul est possible) sur la campagne ALBION 2008, la variation médiane⁵ de la profondeur des isopycnes est de l'ordre de 14 m (GM : 13 m).

À partir de l'estimation du bruit, la méthode de Monte-Carlo est utilisée pour évaluer l'impact de ce bruit sur l'estimation du résidu sur le transport net. Pour cela, on suppose que le

4. $S(k_z) = \text{psd}(\xi_z)$.

5. Variation moyenne de la profondeur des isopycnes de l'ordre de $24 \text{ m} \pm 122$ (GM : $16 \text{ m} \pm 46$).

bruit sur le champ de densité n'est pas corrélé d'une station à une autre, et on fixe une échelle de corrélation relativement simple sur la verticale. Pour chaque station une variable aléatoire suivant une loi normale centrée réduite $n_{h<400} \sim N(0,1)$ est tirée et attribuée aux profondeurs inférieures à 400 m, une seconde variable aléatoire centrée réduite est tirée et attribuée aux profondeurs supérieures à 400 m ($n_{h>400} \sim N(0,1)$). Les variables aléatoires sont ensuite multipliées par l'écart-type sur la masse volumique associée aux ondes d'inertie gravité⁶. Un nombre suffisant de tirages a ensuite été fait pour obtenir la convergence⁷. L'écart-type du transport résiduel net sur l'ensemble des tirages a enfin été évalué. L'estimation de l'erreur obtenue est discutée dans le chapitre suivant.

Il est intéressant d'évaluer les estimations précédentes au regard du bruit mesuré sur le champs de densité au mouillage MG. On évalue pour le mois de janvier 2008 la variance associée de la densité sur la base des séries temporelles de température et de salinité enregistrés par les microcats à MG et auxquelles on a soustrait la série basse fréquence filtrée à 2 jours afin de retenir le bruit haute fréquence n_ρ sur le champ de densité. La variance sur la profondeur des isopycnes est estimée avec l'équation 4.19 dans laquelle $\langle n_\rho^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ représente maintenant l'écart type du bruit n_ρ déduit de la série temporelle filtrée. On utilise $g = 9.8 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$, $\rho = 1027 \text{ kg.m}^{-3}$ et N^2 est calculée à la station CTD la plus proche du mouillage après lissage avec une fenêtre de 100 m. Attention, bien qu'ayant la même notation, la variance $\langle n_\rho^2 \rangle$ obtenue ainsi et la variance estimée dans le paragraphe précédent ne sont pas de même nature. D'un côté la variance estimée dans le paragraphe précédent, est basée sur l'estimation de la déformation spatiale du profil de stratification, tandis que l'estimation faite dans ce paragraphe est basée sur l'analyse de la variabilité temporelle haute fréquence de la densité, avec l'hypothèse forte faite que les variation mesurées seraient entièrement dues à un déplacement vertical des isopycnes. Contrairement aux estimations suivant Kunze et al. (2006), $\langle \zeta^2 \rangle$ et $\langle n_\rho^2 \rangle$ ici ne correspondent pas uniquement à la variabilité associée aux IGW mais à l'ensemble de la variabilité aux échelles de temps inférieures à l'échelle caractéristique d'une boîte du modèle prise à 2 jours. Les IGW sont, quant à elles, associées à la variabilité haute fréquence comprise entre la fréquence inertielle et N^2 .

niveau	$N^2 (10^{-6}\text{s}^{-2})$	$\langle n_\rho^2 \rangle^{\frac{1}{2}} (\text{kg.m}^{-3})$	$\langle \zeta^2 \rangle^{\frac{1}{2}} (\text{m})$	$\langle \zeta^2 \rangle^{\frac{1}{2}}_{\text{kunze}}$	$\langle \zeta^2 \rangle^{\frac{1}{2}}_{\text{GM}}$
S	1.7	0.0048	27	31	26
I	2.5	0.0045	17	12	10
D	1.5	0.0015	10	19	13

TABLE 4.1 – Estimation du bruit sur le champ de densité en janvier 2008 et écart-type associé au déplacement vertical des surfaces isopycnes, aux 3 niveaux des microcats du mouillage MG : la stratification moyenne N^2 correspondante à chacun des 3 niveaux, l'écart-type sur la densité estimé à partir des séries temporelles de T et S ($\langle n_\rho^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$), déplacement vertical équivalent ($\langle \zeta^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$), écart-type du déplacement des surfaces isopycnes déduit de la méthode de Kunze et de celle de Garrett et Munk

6. Par simplicité, et comme la salinité donne la masse volumique à l'ordre 0 en Terre Adélie, nous avons appliqué ce bruit sur la salinité plutôt que sur la densité en utilisant un coefficient de contraction haline et une masse volumique de référence.

7. On augmente le nombre de tirages jusqu'à ce que la moyenne et la variance ne soit plus sensible à l'ajout de tirages supplémentaires

III.1.c Évaluation du bruit instrumental

Nous évaluons également l'impact d'un éventuel bruit instrumental sur l'estimation des contraintes.

Un bruit aléatoire centré suivant une loi normale est appliqué sur la salinité tel que $n_S \sim \mathcal{N}(\mu = 0 \text{ psu}, \sigma = 0.01)$ ainsi que sur la température tel que $n_T \sim \mathcal{N}(\mu = 0 \text{ }^\circ\text{C}, \sigma = 0.01)$ dans le but d'évaluer l'impact d'un tel bruit sur la qualité de l'estimation de Γ . La projection statistique de ce bruit sur les contraintes est évalué par la méthode de Monte-Carlo.

III.1.d Bruit sur la mesure de pression liée à la marée

La marée est relativement importante sur le plateau Antarctique Mayet et al. (2013). Pour cette raison nous tentons d'évaluer une partie de l'impact de la marée sur les mesures CTD et sa projection sur l'évaluation des contraintes (seul l'impact sur le champ de pression est évalué). La marée produit un bruit sur la pression mesurée sur le baromètre de la sonde CTD, le diagnostic du résidu sur le transport net (Γ) devrait être impacté par ce bruit. La projection de ce bruit sur le résidu Γ sur les équations est effectué aléatoirement un nombre de fois suffisant pour avoir une statistique robuste⁸. Le bruit appliqué est construit à partir du signal de marée enregistré au mouillage MG. La corrélation spatiale du bruit est en réalité une corrélation temporelle calculée à partir du temps moyen pour passer d'une station à une autre.

III.1.e Variabilité du champ de densité au cours de la campagne

Se rajoutent aux erreurs précédentes le fait de ne pas pouvoir, par contraintes de logistique, échantillonner parfaitement dans le temps et à une résolution spatiale voulue.

Comme on a pu le montrer dans le chapitre 3, le champ de densité varie de manière importante au court de la saison. C'est pour cela que le parti a été pris de prendre des boîtes les plus synoptiques possibles (voir I.1). Sur l'échelle de temps de l'échantillonnage d'une boîte, on suppose que la variation du champ de densité par rapport à l'état stationnaire que l'on veut appréhender est entièrement due aux IGW (voir III.1.b), ce qui revient à supposer que l'on a fait une photographie instantanée du champ de densité.

Le modèle physique utilisé fait implicitement l'hypothèse que l'échelle du courant correspond à l'échelle des stations. Certaines structures associées au champ de densité ne sont associées qu'à une ou deux stations et sont mal résolues par le réseau de données. De plus, par soucis de synopticité, certaines paires de stations sélectionnées sont très espacées ($> 20\text{km}$). L'ordre de grandeur de l'erreur associée est estimé dans ce qui suit.

- *Rayon de déformation dans la zone* : Le rayon de déformation dans la zone d'étude est évalué à partir des mesures hydrologiques de la campagne ALBION 2008. Pour une stratification constante avec des conditions de Neumann en surface et au fond le rayon de déformation associé au premier mode $\frac{R_1^N}{\pi}$ est en moyenne égale à $9 \pm 4 \text{ km}$ avec des valeurs allant de 2.5 km à 16.5 km selon la zone étudiée⁹. Les valeurs les plus petites se trouvent sur les

8. Comme précédemment, on augmente le nombre de tirages jusqu'à ce que la moyenne et la variance ne soit plus sensible à l'ajout de tirages supplémentaires

9. Ces valeurs correspondent à 10% près aux valeurs obtenues en utilisant $R_d = \frac{NH}{f}$, basé sur un calcul à stratification constante dans la colonne d'eau, où H est l'épaisseur de la colonne d'eau, f le paramètre de Coriolis et N la fréquence de Brunt-Väisälä moyenne sur la colonne d'eau.

hauts-fonds du plateau, par exemple le long de la côte ou sur les 2 bancs encadrant la dépression.

- *Échelle de corrélation spatiale des traceurs* : L'estimation de l'échelle de corrélation horizontale des traceurs (température et salinité) est petite sur le plateau, à 150 m de profondeur par exemple, l'échelle de décorrélation isotrope est de 12 km pour la salinité et 25 km pour la température (1 à 3 fois le rayon de déformation barocline).
- *Échelle typique du réseau d'échantillonnage* : La distance moyenne entre les stations voisines définissant les boîtes est $L_{sta} = 14 \pm 6.5$ km, la médiane est de 12 km, la distance minimale entre stations est de 7 km et la distance maximale est de 40.5 km. La distance moyenne pour une boîte donnée est relativement petite, mais la distribution statistiques de ces distances est assez étalée avec des valeurs de queue de distribution relativement grandes.

En conclusion, le réseau de stations CTD bien qu'ayant une bonne résolution spatiale, manque probablement, ou résout mal, une partie des structures dynamiques. Dans le but de quantifier l'erreur liée à la qualité de l'échantillonnage des structures sur le transport net, celui-ci est calculé pour chaque boîte en prenant une vitesse de référence nulle au fond, en enlevant à chaque fois une station CTD et cela autant de fois qu'il y a de stations. L'écart-type du transport net est alors calculé à partir de ces différentes évaluations. Pour évaluer l'ordre de grandeur de l'erreur au sous-échantillonnage. Il faut noter que cette erreur a été obtenue en dégradant plutôt que raffinant (ce qui aurait été plus rigoureux) mais nous manquons d'observations pour faire ce sur-échantillonnage.

IV Résumé et conclusion

Dans ce chapitre, le modèle physique et statistique qui sera utilisé dans la suite de ce manuscrit a été introduit. L'implémentation de ce modèle et l'inversion de contrôle associée sera présentée dans le chapitre suivant.

L'estimation des inconnues à partir du modèle inverse dépend fortement du choix des matrices de covariance associées au bruit et à ces inconnues qui sont solutions du problème inverse. Ces deux matrices donnent respectivement la confiance que l'on a dans l'ébauche et la confiance que l'on a sur les contraintes imposées. Les paramètres clef du modèles sont donc ces deux matrices en entrée du modèle ainsi que la connaissance a priori que l'on peut avoir sur la solution.

Un nombre important de sources d'erreur a été pris en compte. Il serait intéressant d'avoir accès à des sorties de modèles sur la zone d'étude afin de construire un modèle d'erreur plus propre (e.g. tourbillons de sous méso-échelle et aliasing associé). Dans le chapitre suivant, l'ordre de grandeur des principales sources d'erreur sera présenté pour le plateau Adélie.

5

Implémentation du modèle et critique de la solution

▷ Le modèle inverse est utilisé pour étudier la circulation sur le plateau Adélie l'été 2007-2008. Pour cela, il est nécessaire de déterminer un certain nombre de paramètres en entrée du modèle qui sont présentés en section I. En sortie du modèle inverse, des inconnues du modèle est obtenue. L'ensemble de ces estimations est appelé dans la suite solution standard. Cette solution standard est décrite et commentée dans la section II. Enfin, le modèle étant relativement sensible aux choix des paramètres en entrée, cette sensibilité est étudiée en partie. <◁

Plan du chapitre

I	Implémentation du modèle pour la zone d'étude	89
I.1	Définition des boîtes	89
I.2	Choix des couches	91
I.3	Choix des contraintes	92
I.4	Ébauche sur les inconnues du modèle	93
I.5	Matrice de covariance de l'ébauche, R_{xx}	93
I.6	Matrice de covariance du bruit sur les contraintes	97
I.7	Transport d'Ekman	98
I.8	Résumé	99
II	Solution Standard	99
II.1	Résidu sur les équations de conservations	99
II.2	Vitesses au fond	103
II.3	Échanges à travers les surfaces isopycnales	104
II.4	Sensibilité de la solution à un changement sur la variance de l'ébauche R_{bb}	106
III	Conclusion	107

LE modèle inverse décrit dans le chapitre précédent doit être adapté à l'étude de la circulation et du transport de masse d'eau sur le plateau Antarctique au large de la Terre Adélie. Historiquement, ce formalisme a été appliqué pour des boîtes ayant l'échelle d'un bassin océanique. Dans ce chapitre, ce formalisme est adapté à une zone de plateau profond.

I Implémentation du modèle pour la zone d'étude

Les zones de marges continentales sont connues pour avoir une importante variabilité. Adapter le formalisme d'un modèle inverse stationnaire à une zone de plateau est un défi important. La grande variabilité temporelle et spatiale des traceurs joue contre une fermeture parfaite des équations de conservation.

I.1 Définition des boîtes

Trois boîtes sont définies pour la zone d'étude. Ces dernières sont sélectionnées pour leur synopticité, afin de limiter les erreurs dues à la variabilité temporelle des traceurs. Par ailleurs, afin de minimiser les erreurs liées à l'estimation de la vitesse géostrophique dans les régions de fort gradient topographique, les paires de stations hydrologique dont la différence de profondeur est trop importante sont rejetées. Par conséquent, les boîtes ne résolvent pas la circulation le long de la côte antarctique.

- *Boîte Seuil* : (figures 5.1 et 5.2). Cette boîte est centrée sur le seuil Adélie, zone d'échange privilégiée avec le large. L'eau dense exportée hors de la dépression passe par le seuil pour atteindre le talus Antarctique et l'eau circumpolaire profonde modifiée (MCDW) entre en grande partie sur le plateau Adélie par le seuil.
- *Boîte Dépression* : (figures 5.1 et 5.3). Elle est comprise entre le seuil et une section traversant la dépression depuis la baie de Commonwealth jusqu'au banc du Mertz. Elle a l'avantage de remonter sur les hauts-fonds du banc du Mertz pour échantillonner la MCDW sur ce banc, mais cette excursion lui donne une géométrie particulière à l'est.
- *Boîte Mertz* : (figures 5.1 et 5.4). Elle longe le bord nord ouest de la langue glacière du Mertz depuis la baie de Buchanan jusqu'au banc du Mertz, et relie le banc du Mertz à la baie de Watt. La boîte Mertz ne se ferme pas très bien au sud-est car plutôt que d'être fermée par la côte, elle est fermée par une section presque parallèle à la topographie au milieu de la dépression. Il aurait été préférable de fermer la boîte Mertz à la côte, mais la pente reliant le fond de la dépression à la baie de Buchanan n'est pas correctement résolue par le réseau de stations hydrologiques.

Chaque boîte a été parcourue sur une durée limitée d'au maximum 36 heures¹.

1. La boîte seuil a été faite sur 1 journée et 3 heures, la boîte dépression sur 1 journée et 12 heures et la boîte Mertz en 23 heures

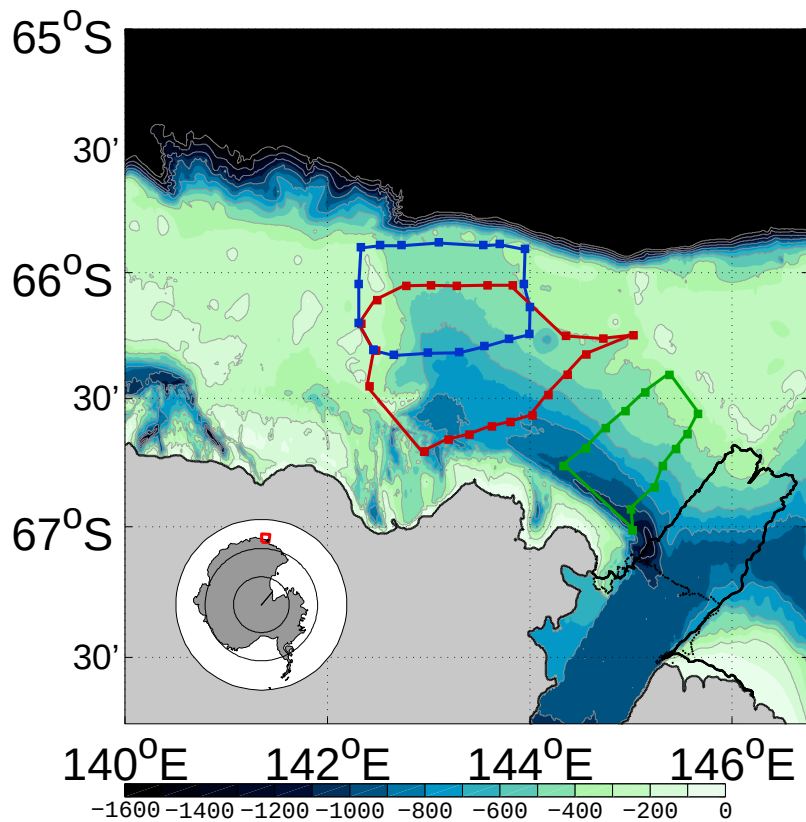


FIGURE 5.1 – Boîtes sélectionnées : la **boîte seuil** (en bleu) ; la **boîte dépression** (en rouge) ; la **boîte Mertz** (en vert).

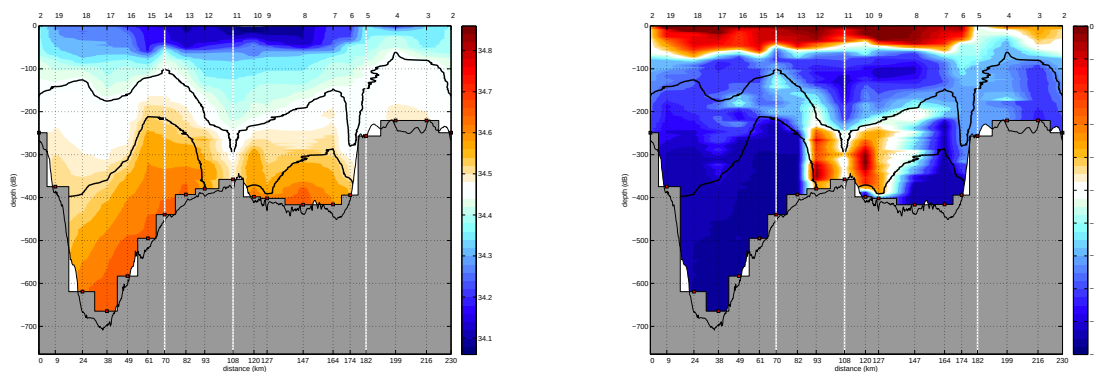
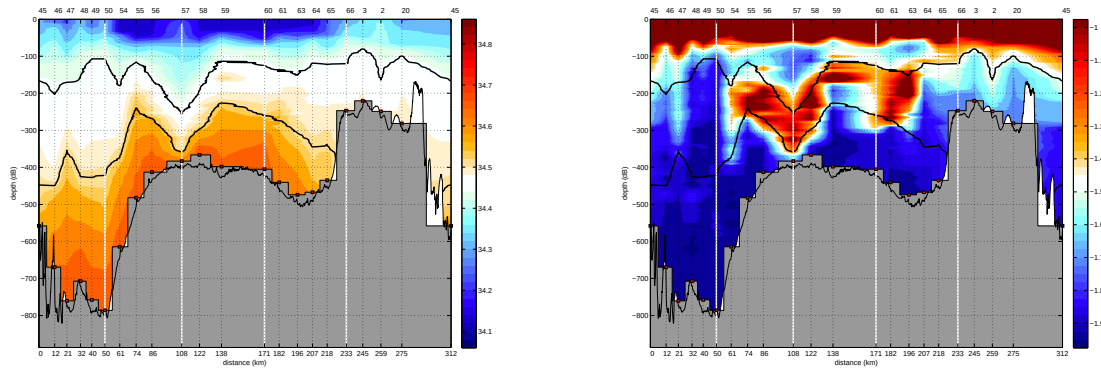
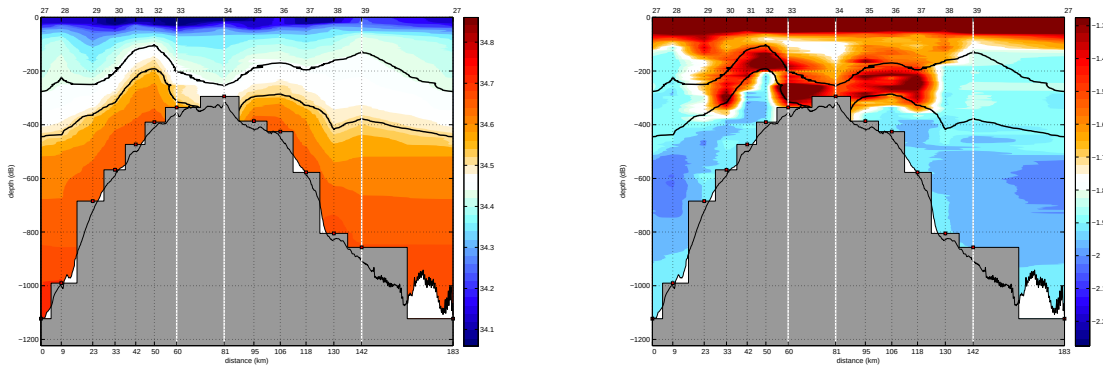


FIGURE 5.2 – Salinité (en psu, à gauche) et température potentielle (à droite) pour la **boîte seuil**, déroulée sous forme de section hydrographique depuis le coin sud-ouest dans le sens antihoraire ; coins de la boîte (ligne blanche verticale) ; surface isopycnales séparant les couches dans le modèle inverse (courbe noire)

FIGURE 5.3 – Même chose que pour la figure 5.2 mais pour la **boîte dépression**FIGURE 5.4 – Même chose que pour la figure 5.2 mais pour la **boîte Mertz**

I.2 Choix des couches

La stratification ambiante moyenne en fonction de la densité potentielle sur la campagne Albion 2008 montre une forte pycnocline au dessus de l'isopycne $\sigma = 27.725 \text{ kg.m}^{-3}$ (figure 5.5). Tandis que l'isopycne 27.725 kg.m^{-3} est associée à une stratification relativement faible par rapport au reste de la colonne d'eau (Figure 5.5). Plus en profondeur une seconde pycnocline semble ressortir de façon moins marquée, dont la densité potentielle est supérieure à 27.8 kg.m^{-3} . Elle correspond au sommet de la masse d'eau très dense produite l'hiver précédent. Les trois boîtes sont majoritairement constituées de stations peu profondes (220-665 m pour la boîte seuil, pour la boîte dépression 220-786 m et pour 294-1123 m la boîte Mertz), la colonne d'eau est divisée en seulement trois couches afin d'avoir un volume suffisant par couche tout en représentant les contrastes hydrologiques verticaux.

- *Couche de surface* : La première couche est la couche interagissant avec la surface. Elle est choisie suffisamment épaisse pour garantir que les sources et puits de traceurs à l'interface air/mer n'influencent pas la colonne d'eau au-delà de sa limite inférieure. Elle contient la couche de mélange estivale, la couche d'Ekman et la pycnocline évoquée précédemment.
- *Couche intermédiaire* : La seconde couche permet d'encadrer l'eau circumpolaire profonde modifiée (MCDW). La surface isopycnale $\sigma = 27.725 \text{ kg.m}^{-3}$ délimite la partie supérieure

de la couche intermédiaire. Cette surface se situe approximativement à la limite entre la MCDW et l'eau de la couche de mélange résiduelle hivernale (WW). La surface isopycnale $\sigma = 27.8 \text{ kg.m}^{-3}$ délimite la base de la couche intermédiaire, et sépare approximativement la MCDW et l'eau très dense formée l'hiver (DSW).

- *Couche profonde* La couche profonde contient l'eau dense de plateau. La partie supérieure de la couche est délimitée par la surface isopycnale $\sigma = 27.8 \text{ kg.m}^{-3}$ et sa base par le fond océanique.

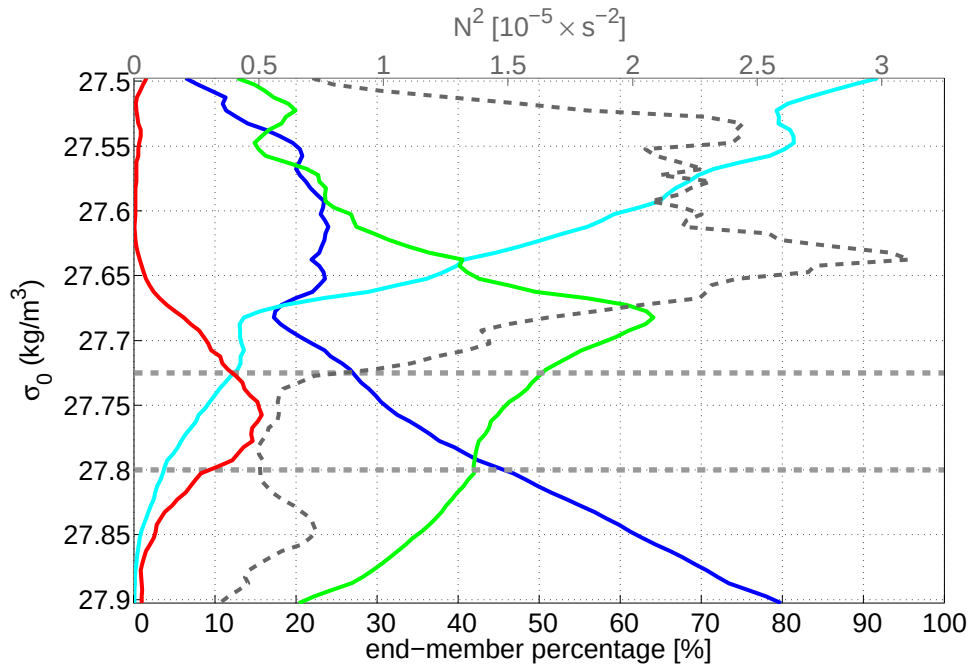


FIGURE 5.5 – Distribution de la stratification (tiretés gris foncés) et des masses d'eau moyennes en fonction de la densité potentielle ; WW (vert), MCDW (rouge), DSW (bleu), AASW (cyan) ; limites des couches (lignes horizontales en gris clair et en tiretés)

I.3 Choix des contraintes

La conservation de la masse est imposée sur les 3 couches du modèle. La conservation de la chaleur et du sel est imposée sur la couche intermédiaire et la couche de fond. La conservation de la chaleur et du sel n'est pas imposée sur la couche de surface car d'une part, l'hypothèse de stationnarité semble fortement compromise et d'autre part, en surface, les sources de chaleur et de sel sont mal connues (le bilan de traceurs de la couche de surface est développé dans le chapitre 7).

I.4 Ébauche sur les inconnues du modèle

I.4.a Niveau de référence a priori et ébauche sur les vitesses de référence

Kusahara et al. (2011a) décrivent une circulation d'été, intensifiée en surface et peu énergétique au fond, à partir d'un modèle de circulation générale océanique. Le modèle semble être en accord avec les observations effectuée au mouillage MG, d'un minimum d'énergie cinétique l'été au fond dans la dépression (section III.3.b). La variation de l'orientation du courant dans l'année (section III.3.c), confirme également cette baroclinicité du courant estival.

Cependant, au lieu de prendre le fond comme niveau de référence, nous choisissons le niveau commun le plus profond (Deep Common Level, DCL) pour chaque paire de station. D'après Ganachaud (2003), ce choix permet de minimiser l'erreur liée à l'extrapolation de la vitesse géostrophique dans le triangle de fond (voir III.1.a), et permettrait que l'extrapolation n'affecte pas les vitesses au dessus du DCL. Prendre le DCL comme niveau de référence avec une ébauche sur la vitesse à ce niveau ayant une moyenne nulle, donne, au voisinage du mouillage MG, des vitesses sous le DCL dans le triangle de fond dont le signe et l'ordre de grandeur sont cohérents avec les vitesses au fond mesurées au mouillage (voir la sous section II.2).

Globalement, nous manquons d'informations a priori sur la structure spatiale du courant au fond ainsi que sur son intensité. En l'absence de telles informations, prendre comme niveau de référence le DCL semble être une hypothèse de travail raisonnable. L'ébauche sur les vitesses au niveau de référence, notée b_0 , est choisie de moyenne nulle.

I.4.b Vitesses diapycnales et flux diffusifs

En l'absence de connaissances a priori sur la vitesse advective diapycnale moyenne w^* ainsi que sur le flux diffusif diapycnal effectif de traceur D^C dans chaque couche, l'ébauche sur chacune de ces inconnues est prise nulle.

I.5 Matrice de covariance de l'ébauche, R_{xx}

La matrice de covariance R_{xx} contient dans sa diagonale la variance a priori sur les inconnues x (et peut-être utilisé comme incertitude sur l'ébauche), les autres éléments de cette matrice contiennent les covariances des inconnues x entre elles. Dans notre problème, on peut décomposer la matrice de covariance en 4 sous-matrices, la matrice R_{bb} associée aux vitesses horizontales, la matrice $R_{w^*w^*}$ associée à la vitesse advective diapycnale équivalente, la matrice $R_{D^sD^s}$ associée au flux diffusif diapycnal équivalent de salinité et la matrice $R_{D^H D^H}$ associée au flux diffusif diapycnal équivalent de chaleur.

I.5.a L'incertitude sur les vitesses au niveau de référence

Plusieurs choix sont possibles pour prendre en compte l'incertitude sur les vitesses de référence. Dans le cas où l'ébauche est nulle, cette incertitude est l'amplitude d'ajustement et est généralement de l'ordre de grandeur de la vitesse attendue, ou bien son écart-type ou encore sa rms (racine carrée de la moyenne des carrés).

Cette incertitude peut en partie provenir de l'incertitude que l'on a sur le choix du niveau de référence des vitesses géostrophiques. Par exemple si on pense que le niveau de mouvement nul se trouve au DCL à plus ou moins 250 db, il suffit de regarder le cisaillement de vitesse sur cet intervalle de profondeur et d'utiliser cette information comme incertitude sur la vitesse au niveau de référence. Cette dernière méthode va donner plus de poids aux paires de stations pour lesquelles le cisaillement vertical de la vitesse géostrophique est élevé, ce qui représente une hypothèse forte.

Pour la suite, nous avons décidé de garder une matrice de covariance de la vitesse au niveau de référence relativement simple. Nous notons cette matrice R_{bb} . La matrice R_{bb} est supposée diagonale, les éléments diagonaux de cette matrice étant estimés à partir de la connaissance à priori de la vitesse proche du fond au mouillage MG (voir III.3.b). La vitesse proche du fond est très petite pendant l'été, qui on le rappelle, est une période de minimum d'énergie cinétique. Cette vitesse est égale à 1.5 cm s^{-1} avec une standard déviation associée de 1.6 cm s^{-1} . L'ordre de grandeur de la vitesse au fond l'été en 2009 est le même. L'incertitude sur l'ébauche sur les vitesses au fond est constante égale à 1.5 cm s^{-1} . D'autres configurations ont également été testées. Elles sont évoquées dans les paragraphes I.5.c et I.5.c. Comme dans Wunsch (1978), nous appliquons également une pondération des éléments de la matrice R_{bb} afin de donner autant de poids aux paires de stations représentant une large surface latérale (stations profondes ou éloignées l'une de l'autre) qu'aux paires définissant une petite surface. Le système cherchant une solution minimisant la correction par rapport à l'ébauche, il aurait tendance, sans cette pondération, à favoriser les corrections sur les ébauches associées aux larges surfaces.

I.5.b Spécificité associée à la boîte dépression

La boîte dépression a une géométrie particulière sur sa partie orientale (voir I.1) formée d'un coin entre deux paires de stations presque parallèles (l'angle que font ces deux paires de stations est de 17°) et espacées d'une dizaine de kilomètres. Nous avons donc supposé qu'il existe une forte anti-corrélation entre les vitesses perpendiculaires à ces deux paires de stations en ajoutant des covariances non nulles (négatives) dans la matrice R_{bb} .

I.5.c Travail exploratoire sur le remplissage de la matrice de covariance

- Au cours de cette thèse de nombreux tests ont été faits sur le remplissage de la matrice de covariance de l'ébauche. Bien qu'elle soit souvent supposée diagonale, ce qui équivaut à faire l'hypothèse que les inconnues ne covarient pas entre elles, on peut imaginer avoir une connaissance a priori sur les éléments non diagonaux de la matrice. En s'inspirant de la méthode d'interpolation optimale, nous avons introduit une fonction de covariance anisotrope qui ne varie pas de la même manière en fonction de la différence de vorticité planétaire entre les variables. A cela se rajoute une fonction corrective dépendant de la géométrie des sections. Cette fonction est égale à 1 lorsque les produits scalaires des vecteurs normaux sont égaux à 1, et -1 lorsque les produits scalaires des vecteurs normaux sont égaux à -1 . Elle varie entre $[-1 ; 0]$ et $[0 ; 1]$ en fonction du produit scalaire.
- *Autre méthode pour initialiser les éléments de R_{xx} associés à la vitesse au DCL* : La diagonale de la matrice de covariance R_{xx} correspond à la variance de l'ébauche sur les inconnues x_i et donc entre autre sur les vitesses au fond. On peut changer de point de vue et utiliser l'écart-type de la vitesse horizontale proche du DCL et divisé par le cisaillement vertical moyen pour estimer l'écart-type à priori sur la profondeur du niveau de référence. Le cisaillement vertical moyen des vitesses géostrophiques variant selon les paires de stations,

la variance associée à la profondeur du niveau de référence varie le long d'une même boîte. Nous avons réalisé une expérience de sensibilité en fixant à 250 *m* l'écart-type a priori sur le niveau de référence² 250 *m*, et en traduisant cette variation de profondeur en incertitude sur l'ébauche de la vitesse au niveau de référence. Cette expérience de sensibilité est discutée dans la section II.4.

I.5.d Incertitude sur les vitesses advectives diapycnales

Deux points ont guidé le choix des incertitudes sur les vitesses advectives diapycnales moyennes w_k^* : d'une part, l'ordre de grandeur des w^* attendus, d'autre part, notre volonté de ne pas favoriser les échanges diapycnaux au détriment de la correction sur les vitesses horizontales (Wunsch, 2006). Il y a donc d'un côté un argument physique et de l'autre un argument statistique. Ganachaud (2000) donne l'ajustement autorisé sur les variables w^* . Il prend $[w^*] \simeq 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ comme valeur à priori. L'ordre de grandeur utilisé est proche ou supérieure à des estimations publiées, permettant ainsi au modèle une certaine liberté dans la détermination de ces coefficients à partir des contraintes.

Afin de faire le parallèle avec les études grande échelle et pour mieux comprendre la part de la dynamique horizontale par rapport à la dynamique verticale dans le modèle, on peut comparer les rapports d'échelle entre une boîte Atlantique Nord typique comportant 15 couches (en prenant par exemple une profondeur moyenne de 3000 *m*, une largeur de 2000 *km* et une longueur de 6000 *km* par rapport à la boîte seuil. (voir tableau 5.1)

Domaine	$[A^v](\text{m}^2)$	$[A^h](\text{m}^2)$	$\left[\frac{A^v}{A^h}\right]$	$\left[\frac{A^v}{A^h}\right]$ (par couche)
Large échelle : Atlantique Nord	4×10^{10}	10^{13}	4×10^{-3}	3×10^{-4}
Plateau Antarctique : seuil Adélie	10^8	3×10^9	3×10^{-2}	10^{-2}

TABLE 5.1 – Comparaison des rapports d'échelles pour une boîte grande échelle et une boîte sur le plateau

Dans la boîte seuil où le rapport de la surface verticale latérale $[A^v]$ sur la surface horizontale $[A^h]$ est de l'ordre de 10^{-2} . Notre configuration tend donc à favoriser les flux horizontaux par rapport aux flux diapycnaux. Pour que les échanges diapycnaux jouent un rôle important sur le bilan de masse de chaque couche, il faut donc laisser une grande liberté d'ajustement. Pour avoir une répartition de l'énergie entre les vitesses horizontales et les vitesses diapycnales équivalente à la répartition proposée par Ganachaud, l'incertitude sur les w^* devrait être de l'ordre de $(3 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1})$.

Cependant, nous avons constaté que lorsque l'on donne une telle incertitude sur les flux diapycnaux, on se retrouve dans la situation dégénérée décrite par Wunsch (2006) dans laquelle le système ne joue uniquement que sur les flux diapycnaux, et privilégie par conséquence la conservation par couche par rapport à la conservation de la masse sur la colonne d'eau entière. Au lieu de choisir pour écart-type à priori sur w^* , $3 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, nous prenons $1.5 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$, choix guidé par l'étude de McIntosh and Rintoul (1997) qui conseille de chercher l'ordre de grandeur qui minimise le rapport entre la plus grande valeur propre et la plus petite valeur propre associée à la matrice d'observation mise à l'échelle³.

2. Au mouillage MG, l'été la distance entre le fond et le niveau de mouvement nul est d'environ 243 *m*.

3. En anglais "column-scaling" and "row-scaling"

I.5.e Incertitude sur les flux diffusifs diapycnaux effectifs de traceur

Ganachaud (2000) donne également l'ajustement autorisé sur la variable κ^* . Il prend $[\kappa^*] \simeq 100 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, de la même manière que pour w^* , l'ordre de grandeur est proche ou supérieur à des estimations publiées. Nous approchons ce problème différemment puisque nous ne prenons pas comme inconnue κ_k^* mais $D_k^c = -\kappa^* \left(\frac{\partial \rho C}{\partial z} \right)_k$ (équation 4.7). Il est possible d'avoir deux approches différentes afin d'estimer l'ordre de grandeur du flux diffusif de traceur. La première consiste à choisir un ordre de grandeur pour la diffusivité et de le multiplier par l'ordre de grandeur du gradient vertical du traceur, l'ordre de grandeur ainsi obtenu permet de donner une incertitude sur ce flux diffusif. La seconde consiste à prendre l'ordre de grandeur de l'incertitude associée au flux advectif moyen d'anomalie de traceur comme estimation du flux diffusif. Nous comparons ces deux ordres de grandeurs.

Pour la première approche, nous évaluons les gradients moyens de traceur entre chaque couche (voir tableau 5.2). Nous multiplions ensuite ces gradients par une diffusivité⁴ $\kappa = 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Pour la seconde approche nous multiplions l'ordre de grandeur de l'incertitude sur la vitesse

	Interface k	Seuil	Dépression	Mertz
$-\frac{\partial \rho S}{\partial z}$	1	1.0	0.9	0.8
$[psu \cdot kg \cdot m^{-3} \cdot m^{-1}]$	2	0.8	0.7	0.7
$-\frac{\partial \rho C_p \theta}{\partial z}$	1	-07	-15	-8
$[kJ \cdot m^{-3} \cdot m^{-1}]$	2	-16	-7	-4

TABLE 5.2 – Gradients verticaux moyen de traceur

advective moyenne diapycnale par la différence entre le traceur moyen dans la boîte et l'estimation du traceur sur les isopycnes interfaciales. Un encadrement des ordres de grandeurs obtenus pour chacune des deux approches est présentée dans le tableau 5.3. On constate que les ordres de grandeur estimés avec la méthode 1 et la méthode 2 sont très proches ce qui justifie a posteriori le choix de $[\kappa^*]$, si l'on souhaite donner un poids équivalent au flux moyen par rapport au flux diffusif effectif. Pour l'expérience de contrôle nous avons choisi la première approche.

Sloyan and Rintoul (2000) expliquent que plus les flux tourbillonnaires issues de la corrélation spatiale entre les anomalies de traceur et les anomalies de vitesses advectives diapycnales sont importants, plus la diffusivité effective s'éloigne de la diffusivité réelle. On cherche à estimer ce terme tourbillonnaire $\overline{w^{*'}(\rho C)'}^{A^h}$.

On fait l'hypothèse que : $[\overline{w^{*'}(\rho C)'}^{A^h}] \sim [\text{var}(w^{*'})] \cdot [\text{var}((\rho C)')]^{\frac{1}{2}}$. La variance du traceur à la profondeur d'une surface isopycnale donnée est estimée sur les parois de la boîte. Nous trouvons une variabilité presque nulle de la salinité sur les différentes surfaces isopycnales, cela est en accord avec le fait que la densité est presque exclusivement contrôlée par la salinité. On voit que pour les échanges diapycnaux de chaleur, les flux tourbillonnaires sont potentiellement importants. Par contre pour les flux diapycnaux de sel, ces flux tourbillonnaires sont petits. On peut donc avoir plus confiance dans l'interprétation en tant que diffusivité de la diffusivité effective pour le sel que pour la chaleur.

4. Le choix de l'ordre de grandeur de la diffusivité se justifie a posteriori (voir tableau 5.3)

Contraintes	IGW			Échantillonnage			Triangle de fond			Totale		
	S	D	M	S	D	M	S	D	M	S	D	M
volume ($k = 1$) [Sv]	0.07	0.07	0.13	0.03	0.02	0.03	0.03	0.03	0.00	0.08	0.09	0.13
volume ($k = 2$) [Sv]	0.05	0.07	0.09	0.03	0.02	0.02	0.02	0.04	0.03	0.06	0.09	0.10
volume ($k = 3$) [Sv]	0.03	0.04	0.06	0.02	0.02	0.03	0.02	0.08	0.00	0.04	0.09	0.08
volume (tot.) [Sv]	0.10	0.11	0.22	0.07	0.03	0.06	0.07	0.14	0.03	0.14	0.19	0.23
sel ($k = 2$) [$10^6 psukg/s$]	1.1	0.8	1.0	0.9	0.5	0.5	0.5	0.2	0.7	1.6	1.1	1.7
sel ($k = 3$) [$10^6 psukg/s$]	0.7	0.9	1.5	0.5	0.5	0.9	0.2	1.2	1.6	1.4	2.1	5.2
chaleur ($k = 2$) [GW]	63	64	50	79	63	49	25	07	33	106	92	79
chaleur ($k = 3$) [GW]	34	11	21	05	36	14	2	09	12	38	44	49

TABLE 5.4 – Principales erreurs sur les contraintes pour les boîtes seuil (S), dépression (D) et Mertz (M) pour les couches k

	flux diffusif de sel [$10^{-3} \cdot kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}$]	flux diffusif de chaleur [$W \cdot m^{-2}$]
Approche 1	[0.7, 1.0]	[4, 16]
Approche 2	[0.6, 1.6]	[5, 20]
$[\overline{w^* C'}^{A_h}]$	[0.1, 0.3]	[9, 30]

TABLE 5.3 – Estimation des ordres de grandeur a priori des flux surfaciques diffusifs de traceur à partir de deux approches différentes. La gamme des valeurs encadre les valeurs obtenues pour les différentes interfaces/boîtes.

I.6 Matrice de covariance du bruit sur les contraintes

Les différentes erreurs ont été estimées à partir des méthodes d'estimation de l'erreur proposées dans la section (III) du chapitre 4. Trois sources d'erreur dominent largement les autres. L'erreur liée à l'estimation du cisaillement géostrophique dans le triangle de fond (III.1.a), l'erreur liée au bruit sur le champ de densité dû aux ondes internes (III.1.b) et enfin, l'erreur dite d'échantillonnage (III.1.e). Dans le tableau ci-dessous (5.4) sont reportées ces 3 principales sources d'erreurs. L'erreur totale est estimée en additionnant les variances des différentes sources d'erreurs, supposées indépendantes.

Les erreurs dominantes sont relativement typiques d'une zone de plateau continental, la marée semi-diurne va potentiellement exciter des ondes internes qui introduisent un bruit important sur la profondeur des isopycnes. La topographie relativement accidentée rend inévitable l'utilisation de paires de stations à cheval sur d'importants gradients de topographie.

Afin de pouvoir comparer notre étude aux études grandes échelles, on peut reprendre les valeurs d'erreurs proposées par Ganachaud (2000) et appliquer un facteur d'échelle pour avoir un ordre de grandeur des erreurs associées sur le plateau Adélie. On suppose que l'erreur varie proportionnellement avec la surface latérale de la boîte. En prenant comme facteur d'échelle $\frac{A_{AN}^v}{A_S^v} \simeq 4 \times 10^2$, une erreur de transport net de 6 Sv dans l'Atlantique Nord équivaldrait sur notre région à $1.5 \times 10^{-2} Sv$. Cette erreur est beaucoup plus faible que l'erreur estimée sur la conservation de la masse totale de l'ordre de 0.2 Sv pour nos trois boîtes. Cela est relativement rassurant quant on sait que nous travaillons sur un plateau continental où l'erreur attendue sur ce type de modèle est plus importante que pour l'océan du large.

I.7 Transport d'Ekman

Nous estimons la convergence du transport d'Ekman de masse dans la couche de surface à partir des données de tension de vent moyenne sur janvier 2008 issues de la réanalyse ERA-Interim. Pour chaque paire de stations, la composante de la tension de vent parallèle à la section ($\vec{\tau} \cdot \vec{dl}$) est interpolée entre les deux stations. Le transport d'Ekman à travers chaque section est alors estimé ainsi que la convergence associée pour chaque boîte à partir de l'équation 4.8. Pour effectuer l'interpolation, nous n'appliquons pas de masque sur les points terre de grille marin.

La convergence d'Ekman est très petite en comparaison des autres termes de l'équation de conservation de la masse sur la couche de surface. En janvier 2008, le pompage d'Ekman estimé à partir de la tension de vent ERA-Interim est compris entre 0.12 et 0.21 $10^{-5} m s^{-1}$ selon la boîte. Un tel pompage induit un flux de masse compris entre 3.6 et 4.7 $10^{-3} Sv$ selon les boîtes et doit être associé à une remontée d'eau (en anglais upwelling). Ce flux est négligeable comparé à l'erreur a priori sur les contraintes comprise entre 80 et 130 $10^{-3} Sv$.

La sensibilité de ces résultats est évaluée d'une part en changeant la période sur laquelle le pompage d'Ekman est estimé, et d'autre part en modifiant la tension de vent sur le continent.

En réduisant la période d'estimation du vent à la période de la campagne, on obtient un pompage d'Ekman toujours aussi petit en module. Contrairement au pompage moyen de janvier 2008 qui est associé à une remontée d'eau, la vitesse verticale d'Ekman sur la campagne est associée à de la subduction (en anglais downwelling), elle est comprise entre -0.03 et $-0.10 \times 10^{-5} m.s^{-1}$.

En annulant la tension de vent sur les points terrestres de maille, on obtient un pompage à la côte plus réaliste. Le transport d'Ekman étant convergent à la côte, le pompage devient négatif le long de la côte, l'échelle spatiale de la zone de subduction n'est cependant pas réaliste car elle est directement donnée par la taille de la maille du modèle atmosphérique. Ce changement, entraîne un changement du vent interpolé sur les bords de chaque boîte. Pour le mois de janvier 2008, l'ordre de grandeur ainsi que le signe du pompage pour chaque boîte restent les mêmes.

Les estimations du tableau 5.5 montrent qu'en janvier, le pompage d'Ekman semble jouer un rôle négligeable comparé aux résidus initiaux sur les équations de conservation de la masse et aux erreurs sur l'ébauche des vitesses de référence. Dans la suite de la thèse, le transport de traceur associée au courant d'Ekman est estimé à partir du vent moyen sur le moi de janvier 2008 sans mettre à 0 les tensions de vents sur les points terrestre de la grille de la réanalyse ERA-Interim (sauf précision contraire).

	période	Seuil	Dépression	Mertz
Convergence d'Ekman (mSv)	Jan 2008	-4.7	-5.8	-3.6
	Campagne	3.4	2.7	0.4
	Jan 2008 ($\vec{\tau}_{terre} = \vec{0}$)	-6.4	-9.1	-1.2
Pompage d'Ekman w_E ($10^{-5} m/s$)	Jan 2008	0.14	0.12	0.21
	Campagne	-0.10	-0.05	-0.03
	Jan 2008 ($\vec{\tau}_{terre} = \vec{0}$)	0.19	0.18	0.07

TABLE 5.5 – Transport d'Ekman et pompage d'Ekman pour chaque boîte

I.8 Résumé

Trois boîtes ont été définies, la boîte seuil, la boîte dépression et la boîte Mertz. Ces 3 boîtes sont divisées sur la verticale en 3 couches, une couche de surface, comprise entre la surface et la surface isopycnale 27.725 kg.m^{-3} , la couche intermédiaire comprise entre les deux surfaces isopycnales 27.725 kg.m^{-3} et 27.8 kg.m^{-3} et enfin la couche de fond comprise entre la surface isopycnale 27.8 kg.m^{-3} et le fond. La meilleure estimation des vitesses de références géostrophiques, des vitesses diapycnales advectives moyennes ainsi que du flux diffusif effectif est recherchée afin de satisfaire la conservation de la masse sur les 3 couches ainsi que la conservation de la chaleur et du sel sur les 2 couches les plus profondes. Cette conservation est imposée dans les limites de l'erreur sur ces contraintes dont le calcul a été explicité dans cette section.

II Solution Standard

Dans cette section, nous discuterons dans un premier temps l'apport du modèle inverse sur la base des résidus sur les équations de conservation avant et après inversion. Dans un second temps, nous présenterons la solution du modèle inverse. Cette solution standard comprend les résidus sur les équations de conservations de la masse, de l'anomalie de sel et de l'anomalie de chaleur après l'inversion, les vitesses au fond obtenues avec le modèle inverse et les échanges diapycnaux.

II.1 Résidu sur les équations de conservations

Avant inversion

Les résidus avant inversion sont calculés de la manière suivante :

$$n_0 = -\Gamma - Ax_0 \quad (5.1)$$

Dans cette équation, Γ contient la convergence de traceur dans le volume de contrôle concerné due au courant géostrophique référencé au DCL de chaque paire de stations. Pour la couche 1, Γ ne contient pas la convergence de traceur due au transport d'Ekman⁵. L'ébauche sur les inconnues x_0 est prise nulle, le dernier terme est donc nul.

Les figures 5.6, 5.7 et 5.8 montrent les résidus pour chacune des 3 couches et pour chaque boîte.

- *Seuil* : Avant inversion, la masse converge dans les 3 couches. La convergence de masse et d'eau douce⁶ est supérieure à l'erreur à priori sur les 2 couches les plus profondes. La convergence de l'eau douce dans la couche intermédiaire est équivalente à une précipitation journalière de plus de 2.5 mm si on la ramène à un flux par unité de surface horizontale de la boîte. L'anomalie de chaleur diverge dans les 2 couches les moins profondes. La divergence de chaleur dans la couche intermédiaire est de l'ordre de 100 W.m^{-2} si on la ramène à un flux par unité de surface de la boîte.
- *Dépression* : Avant l'inversion, la masse converge dans les 3 couches. La convergence de masse est supérieure à l'erreur prescrite sur les contraintes pour les 2 couches les moins profondes. La contrainte sur la conservation de l'anomalie de chaleur dans la couche

5. La convergence de traceur due au transport d'Ekman a été soustraite au Γ introduit dans le chapitre précédent

6. La salinité même en anomalie est linéairement dépendante de la masse, dans notre zone d'étude le champ de densité est donné par la distribution du champ de salinité

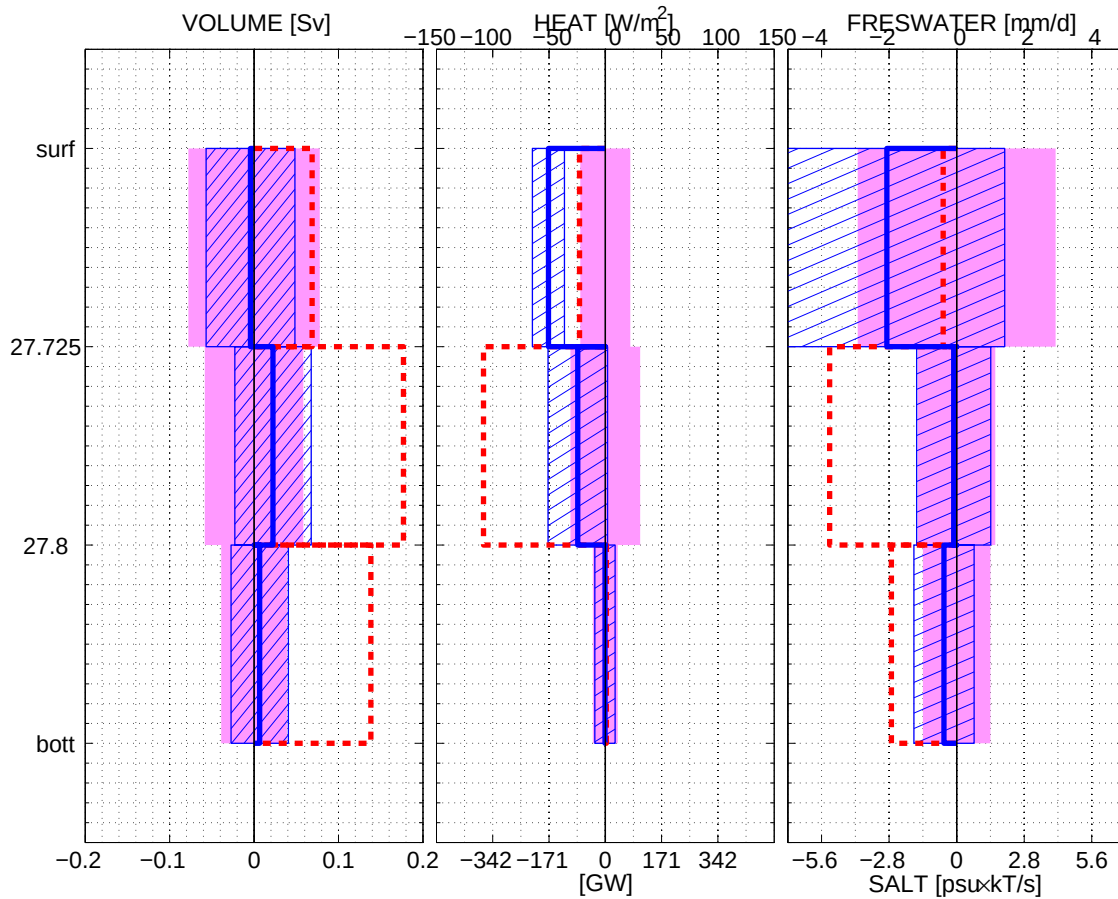


FIGURE 5.6 – déséquilibre résiduel sur les conservations de traceurs pour la boîte seuil, les sources et puits de traceurs ainsi que les éventuels termes de tendance ne sont pas pris en compte pour le calcul du résidu. Résidus pour le volume, l'anomalie de chaleur, l'anomalie sel pour chaque couche (abscisse supérieure : divergence en eau douce) ; Erreur sur la contrainte a priori (coloration rose), n_0 résidu avant inversion (tiretés rouges), $\tilde{n}$ résidus après inversion (ligne bleu), erreur associée à la solution dans le formalisme de Gauss-Markov (hachures bleues)

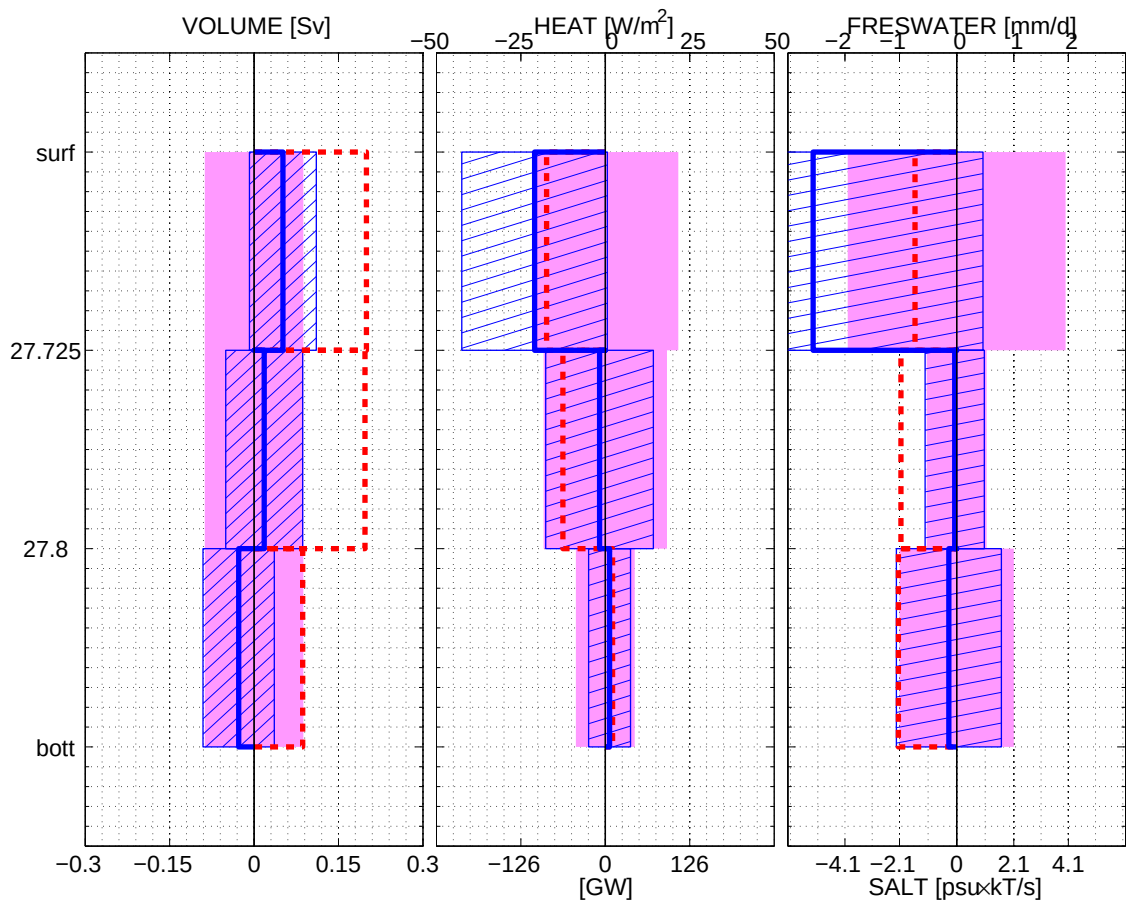


FIGURE 5.7 – Solutions résiduelle pour la boîte dépression

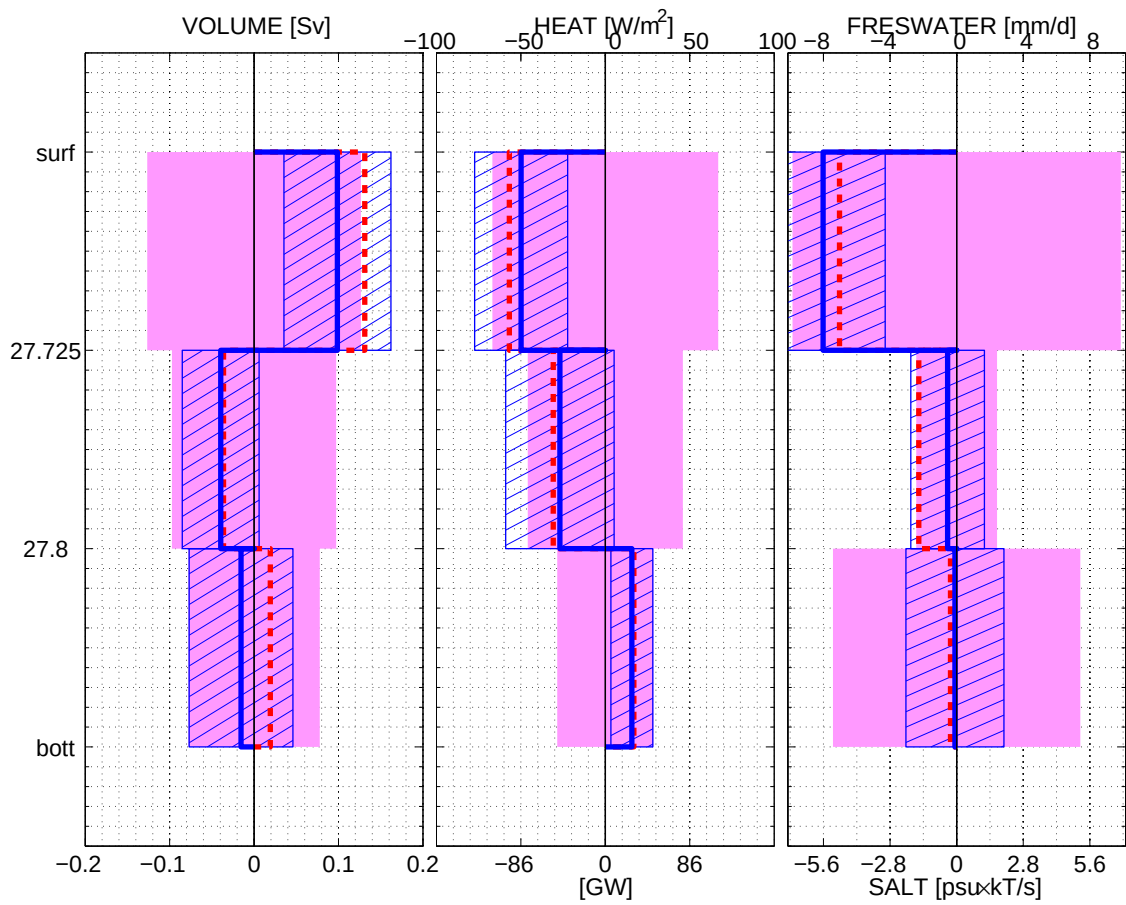


FIGURE 5.8 – Solutions résiduelle pour la boîte Mertz

intermédiaire et la couche de fond est déjà satisfaite dans la limite des erreurs sur les contraintes. L'eau douce converge dans la couche intermédiaire.

- *Mertz* : Avant inversion, les contraintes sont déjà satisfaites dans la limite des erreurs prescrites sur les contraintes.

Les résidus initiaux sont plus importants proche du seuil que plus loin dans la dépression. Au seuil, il y a une forte marche de topographie entre la section nord et la section sud, tandis que dans la boîte dépression cette marche de topographie s'atténue, puis devient négligeable pour la boîte Mertz. Pour équilibrer un transport méridien, il faut donc avoir un cisaillement géostrophique plus important sur la section la moins profonde, ou une composante barotrope de la vitesse plus grande.

La profondeur moyenne des stations de la boîte seuil est plus petite en moyenne que celle de la boîte dépression et encore plus petite que celle de la boîte Mertz. L'hypothèse forte de minimum d'énergie cinétique au fond est certainement plus adaptée dans la dépression que dans les parties moins profondes comme le seuil. L'ébauche sur la vitesse au niveau commun le plus profond est certainement mieux vérifiée dans la dépression qu'au seuil.

L'amplitude élevée de la variance du bruit a priori sur les contraintes va tendre à appauvrir la solution. En même temps, l'amplitude faible de la variance sur l'ébauche va tendre à limiter la correction et donner une estimation de la solution proche de son ébauche. Dans notre cas le système peu contraint accompagné d'un bruit important va donner une solution très proche de l'ébauche avec une erreur importante.

Après inversion

De la même manière que dans l'équation 5.1, le résidu $\tilde{n}$ après inversion est estimé de la manière suivante :

$$\tilde{n} = -\Gamma - A\tilde{x} \quad (5.2)$$

Après inversion, toutes les contraintes imposées sont satisfaites dans la limite des erreurs prescrites sur les contraintes (R_{mm}). Dans la couche de surface, non contrainte en chaleur, on observe une divergence significative de chaleur dans la boîte seuil. Cette divergence sera discutée dans le chapitre 7.

II.2 Vitesses au fond

Grâce au modèle inverse, nous obtenons une estimation statistique de la composante de la vitesse perpendiculaire à chaque paire de stations, au niveau commun le plus profond (DCL). À partir de cette estimation et de l'estimation de la vitesse géostrophique relative au DCL dans le triangle de fond, nous estimons cette composante de la vitesse géostrophique, à mi-profondeur entre le fond de chacune des 2 stations. Cette vitesse, appelée dans la suite vitesse de fond est représentée avant et après inversion sur les figures 5.9. Suite à l'inversion, les vitesses de fond changent d'avantage par rapport à l'ébauche pour la boîte seuil que pour les boîtes dépression et Mertz. Cela est cohérent avec le fait que les résidus initiaux sont plus importants pour la boîte seuil que pour les boîtes dépression et Mertz. Le modèle doit donc effectuer une grande correction sur l'ébauche pour le seuil que pour les deux autres boîtes. On observe une vitesse entrante au fond dans la partie nord-est de la boîte seuil, là où l'on retrouve la MCDW, et une vitesse sortante au fond sur la partie nord-ouest du seuil, en accord avec le courant modélisé dans Kusahara et al. (2011a). Sur la partie sud-ouest du seuil, les vitesses de fond ont une composante vers le banc Adélie et vers la partie sud-ouest de la dépression et sont relativement importantes par rapport aux vitesses estimées dans les autres régions du

seuil.

La composante du courant de fond le long de la topographie entre la partie sud du seuil et la langue glacière du Mertz, entre les isolignes de bathymétrie 400m et 600m, est orientée vers le Mertz. Cette vitesse au fond résulte principalement de l'ébauche et n'est que peu modifiée par l'inversion. On compare la composante de la vitesse le long de la topographie au mouillage pendant la période de minimum d'énergie cinétique (été) identifiée dans le chapitre 3 et l'estimation de la vitesse obtenue pour la paire de station CTD 28/29 qui est la plus proche du mouillage MG. On trouve une vitesse égale à $-1.3 \pm 1 \text{ cm/s}$ qui n'est pas significativement différente de la vitesse au mouillage MG $-1.5 \pm 1.7 \text{ cm/s}$. Ce résultat nous conduit à accorder une certaine confiance aux vitesses géostrophiques estimées dans la partie profonde de la dépression à partir du modèle inverse.

II.3 Échanges à travers les surfaces isopycnales

À partir de l'inversion de contrôle nous obtenons d'une part une vitesse advective diapycnale moyenne ainsi qu'une estimation de la diffusivité effective. Dans le tableau 5.6 sont données les estimations des vitesses moyennes advectives diapycnales et les diffusivités associées à la chaleur et à la salinité, ces dernières sont estimées à partir des flux diffusifs D^C divisés par une estimation des gradients moyens verticaux de traceur. Deux estimations sont proposées (voir 5.2), l'une basée sur la variation de traceur moyen entre deux couches (G_1^S) et l'autre basée sur la variation de traceur moyen voisinage de l'interface (G_2^S). Bien que la première estimation ait été utilisée pour avoir l'ordre de grandeur du flux diffusif effectif, nous proposons les deux calculs afin d'explorer la sensibilité de l'estimation de κ^* à l'estimation du gradient vertical moyen de traceur.

Boîte	Interface	$w^* 10^5 \cdot [m/s]$	$\kappa^{*S} [cm^2/s]$		$\kappa^{*H} [cm^2/s]$	
			G_1^S	G_2^S	G_1^H	G_2^H
Seuil	1	0.5 ± 0.9	1.8 ± 7.9	1.7 ± 7.6	-1.7 ± 9.9	0.8 ± 4.8
	2	0.6 ± 0.8	4.1 ± 7.2	5.8 ± 10.0	2.6 ± 7.6	1.1 ± 3.3
Dépression	1	-0.1 ± 0.8	3.0 ± 7.6	3.8 ± 9.5	-0.7 ± 9.1	1.7 ± 21.6
	2	0.3 ± 0.7	0 ± 7.4	0 ± 4.5	1.2 ± 8.6	39.8 ± 288.7
Mertz	1	-0.2 ± 1.2	1.9 ± 9.4	2.3 ± 10.9	-1.0 ± 9.9	1.5 ± 14.8
	2	0.5 ± 1.1	-1.4 ± 9.5	-0.9 ± 6.3	1.2 ± 9.9	0.3 ± 2.8

TABLE 5.6 – Vitesses diapycnales advectives moyenne et diffusivité effective

Les vitesses advectives diapycnales moyennes ne sortent jamais de l'erreur sur l'estimation de ces vitesses. Il en est de même pour l'estimation des diffusivités diapycnales. On constate qu'une grande partie des κ^* sont positifs bien que l'on n'ait rien imposé sur le signe de κ^* . En utilisant l'estimation G_1 , les κ^{*H} associée à la diffusion effective de chaleur sont négatifs sur la première interface. Bien que ce signe n'ait pas de significativité du fait de l'erreur importante sur cette estimation, il pourrait s'expliquer par d'importants flux tourbillonnaire $\overline{w'\theta'^{A_h}}$. L'estimation de l'ordre de grandeur de ce terme faite en I.5.e semble confirmer cette hypothèse. On constate qu'en utilisant l'estimation G_2 du gradient vertical de traceur, on peut changer le signe de la diffusivité effective. Ce changement de signe entre le gradient local et le gradient à

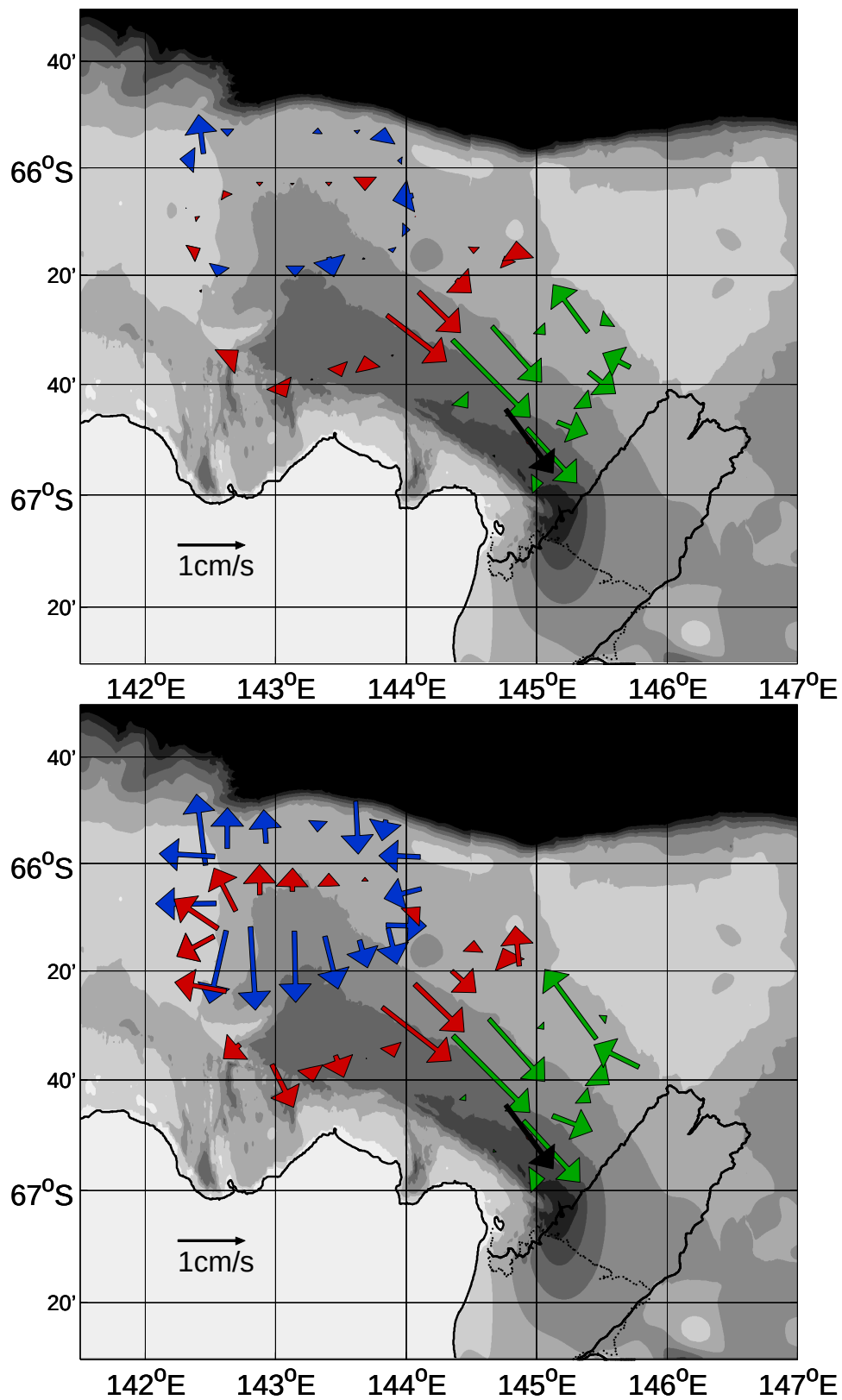


FIGURE 5.9 – Vitesses au fond perpendiculaires aux sections CTD pour la boîte seuil (flèches bleues), pour la boîte dépression (flèches rouges) et pour la boîte Mertz (flèches vertes); avant inversion (en haut); après inversion (en bas); vitesse au fond moyenne durant l'été au mouillage MG (flèche noire centrée sur le point de mouillage MG)

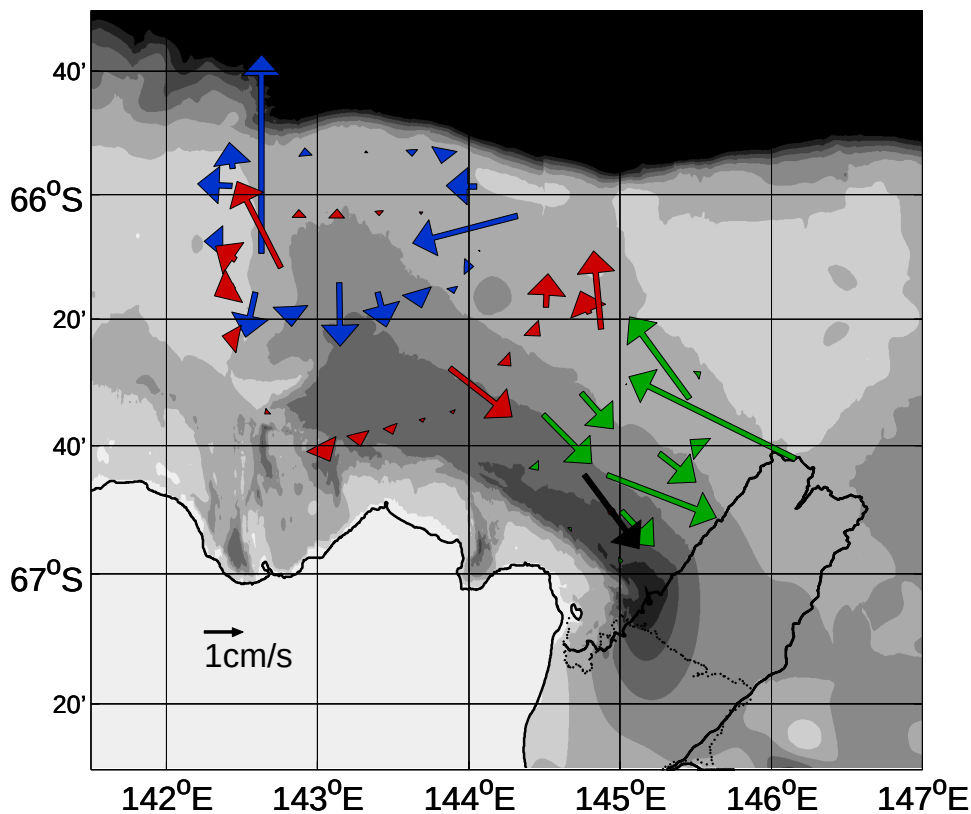


FIGURE 5.10 – Vitesses au fond perpendiculaires aux sections CTD pour la boîte seuil (flèches bleues), pour la boîte dépression (flèches rouges) et pour la boîte Mertz (flèches vertes) ; après inversion en suivant I.5.c ; vitesse au fond moyenne durant l’été au mouillage MG (flèche noire centrée sur le point de mouillage MG)

l’échelle verticale des couches s’explique par la présence d’Eau Hivernale (Winter Water, WW) dans la couche de surface. Même si en moyenne la couche de surface est plus chaude que la couche intermédiaire, localement, l’eau hivernale résiduelle est plus froide que la MCDW qu’elle recouvre.

II.4 Sensibilité de la solution à un changement sur la variance de l’ébauche R_{bb}

Nous choisissons d’illustrer la sensibilité au choix de R_{bb} en appliquant la méthode proposée dans le paragraphe I.5.c dans laquelle l’incertitude sur l’ébauche de la vitesse au niveau de référence est donnée par l’ordre de grandeur du cisaillement de vitesse géostrophique dans les 250 m au dessus du fond. La figure 5.10 représente la vitesse au fond obtenues à partir de cette nouvelle expérience pour les trois boîtes. On constate que la structure de la solution est notablement changée. Le cisaillement géostrophique au fond est en effet relativement variable entre les paires de stations. Donner une incertitude proportionnelle à ce cisaillement conduit certaines vitesses de référence à être beaucoup plus corrigées que d’autres. Pour la boîte seuil, ainsi que pour la boîte dépression, une correction importante est faite sur la vitesse proche du coin nord-ouest de la boîte tendant à favoriser l’export d’eau de fond vers le large.

III Conclusion

L'estimation de la variance du bruit a montré que l'on ne pouvait pas accorder une trop grande confiance aux contraintes imposées, l'erreur sur les contraintes étant potentiellement importante. Les contraintes étant proches d'être respectées avec l'ébauche dans la limite de l'erreur, le système est donc peu contraint et la correction sur l'ébauche par conséquent petite. Autrement dit la solution restera relativement proche de l'ébauche.

La qualité de l'estimation des vitesses géostrophiques sur le plateau ainsi que des flux diapycnaux est donc très dépendante du réalisme de l'ébauche.

6

Distribution et circulation de la MCDW : été 2008

▷ Ce chapitre présente une partie des résultats obtenus grâce au modèle inverse. Il se focalise sur la circulation d'été sur le plateau Adélie, en particulier celle de l'Eau Circumpolaire Profonde Modifiée (Modified Circumpolar Deep Water, MCDW). La MCDW entre au nord-est du seuil Adélie et s'écoule le long du banc du Mertz vers la langue glacière du Mertz, elle semble recirculer autour d'un dôme formé par l'eau dense et également le long de la langue glacière du Mertz. Il semblerait que la couche de mélange résiduelle hivernale forme une barrière de vorticité potentielle empêchant les eaux du large de recirculer le long de la côte. Sur son chemin, la MCDW se modifie en se mélangeant avec les autres masses d'eau présentes sur le plateau, principalement avec les eaux issues de la couche de mélange résiduelle hivernale. Ces résultats font l'objet de la soumission d'un article à Deep Sea Research. ◁

Plan du chapitre

I	Introduction	111
II	Distribution de l'eau circumpolaire profonde modifiée sur le plateau	111
II.1	Identification de l'eau circumpolaire profonde modifiée	111
II.2	Distribution spatiale	111
II.3	Échelles de temps associées à l'eau circumpolaire dans la dépression	117
III	Circulation des masses d'eau sur le plateau Adélie	117
III.1	Organisation spatiale du courant géostrophique l'été	117
III.2	Transports	120
III.3	Transports de masses d'eau	121
IV	Principaux facteurs impactant la circulation d'été	125
IV.1	Impact de la distribution de l'eau dense hivernale sur la circulation	125
IV.2	La langue glaciaire, une barrière dynamique	127
V	Transformation de la MCDW sur le plateau	129
V.1	Modification de la MCDW le long de son chemin présumé sur le plateau	129
V.2	Interaction avec la langue glacière du Mertz	131
VI	Comparaison avec l'année 2009	134
VII	Conclusion et Perspectives	136
VII.1	Résumé	136
VII.2	Limites de l'approche utilisée	137
VII.3	Perspectives	137

La méthode inverse introduite dans les deux chapitres précédents est utilisée afin de mieux caractériser la circulation des masses d'eau l'été sur le plateau Adélie à partir des données hydrographiques ALBION de l'été 2008.

I Introduction

L'Eau Circumpolaire Profonde Modifiée, plus chaude en moyenne que les eaux de plateau (elle rentre à 0°C sur le plateau) apporte de la chaleur au plateau. De plus, étant plus chaude que les masses d'eau partageant les mêmes (Modified Circumpolar Deep Water, MCDW) gammes de densité, la MCDW représente également une source potentielle de sel en subsurface. L'été, la MCDW participe à recharger en chaleur les couches de subsurface. Jacobs (1989) suggère que les flux de chaleur sensible jouent un rôle dans le maintien des polynies côtières où des entrées significatives de MCDW sont observées. Selon Rintoul (1998), les intrusions chaudes de MCDW observées dans la dépression Adélie apporteraient un réservoir de chaleur sensible qui peut potentiellement, faire fondre 3 m de glace de mer. La MCDW représente également une source de chaleur sensible l'hiver, lorsque la convection est assez profonde pour atteindre la couche de MCDW de subsurface, contribuant ainsi à maintenir ouverte la polynie du Mertz (Williams and Bindoff, 2003). Bien que très forts, les vents catabatiques ont en effet une extension assez limitée vers le large (environ 10 à 20 km de la côte d'après Ball (1957)) et l'extension relativement importante de la polynie Adélie vers le large, et le fait que cette partie de la côte soit l'une des premières libres de glace au printemps, semblent difficilement pouvoir être expliquée seulement par les vents catabatiques et suggèrent une influence de l'océan. Bien que la présence de MCDW sur le plateau Adélie ait été mise en évidence depuis plus de 10 ans (Rintoul, 1998), la circulation de cette masse d'eau sur le plateau est encore mal connue. Nous ne disposons à l'heure actuelle que du schéma tiré du modèle de Kushara et al. (2011a) qui n'a encore pu être confronté aux observations en termes de transport et de vitesse. Nous présentons dans ce chapitre des éléments permettant de mieux comprendre la circulation estivale sur le plateau et son impact sur le transport de MCDW.

II Distribution de l'eau circumpolaire profonde modifiée sur le plateau

II.1 Identification de l'eau circumpolaire profonde modifiée

Afin d'identifier la MCDW sur le plateau, nous utilisons l'analyse optimale à multi-paramètres (OMP) introduite dans le chapitre 2, section III.2. Cette analyse améliore, en comparaison des études précédentes qui utilisaient les surface de densité neutres ($\gamma_n = 28$ et $\gamma_n = 28.27 \text{ kg m}^{-3}$, Lacarra et al. (2011)), de distinguer sans ambiguïté MCDW des autres masses d'eau comprises entre ces deux surfaces neutres. Cette méthode a déjà été appliquée pour la mer de Ross par Budillon et al. (2003).

II.2 Distribution spatiale

Afin de bien représenter la distribution de l'eau circumpolaire sur le plateau, nous représentons la distribution des différents modes d'eau circumpolaire (en pourcentage) sur une carte, 6.1. Pour cela, nous fixons un seuil de 25 m d'épaisseur pour qu'un mode soit validé. Ce seuil arbitraire permet simplement d'éliminer d'éventuelles "bulles" suspectes de MCDW que l'on peut retrouver dans les données hydrographiques. La carte 6.1 représente la distribution d'eau

le mode comporte au moins $n\%$ de MCDW mère (définie au chapitre 2, section III.2). L'interpolation présentée a été réalisée à partir de la méthode de krigeage ordinaire (Matheron, 1963; Journel and Huijbregts, 1978). Un variogramme expérimental (fonction de covariance spatiale) isotrope a été calculé à partir des points de données aux stations CTD. Ce variogramme a ensuite été approximé par une fonction exponentielle. La portée (échelle de décorrélation spatiale) associée est de 45km.

Comme cela a déjà été montré (Jacobs, 1989; Rintoul, 1998; Lacarra et al., 2011), la distribution horizontale de la MCDW suggère une entrée sur la partie nord-est du seuil Adélie. En supposant que les caractéristiques de la MCDW à l'entrée du plateau ne varient pas au cours du temps¹, que le mélange sur le plateau est constant dans le temps et dans l'espace, le degré de modification de la MCDW sur le plateau est un bon proxy de l'âge de cette masse d'eau sur le plateau. La MCDW la moins modifiée s'étend le long de l'isobathe 400 m. Une MCDW plus modifiée est observée dans la partie sud-est de la dépression entre les isobathes 400 m et 600 m. La MCDW qui semble donc d'abord s'installer sur les hauts fonds du banc du Mertz, avant de pénétrer dans la dépression. La MCDW est quasiment absente proche de la côte, au large de la baie de Buchanan et de la baie de Watt ainsi que dans la baie de Commonwealth et le long du banc Adélie sud. À ce stade, la seule explication est que ces zones sont, trop éloignées du point d'entrée principal de la MCDW sur le plateau. L'utilisation du modèle inverse en boîte va permettre d'établir un scénario permettant d'expliquer la distribution de la MCDW à partir de la circulation géostrophique estimée.

Les sections verticales correspondant aux boîtes présentées dans le chapitre 5 section I.1 sont présentées (Figures 6.2, 6.3 et 6.4). Les boîtes sont déroulées dans le sens anti-horaire en partant du coin sud-ouest. Les champs représentés sont les pourcentages de chacune des 4 masses d'eau mères (MCDW, DSW, WW, AASW), définies au chapitre 2, section III.2.

Sur le plateau Adélie, on retrouve la MCDW comprise entre l'Eau Dense de Plateau (Dense Shelf Water, DSW), formée l'hiver précédent sur le plateau, et la l'Eau d'Hiver² (Winter Water, WW) provenant du courant antarctique de talus (Antarctic Slope Current, ASC). Sous la couche de surface, le maximum de température et le minimum d'oxygène, caractéristiques du cœur de la MCDW, se situent dans la couche intermédiaire du modèle inverse (non montré). La position du cœur de la MCDW correspond aux masses d'eau ayant le pourcentage le plus élevé en MCDW mère (Figures 6.2a, 6.3a et 6.4a).

La MCDW la moins modifiée semble toujours appuyée sur le flanc oriental d'un dôme formée par la DSW sur la pente ouest du banc du Mertz. La MCDW la plus modifiée, quant à elle, semble s'appuyer sur le flanc ouest de ce même dôme. La DSW forme un dôme sur la pente est de la dépression (Figure 6.1), ce dôme est relativement bien marqué sur les différentes sections (Figures 6.2b, 6.3b et 6.4b).

1. ou de manière plus réaliste, que les variations des propriétés de la MCDW entrant sur le plateau sont négligeables en comparaison de ses variations spatiales sur le plateau

2. Couche de mélange hivernale résiduelle située sous l'Eau Antarctique de Surface.

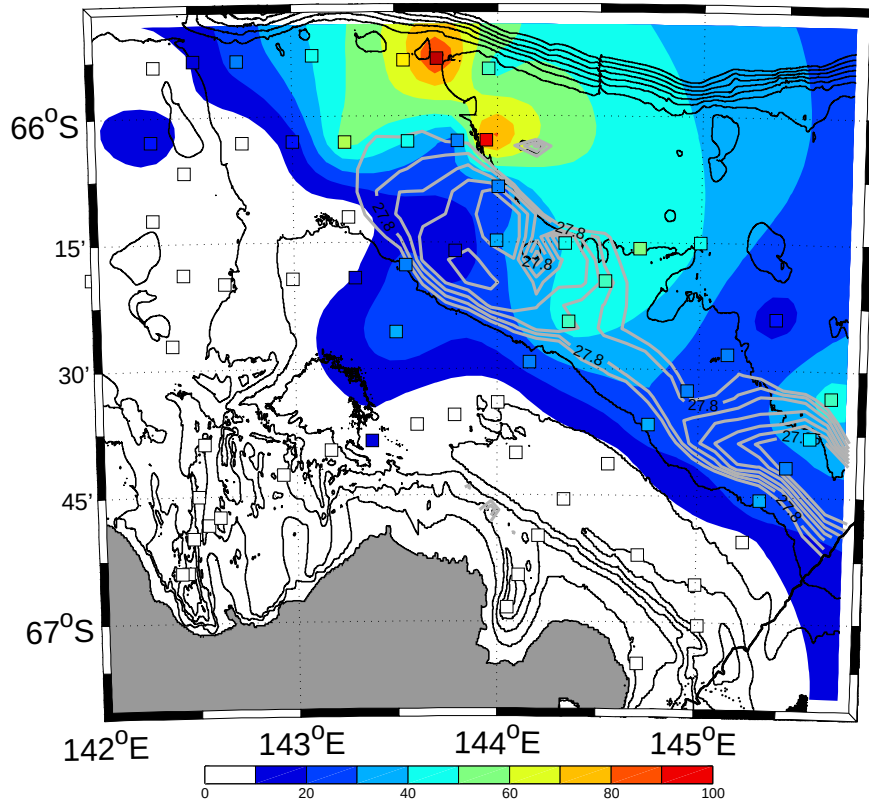


FIGURE 6.1 – Pourcentage maximum de MCDW mère sur le plateau en janvier 2008. Seuls les modes (pourcentages) représentés par au moins 25 m d’eau dans la colonne ont été comptabilisés. On a superposé la distribution de la densité potentielle à 275 m de profondeur, seuls les isopycnes (σ_0) 27.79 à 27.85 kg m^{-3} sont représentées avec un pas de 0.01 kg m^{-3} .

Le cœur de la MCDW présente une très grande variabilité spatiale, autant horizontalement que verticalement. Bien qu’il ne faille pas minimiser les effets d’aliasing dans une zone où la marée et les ondes d’inertie gravité ne sont pas négligeables (Hirano et al., 2010), cette forte hétérogénéité peut également être attribuée à une activité tourbillonnaire associée aux entrées d’eau sur le plateau observée dans d’autres régions en Antarctique (Heywood et al., 2014; Thompson et al., 2014; Herraiz-Borreguero et al., 2015). En été, le rayon de déformation barocline est compris entre 5 et 16 km environ³.

L’OMP donne également des informations sur les 3 autres masses d’eau mères. Les intrusions de MCDW semblent toujours accompagnées d’une eau relativement froide et peu salée, et surtout peu stratifiée sur-jacente, la WW (Figures 6.2c, 6.3c et 6.4c), voir également Lacarra et al. (2011). Nous émettons donc l’hypothèse que cette eau provient du courant antarctique de talus (Chapitre 1, section II.7). On remarque également que l’Eau Antarctique de Surface (AntArctic Surface Water, AASW) est plus présente en profondeur sur les hauts fonds du banc Adélie, peut-être du fait d’un mélange diapycnal plus important sur ce banc (Figures 6.2d, 6.3d et 6.4d).

3. Le rayon de déformation barocline est calculé de la manière suivante : $R_d = \frac{NH}{f}$, où N est la fréquence de Brunt-Väisälä, H la hauteur d’eau et f le paramètre de Coriolis

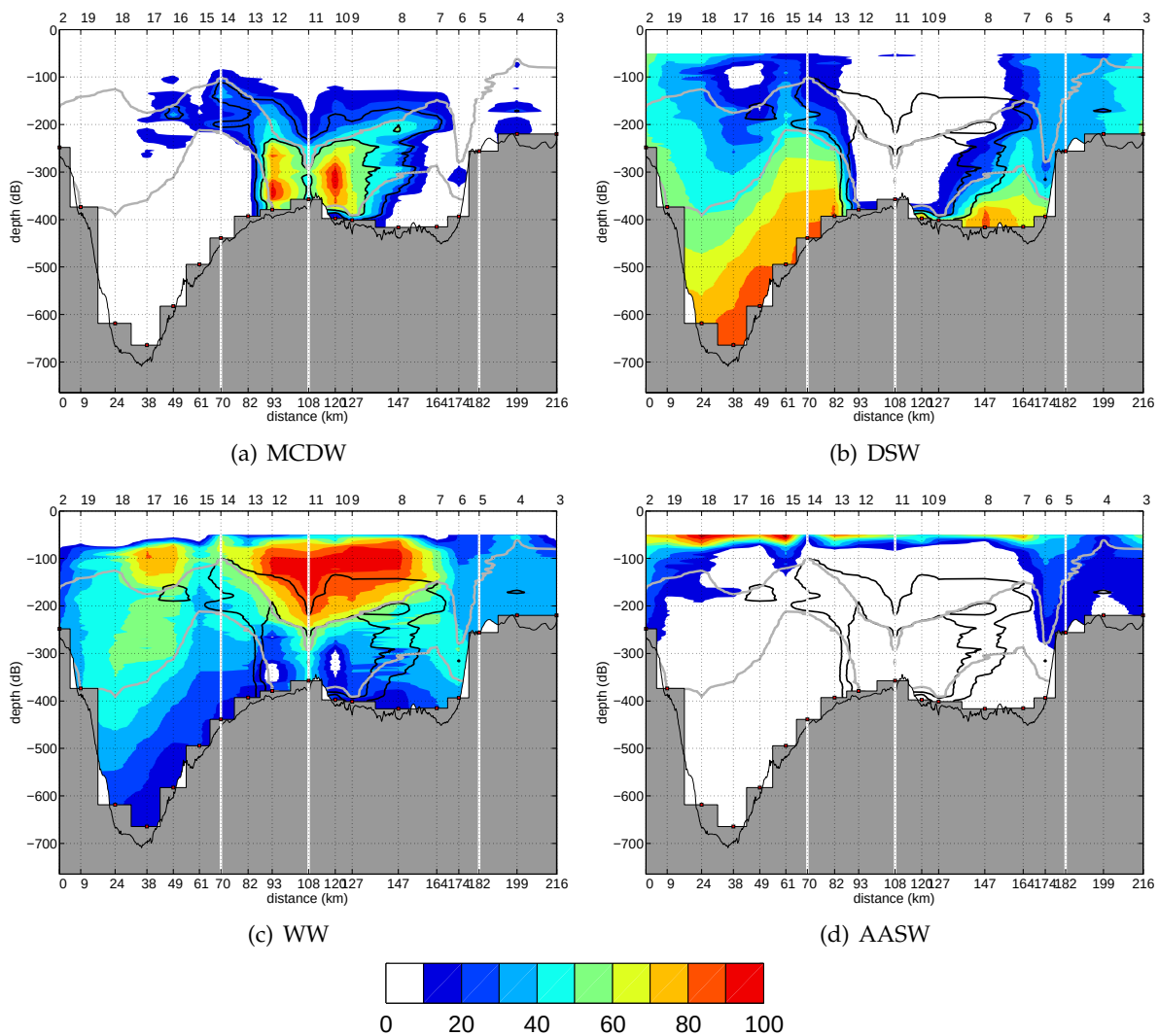


FIGURE 6.2 – Pourcentages de chacune des 4 masses d’eau mère dans la colonne d’eau pour la boîte seuil. La boîte est déroulée dans le sens anti-horaire en partant du coin sud-ouest (voir carte 6.8). Les pourcentages apparaissent sous forme de contours définis tous les 10%, entre 10 et 100%. Les isolignes des pourcentages 25% et 50% sont représentées par des contours noirs. Les surface isopycnales délimitant les couches du modèle inverse sont représentées par des contours gris. La bathymétrie à la résolution des données hydrographiques est représentée en gris, tandis que celle issue de Beaman et al. (2011) apparaît en trait continu noir. Le numéro des stations apparaît sur l’axe supérieur des abscisses.

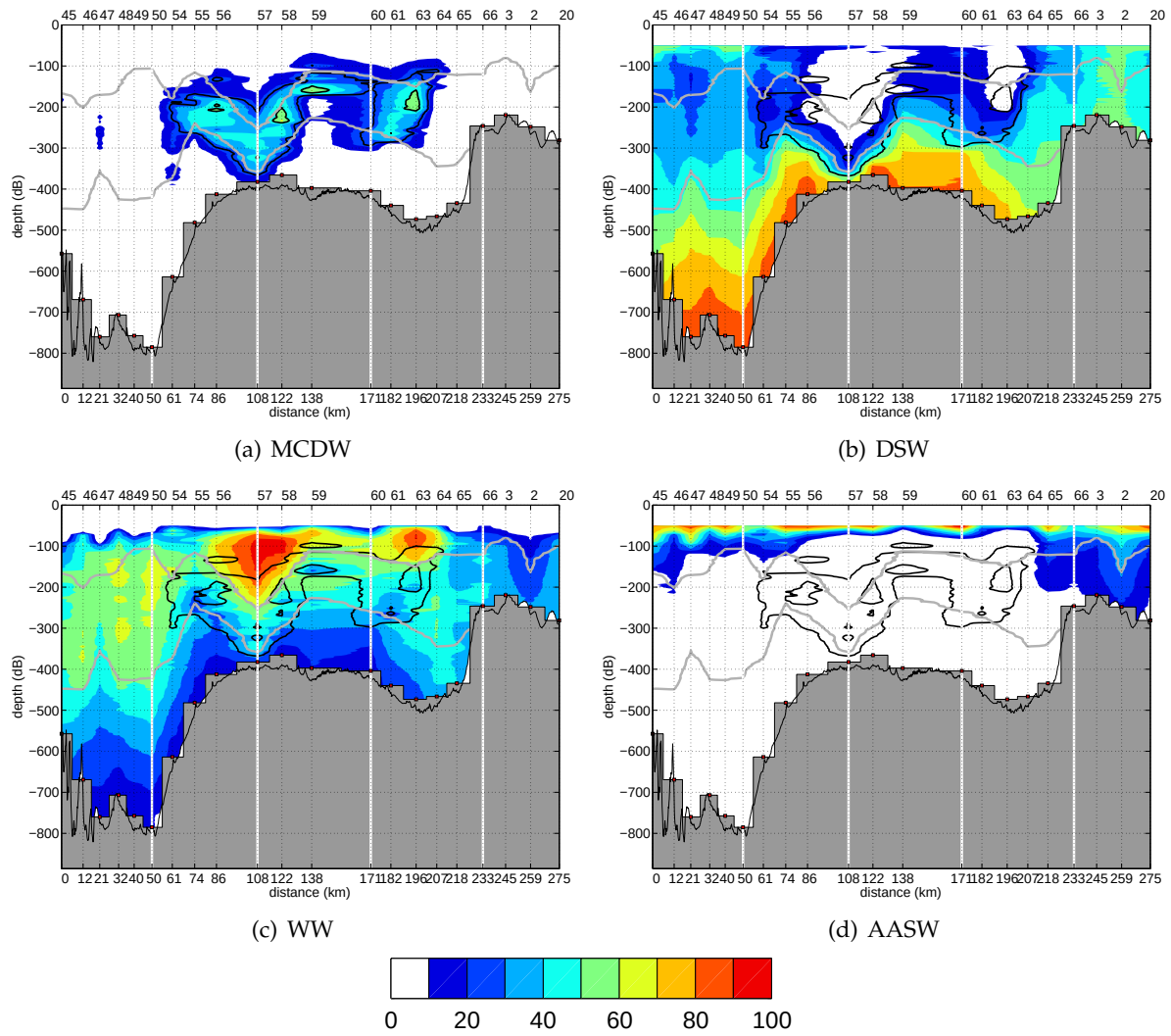


FIGURE 6.3 – Même chose que la figure 6.2 mais pour la boîte dépression.

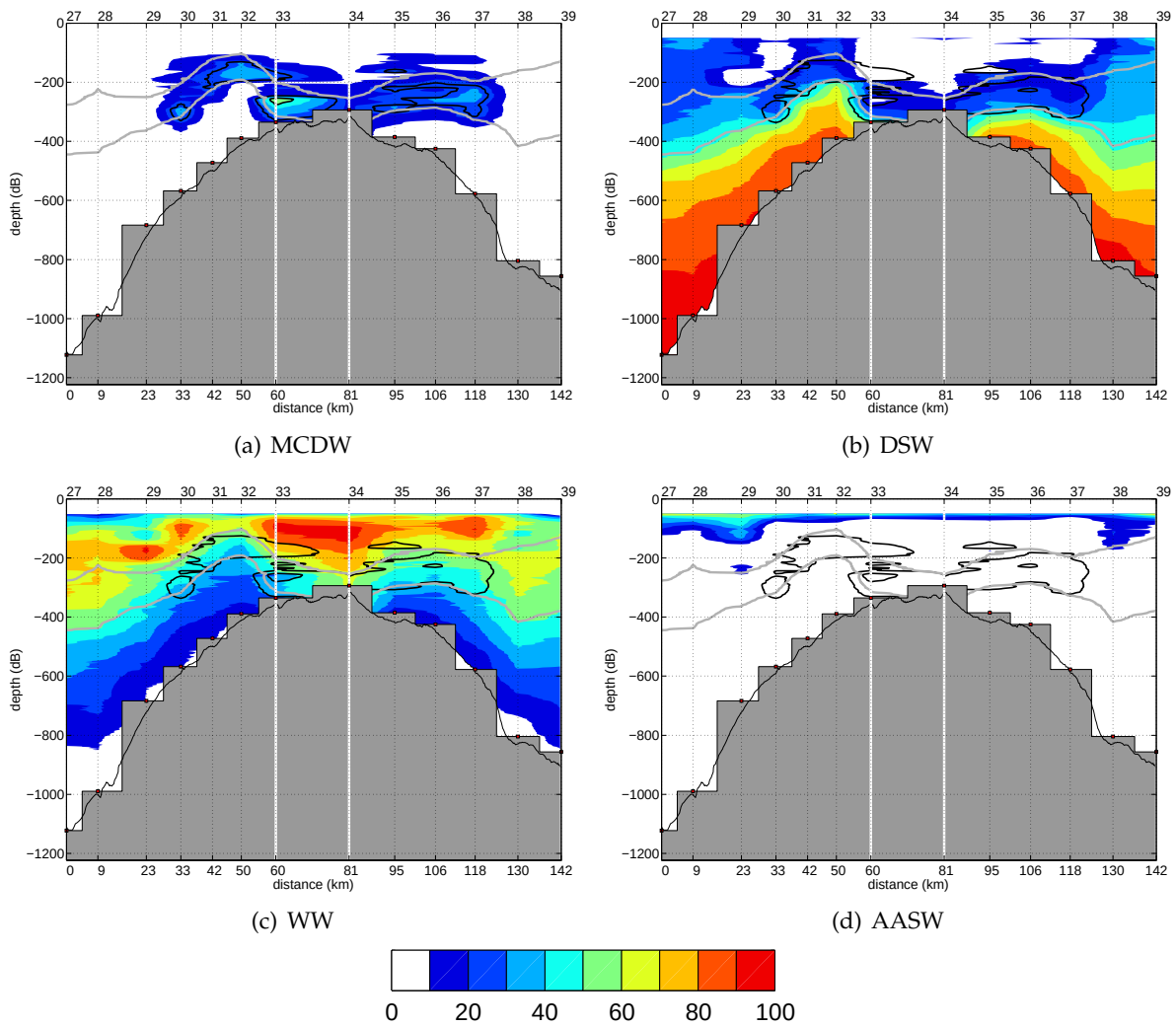


FIGURE 6.4 – Même chose que la figure 6.2 mais pour la boîte Mertz.

II.3 Échelles de temps associées à l'eau circumpolaire dans la dépression

Les données de microcats dans la dépression au mouillage MG permettent de caractériser la variabilité saisonnière et intra-saisonnière de la MCDW dans cette dépression. Dans le chapitre 3, à partir des données de température et d'un diagramme $\theta - S$, nous avons mis en évidence une arrivée de MCDW entre fin novembre et mi-mars au mouillage MG, avec des événements importants en décembre et en janvier. Cette saisonnalité de la MCDW dans la dépression semble être en phase avec la saisonnalité du courant observé au niveau du mouillage. La MCDW en effet n'arrive pas de façon continue, mais sous forme de "pulse" (voir chapitre 8 section ??). Dans ce qui suit, cette variabilité haute fréquence ne sera pas prise en compte, en faisant l'hypothèse simplificatrice d'un transport de chaleur stationnaire à travers des sections⁴.

III Circulation des masses d'eau sur le plateau Adélie

III.1 Organisation spatiale du courant géostrophique l'été

Le courant géostrophique, estimé à partir de la relation du vent thermique ainsi que du modèle inverse, a une structure spatiale bien particulière. Sur la verticale, le courant géostrophique est associé à un cisaillement qui en général ne change pas de signe sur les deux couches les plus profondes. En accord avec notre hypothèse d'un courant relativement faible au fond, le courant est intensifié en surface ou en subsurface dans le cas où le cisaillement vertical du courant géostrophique change de signe près de la surface (Figures 6.5, 6.6 et 6.7). On observe deux branches de courant distinctes, la première branche allant du nord au sud (vitesses négatives sur les sections transversales des trois boîtes) puis du sud au nord (vitesses positives sur les sections transversales des trois boîtes) pour la deuxième. Le cœur de vitesse (dont l'ordre de grandeur est d'environ $12.0-19.5 \text{ cm s}^{-1}$) sont plus près de la surface dans la branche entrante que dans la branche sortante ou un maximum de vitesse en subsurface est observé entre 100 m et 400 m de profondeur selon la section. Seule la section la plus au sud le long du Mertz (appelée dans la suite section Mertz) présente une branche sortante intensifiée en surface.

La branche entrante du courant (associée aux vitesses négatives sur les sections) se trouve à l'est des sections de vitesses. On observe cette branche sur la section seuil nord au niveau des stations CTD 8 à 11 et sur la section sud de la boîte seuil au niveau des stations 12 et 13 (Figure 6.5), où le cisaillement vertical de la vitesse géostrophique est plus marqué. Cette branche semble associée à la MCDW (identifiée sur les section avec des contours noirs). On retrouve cette branche sur les sections définissant la boîte dépression (Figure 6.6) au nord, au niveau des stations 57 à 59 qui entre les stations 56 et 57⁵. Enfin sur la boîte Mertz, cette branche est également observée (6.7) : sur la section nord aux stations 34 à 36, et sur la section sud aux stations 32 à 33. On remarque que le cisaillement vertical du courant géostrophique est plus important sur la section sud que sur la section nord.

La branche entrante (nord-sud) précédemment décrite n'est pas bien résolue par le jeu de données : elle n'est associée qu'à une ou deux paires de stations. Cependant, elle semble récurrente

4. L'erreur liée à ces événements marqués en température ne sera donc pas prise en compte dans l'estimation de l'erreur sur la conservation de la chaleur.

5. Les sections étant presque confondues à l'est de la boîte dépression, il est normal de retrouver un courant géostrophique similaire entre 56/57 et 57/58

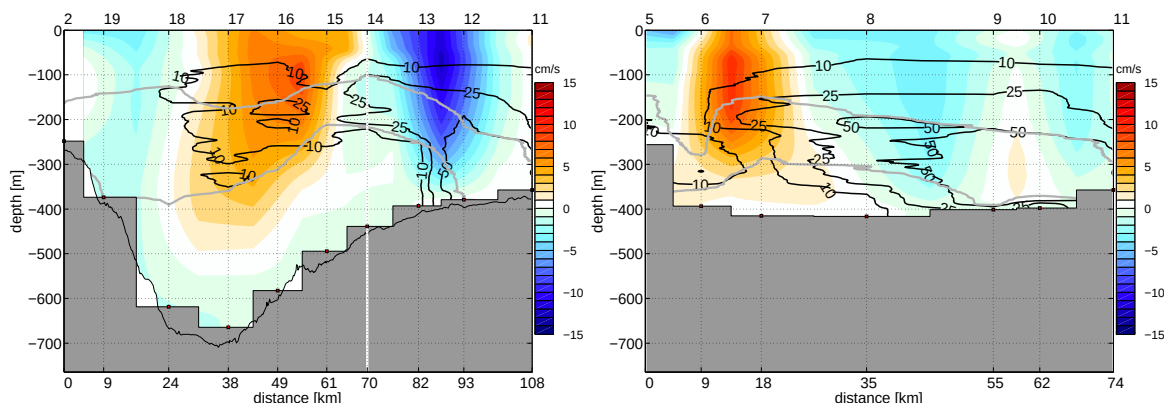


FIGURE 6.5 – Section des vitesses géostrophiques perpendiculaires aux sections sud (gauche) et nord (droite) de la boîte seuil. La section la section sud comprise entre la station 2 et la station 11 et la section nord est comprise entre la station 5 et la station 11 (voir carte 6.8). Le numéro des stations est indiqué sur l'axe des abscisses supérieur. Les deux surfaces isopycnales ($\sigma_0 = 27.725 \text{ kg/m}^3$ et $\sigma_0 = 27.8 \text{ kg/m}^3$) séparant les couches du modèle (contours gris). La MCDW est identifiée sur les sections par des contours de pourcentage de MCDW mère (contours noirs).

d'une section à l'autre. On la retrouve toujours au-dessus de l'isobathe 400 m du flanc occidental du banc du Mertz. Elle est associée à un changement de signe du gradient de densité.

La second branche de courant (branche sortante) est associée aux vitesses positives vers le nord/nord-ouest. Elle se situe sur la pente orientale de la dépression Adélie jusqu'au sud du seuil d'où elle semble relier la partie sud-est à la partie nord-ouest du seuil. Elle semble associée également à de la MCDW dans un mode plus modifiée que pour la première branche. On retrouve cette branche sur la boîte seuil, sur la section nord, au niveau des stations 6 et 7 et sur la section sud entre les stations 15 à 17. Pour la boîte dépression, on observe cette branche au nord entre les stations 64 et 60 et au sud entre les stations 50 et 55. Elle est beaucoup plus marquée sur la section sud que sur la section nord, peut-être parce qu'une partie recircule dans la dépression et n'alimente donc pas le haut du seuil, ou bien parce que cette branche est mieux guidée au sud qu'au nord. Enfin, sur la boîte Mertz, sur la section nord, on observe la branche entre les stations 38 et 36 et sur la section sud entre les stations 27 et 32. On observe également un cisaillement vertical des vitesses géostrophiques plus important au sud qu'au nord. Cette seconde branche (sud-nord) est mieux résolue que la branche entrante car elle est associée à plus de stations. Elle repose sur un gradient moyen de densité installé sur la pente orientale de la dépression et sur le seuil.

Nous venons de décrire deux branches de courant comme un flot continu reliant le seuil à la langue glacière du Mertz et vice-versa, et qui formerait ainsi une circulation moyenne à l'échelle de la dépression. À partir cette description de la structure spatiale du champ de vitesse, nous avons défini des sous-sections sur chaque boîte permettant de séparer ce qui semble être la branche entrante (branche 1) de la branche sortante/recirculante (branche 2). Cette séparation est matérialisée sur les différentes carte par des points blancs.

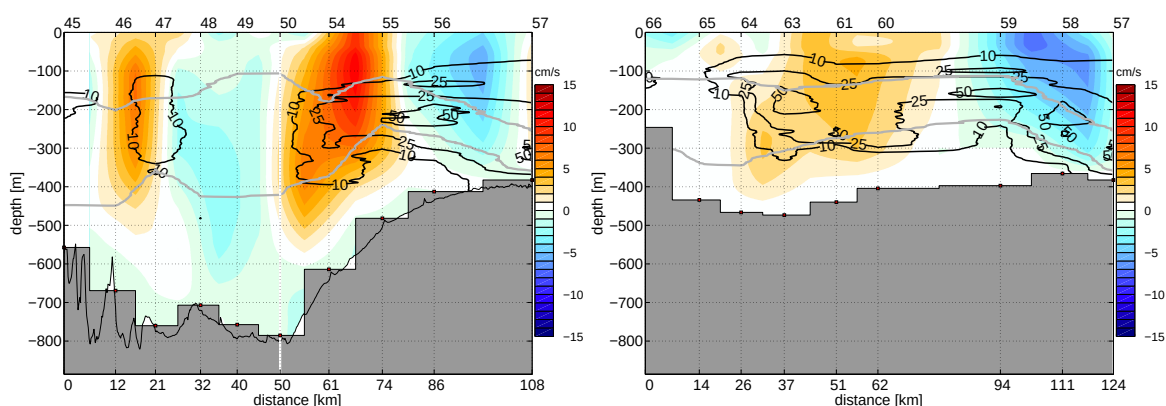


FIGURE 6.6 – Section des vitesses géostrophiques perpendiculaires aux sections sud (gauche) et nord (droite) de la boîte dépression. La section la section sud comprise entre la station 45 et la station 57 et la section nord est comprise entre la station 66 et la station 57 (voir carte 6.8). Le numéro des stations est indiqué sur l'axe des abscisses supérieur. Les deux surfaces isopycnales ($\sigma_0 = 27.725 \text{ kg/m}^3$ et $\sigma_0 = 27.8 \text{ kg/m}^3$) séparant les couches du modèle (contours gris). La MCDW est identifiée sur les sections par des contours de pourcentage de MCDW mère (contours noirs).

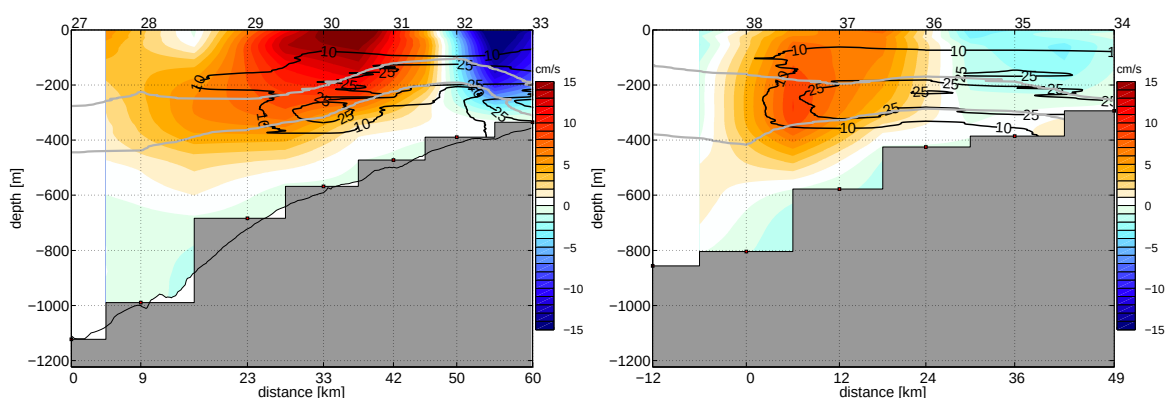


FIGURE 6.7 – Section des vitesses géostrophiques perpendiculaires aux sections sud (gauche) et nord (droite) de la boîte Mertz. La section la section sud comprise entre la station 27 et la station 33 et la section nord est comprise entre la station 39 et la station 34 (voir carte 6.8). Le numéro des stations est indiqué sur l'axe des abscisses supérieur. Les deux surfaces isopycnales ($\sigma_0 = 27.725 \text{ kg/m}^3$ et $\sigma_0 = 27.8 \text{ kg/m}^3$) séparant les couches du modèle (contours gris). La MCDW est identifiée sur les sections par des contours de pourcentage de MCDW mère (contours noirs).

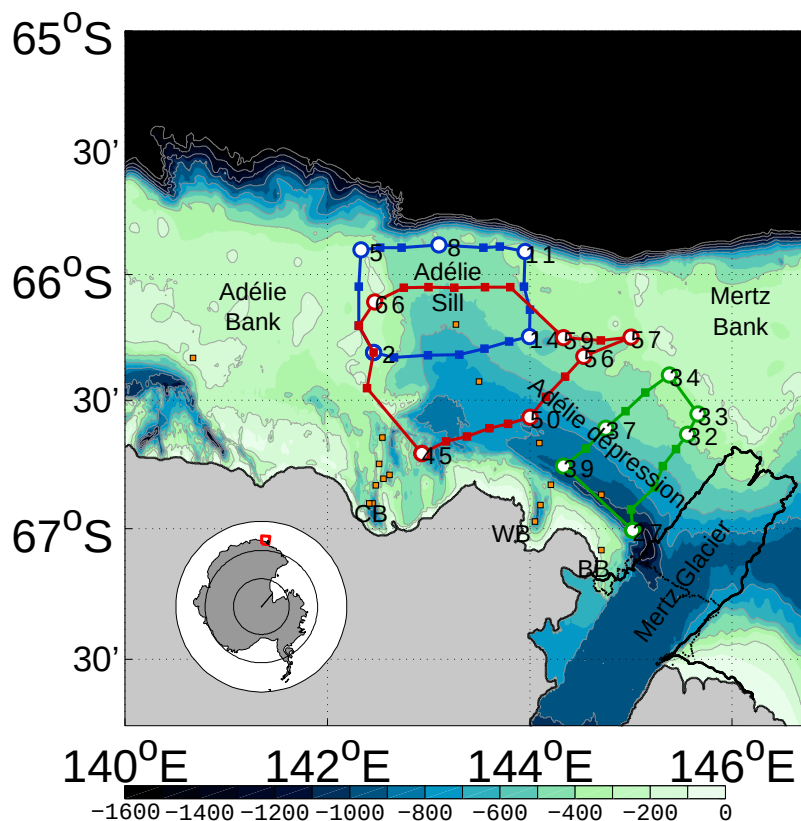


FIGURE 6.8 – Boîtes sélectionnées : la **boîte seuil** (en bleu) ; la **boîte dépression** (en rouge) ; la **boîte Mertz** (en vert). Les sous-sections utilisées sont délimité par les points blancs.

III.2 Transports

Les transports, associés au schéma de circulation décrit précédemment, sont évalués pour chacune des deux branches de courant sur les 6 sections de contrôle (Figure 6.9). Le transport total semble former une circulation cyclonique. Cependant, on observe une grande hétérogénéité du transport d'une section à l'autre, qui se traduit par un important écart-type sur la moyenne de ces transports : le transport sur la première branche est en moyenne égal à 0.3 Sv, soit environ 2 fois moins important que le transport sur la seconde branche (0.6 Sv). Environ 71% du transport total est concentré dans la couche de surface dans la première branche tandis que seulement 45% du transport total est concentré dans la couche de surface pour la seconde branche (Tableau ??). Pour la branche 2, le transport dans la couche intermédiaire est du même ordre de grandeur que le transport dans la couche de surface. Le courant semble donc se barotropiser sur la branche sortante par rapport à la branche entrante.

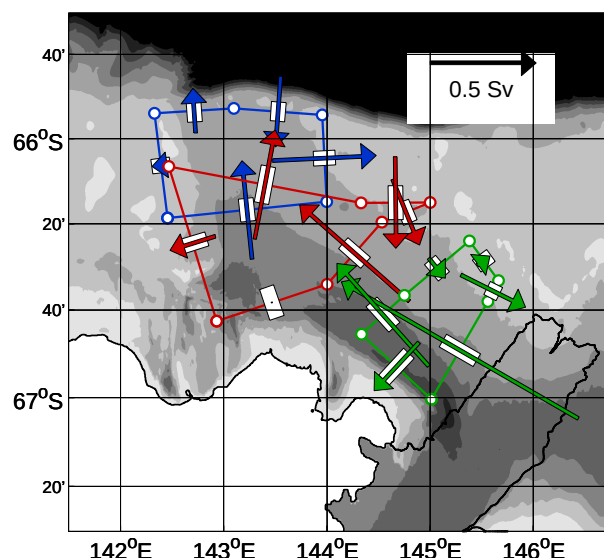


FIGURE 6.9 – Transport intégré sur toute la colonne d'eau perpendiculaires aux parois latérales de chacune des trois boîtes après inversion, pour la boîte seuil (flèches bleues), pour la boîte dépression (flèches rouges) et pour la boîte Mertz (flèches vertes) après inversion.

	couche	moyenne	écart-type
Branche 1 (entrante)	TOT	0.34	0.13
	L1	0.24	0.08
	L2	0.08	0.03
	L3	0.02	0.02
Branche 2 (sortante)	TOT	0.64	0.36
	L1	0.29	0.22
	L2	0.24	0.11
	L3	0.10	0.07

TABLE 6.1 – Transports horizontaux moyens (en Sv) sur la branche entrante et la branche sortante et l'écart-type associé à la moyenne.

III.3 Transports de masses d'eau

III.3.a Eau Circumpolaire Profonde Modifiée

Comme on a pu le voir dans la section II.2 de ce chapitre et également dans la section I.2 du chapitre 5, le cœur de la MCDW se situe dans la couche intermédiaire. Il est donc intéressant de regarder les vitesses moyennes estimées pour la couche intermédiaire. Ces vitesses sont également associées à une circulation de type cyclonique. Elles sont plus importantes pour la branche 2 ($> 5 \text{ cm s}^{-1}$) que pour la branche 1 ($< 5 \text{ cm s}^{-1}$). À partir de l'OMP, il est possible de suivre la progression de la MCDW sur le plateau. Dans un premier temps, le transport de la MCDW mère est diagnostiqué, puis nous déterminons le taux de dilution associé à ce transport. Le transport de la MCDW mère est évalué en pondérant les transports associées à chacune des

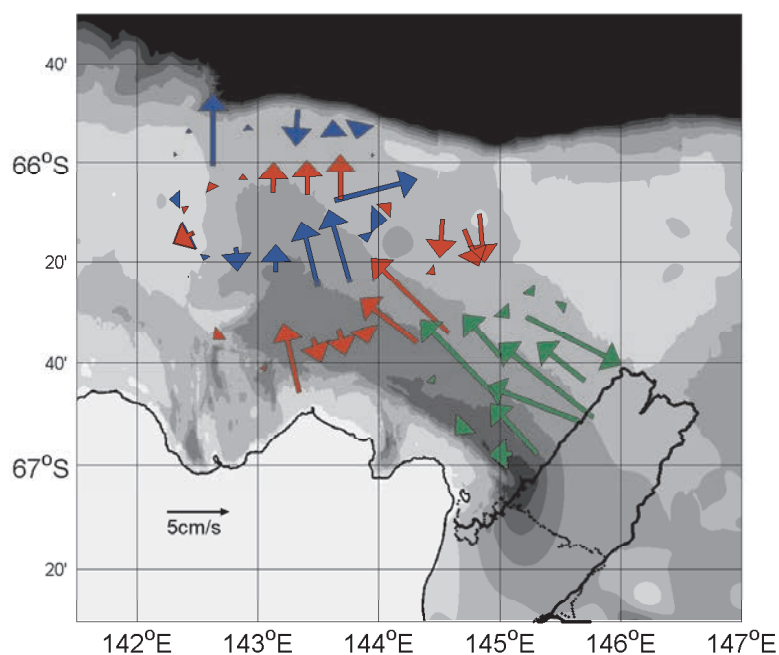


FIGURE 6.10 – Dans la couche intermédiaire : vitesses moyennes perpendiculaires aux parois latérales de chacune des trois boîtes après inversion, pour la boîte seuil (flèches bleues), pour la boîte dépression (flèches rouges) et pour la boîte Mertz (flèches vertes) après inversion.

masses d'eau présentes sur les parois des boîtes par le pourcentage de MCDW mère contenu dans la masse d'eau. La MCDW entre dans la boîte seuil au nord-est et ressort à l'est (Figure 6.12a). Elle ressort à l'est de la boîte seuil vers le banc du Mertz, et semble s'inscrire pour partie dans une recirculation cyclonique concentrée autour du coin sud-est de cette boîte. Une autre partie vient alimenter le sud-est de la dépression, flux que l'on retrouve bien dans l'est de la boîte dépression et moins bien sur la partie nord-est de la boîte Mertz. Sur la boîte Mertz, une recirculation est observée sur la section le long du Mertz (appelée section Mertz dans la suite de ce manuscrit). Cependant, la partie recirculante, ne peut pas entièrement s'expliquer par la branche de MCDW entrante au dessus de l'isobathe 400 m dans la boîte Mertz. On peut supposer qu'une source provenant des hauts-fonds du banc du Mertz vient alimenter cette branche recirculante qui apparaît relativement cohérente en termes de transport de MCDW mère depuis la langue glaciaire du Mertz vers la partie sud du seuil.

III.3.b WW et AASW

Nous appliquons la même approche pour les autres masses d'eau. L'Heau hivernal (Winter Water, WW) ainsi que l'Eau Antarctique de Surface (AntArctic Surface Water, AASW) suivent le même schéma de progression que la MCDW (Figure 6.12 c et d). Sur la boîte Mertz, tout comme la MCDW, une source doit pouvoir alimenter un transport important partant de la langue glaciaire du Mertz associé à la branche recirculante. Cette entrée d'eau depuis le front du Mertz est expliquée, pour moitié par l'apport d'AASW (mode contenant au moins 10% de cette masses d'eau). À la différence de la MCDW, on observe des échanges de ces deux masses d'eau avec la partie ouest et sud-ouest de la dépression, échanges matérialisés par un transport à travers la paroi sud-ouest de la boîte Mertz et la paroi ouest de la boîte dépression.

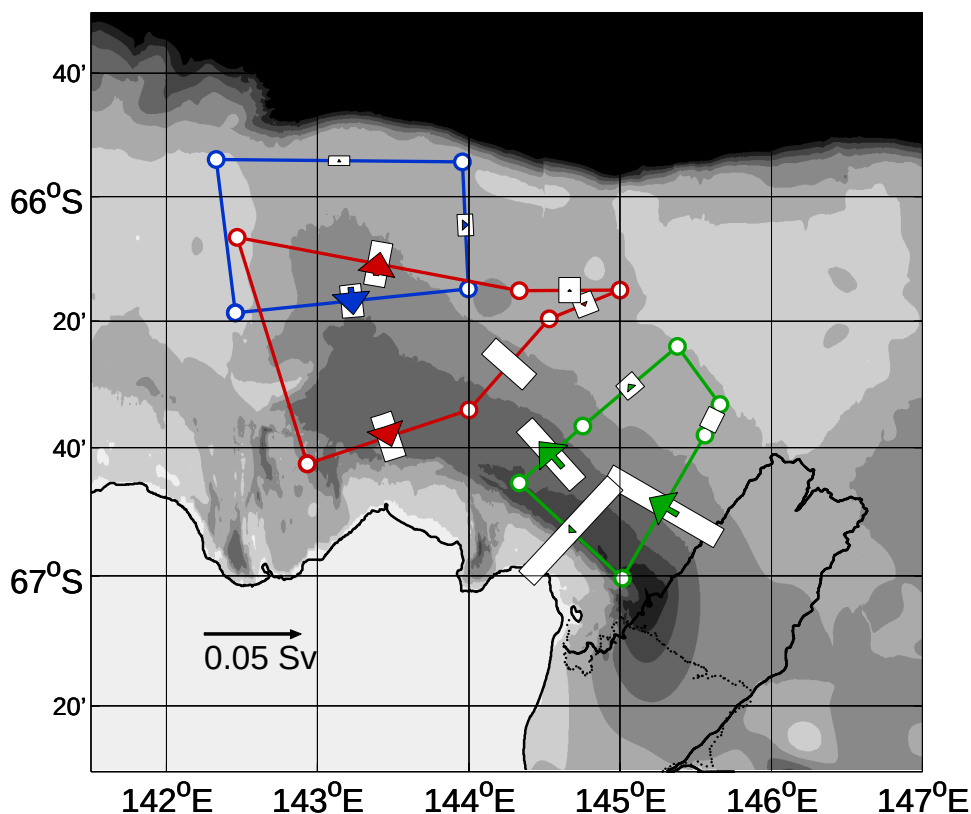


FIGURE 6.11 – Transport de la DSW ($\sigma_0 > 27.88 \text{ kg/m}^3$), pour la boîte seuil (flèches bleues), la boîte dépression (flèches rouges) et la boîte Mertz (flèches vertes) après inversion. L'erreur liée à l'estimation de la vitesse de référence est représentée par une barre blanche, avec la longueur de la barre égale à un écart-type.

III.3.c Eau dense de plateau

L'Eau Dense de Plateau (Dense Shelf Water, DSW) est observée de façon récurrente au seuil durant l'été (Lacarra et al., 2011), ce qui pourrait suggérer un export d'eau dense pendant cette saison. Nous avons donc cherché à estimer le transport d'eau dense dans la dépression à partir du modèle inverse. La figure 6.11 présente l'estimation du transport associé de l'eau de densité $\sigma_0 > 27.88 \text{ kg m}^{-3}$. Sur les toutes les sections composant les trois boîtes, l'erreur sur le transport associée à l'incertitude sur l'estimation de la vitesse au niveau de référence, est beaucoup plus grande que le transport d'eau dense. Le fait que le transport d'eau dense ne soit pas significatif, signifie qu'il n'y a pas assez d'information disponible pour traiter ce transport et son export l'été.

Le transport de la DSW mère, est également estimé (Figure 6.12 b). Il relie la langue du Mertz au seuil. Tout laisse penser qu'une partie de ce transport est alimenté par des eaux provenant de sous la langue glaciaire du Mertz, la concentration en eau de fonte de glacier dans ces eaux étant très importante (Lacarra et al., 2011) et le transport de la couche profonde le long de la langue glaciaire étant divergent. Contrairement à l'hiver où l'ISW reste collée à la côte [Bindoff 2001, Williams 2003], l'été elle envahit tout le fond de la dépression le long du Mertz. La présence de cette eau (non montré), provenant de l'interaction avec la langue glaciaire, confirme l'importance de prendre en compte la cavité sous-glaciaire, pour comprendre la circulation dans la dépression Adélie (Cougnon et al., 2013).

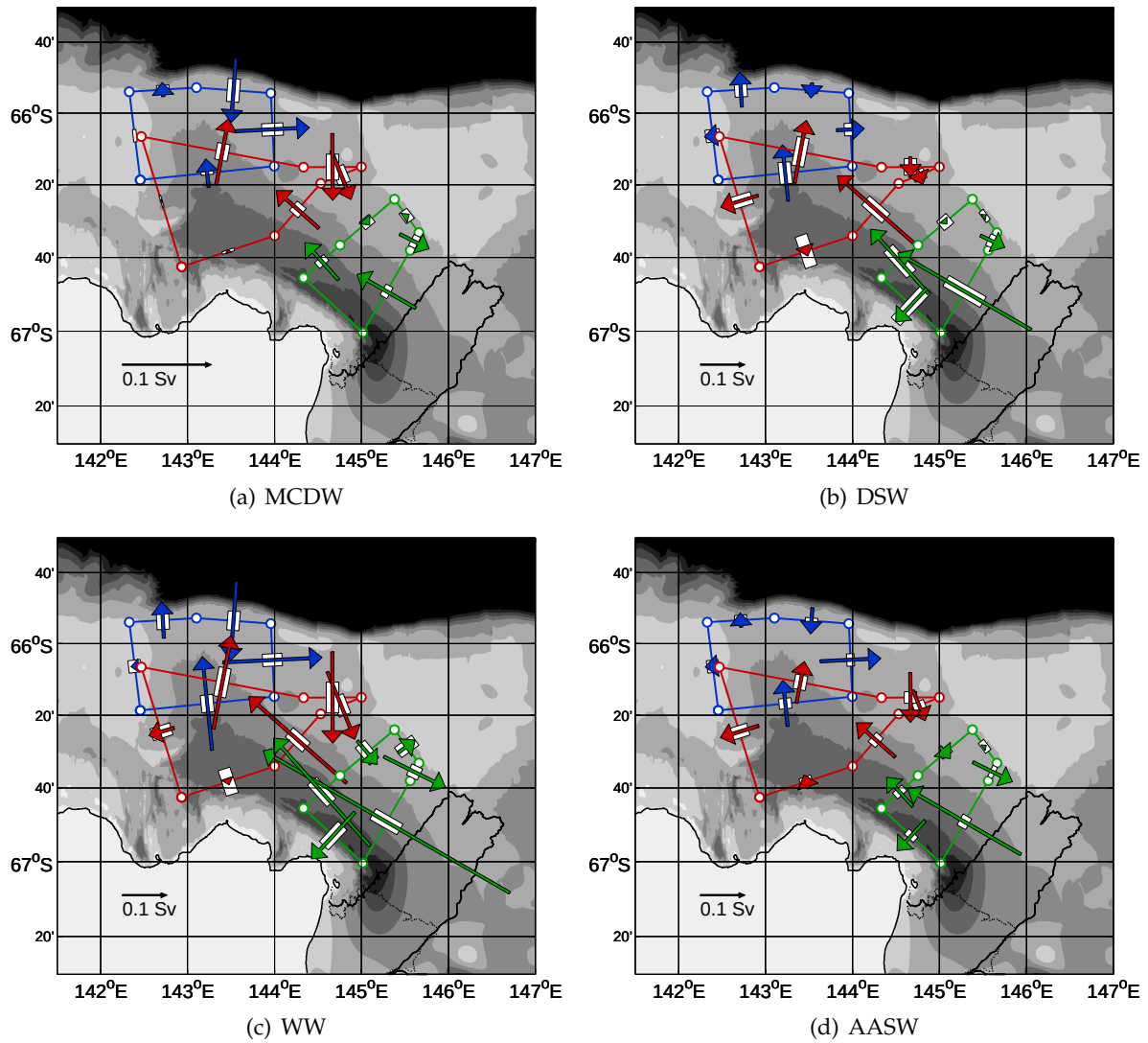


FIGURE 6.12 – Transport des masses d'eau mères sur le plateau

IV Principaux facteurs impactant la circulation d'été

IV.1 Impact de la distribution de l'eau dense hivernale sur la circulation

En début de chapitre (section II.2), on met en évidence une eau dense qui remonte sur le flanc est de la dépression, formant un dôme plus ou moins bien défini. On observe également une remontée des isopycnes sur le haut de la colonne d'eau en approchant de la côte. Cette remontée des isopycnes observée l'été à la côte semble être située proche du cœur convectif hivernal⁶ observé sur la section hydrologique en salinité du NBP00-08 de l'hiver 1999 présentée dans la section I.3 du chapitre 3. Dans ce qui suit, l'impact de la distribution particulière du champ de densité sur la circulation est discuté.

IV.1.a Une circulation organisée autour d'un dôme d'eau dense

Kusahara et al. (2011a) décrivent à partir d'une simulation numérique une circulation intensifiée en surface et cyclonique, piégée dans la dépression autour d'un dôme d'eau dense et en équilibre géostrophique avec ce dôme. Cette circulation n'est pas forcée par le vent estival, mais émerge comme une relaxation de la circulation thermohaline hivernale. Ce modèle montre que les intrusions d'AASW et de MCDW depuis le talus progressent sur le plateau dans le sens horaire autour des bords (pentes) de la dépression. Ce type de saisonnalité de la circulation induite par la distribution spatiale du champ de densité est également modélisé en mer de Ross par Assmann et al. (2003). On a constaté dans le paragraphe II.2 que la MCDW semble s'appuyer sur le dôme d'eau dense et la circulation dans la partie est de la dépression s'organise autour de ce dôme. On retrouve donc le même type de circulation que ce qui est simulé dans Kusahara et al. (2011a). Cependant, les observations ALBION montrent que le dôme d'eau dense a une distribution bien différente de celle présentée par la simulation numérique. Alors que l'eau dense simulé par Kusahara et al. (2011a) est centré sur la dépression et les observations mettent en évidence un dôme appuyé sur la pente associée au banc du Mertz. Dans le chapitre 3 nous avons proposé un scénario dans lequel, une partie de l'eau dense formée dans la baie de Commonwealth déborderait dans la dépression et viendrait alors tapisser la pente sud-est de la dépression. Cette eau dense pourrait contribuer à la construction de ce dôme.

IV.1.b Impact de la couche de mélange résiduelle hivernale

L'étude numérique de Kusahara et al. (2011a) prédit un fort apport d'eau douce à la côte lié dans le modèle à une importante fonte de glace de mer. Un fort courant côtier d'est se forme le long de la côte. Il suit la côte en surface alors qu'en profondeur, il s'en éloigne en direction du nord au large de la baie de Commonwealth, sans doute guidé par la topographie de fond. Le courant côtier semble être un courant purement généré par la distribution du champ de densité et non par le vent.

Une partie de la différence entre le schéma de circulation estivale proposé dans ce chapitre et celui de Kusahara et al. (2011a) est certainement liée à la différence de distribution du champ de densité le long de la côte entre les observations et le modèle, durant l'été. Si l'on compare par exemple la couche de surface, on observe le long de la côte antarctique et le long du banc Adélie, une eau de surface relativement salée (Chapitre 7) par rapport aux eaux de surface à l'entrée du seuil Adélie, contraste à l'origine d'un front de densité en surface. La présence d'un important gradient de salinité de surface à la côte a déjà été notée par Vaillancourt et al. (2003) à

6. Là où l'HSSW est observée jusqu'en surface.

partir des données de la campagne estivale NBP00-08 (décembre 2000 - janvier 2001). Le modèle de Kusahara et al. (2011a), quant à lui, produit des eaux de surface moins denses à la côte, structure que l'on ne retrouve pas dans les observations. Cette dernière liée à l'apport d'eau douce liée à la fonte de glace de mer peut paraître suspecte en raison du faible englacement dans la polynie du Mertz, il y a peu de fonte de glace de mer à la fin de l'hiver, l'eau douce étant plutôt advectée du large. L'eau douce accumulée le long de la côte dans l'étude de Kusahara et al. (2011a) semble jouer un rôle dynamique important pour la circulation côtière de surface du modèle étant associée à un cisaillement barocline vers le nord-ouest parallèle à la côte.

Mayet et al. (2013) quant à eux simulent, à partir d'un modèle barotrope aux éléments finis forcé par le vent issu de la réanalyse ERA-Interim, un courant côtier sur les hauts fonds s'écoulant au-dessus de l'isobathe 400 m et caractérisé par des vitesses de l'ordre de 10 cm s^{-1} . Le rotationnel⁷ de la tension du vent évalué à partir de la réanalyse ERA-Interim montre un downwelling à la côte (6.13) en accord avec l'idée d'un courant côtier vers l'ouest associé à une élévation de la surface libre à la côte. Le courant côtier, dans Mayet et al. (2013), est donc induit par le vent.

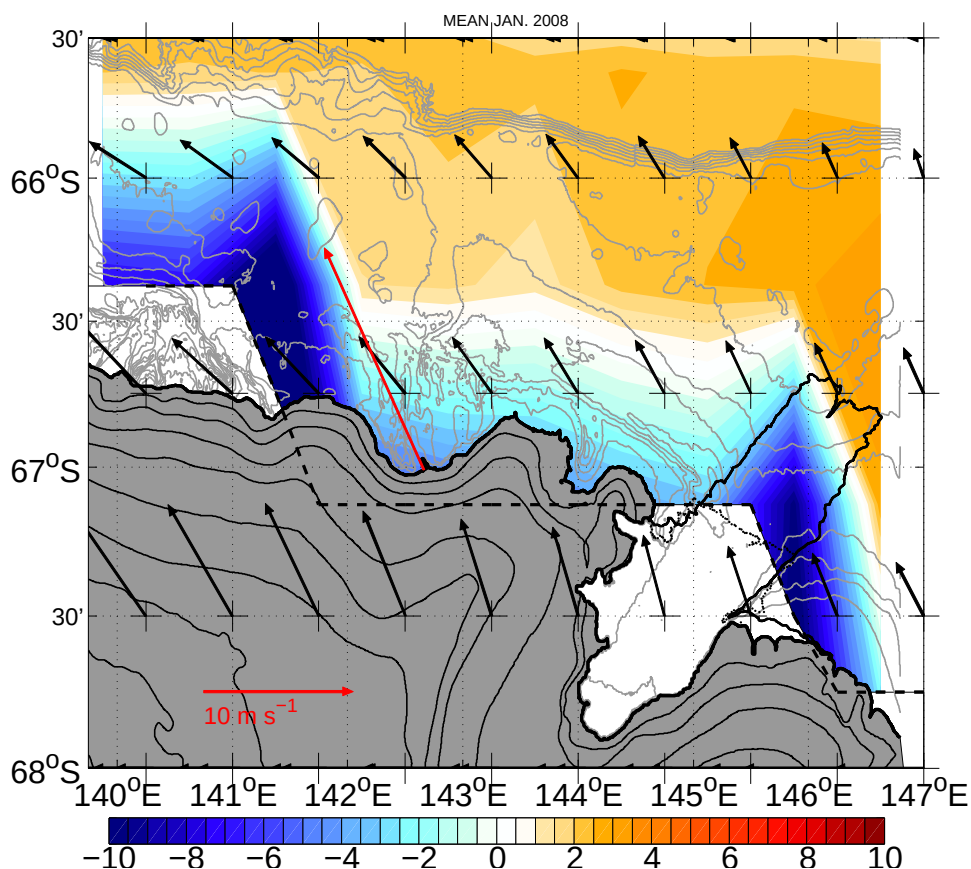


FIGURE 6.13 – Comparaison du vent de surface moyen de janvier 2008 : vent ERA-Interim (flèches noires), vent moyen mesuré à la station météorologique automatique de Cape Denison (flèche rouge), pompage d'Ekman (10^{-6} m s^{-1}) calculé à partir des données de tension de vent ERA-Interim sur la grille ERA-Interim (couleur en fond). Les isobathes sont définies tous les 200 m et sont représentées sur un fond gris sur le continent

Dans les données ALBION ainsi que les données CEAMARC, nous observons une remontée des isopycnes à la côte (voir section le long du Mertz, figure 6.14). Cette remontée entraîne

7. Calculé sur la grille ERA-Interim.

une anomalie de densité positive le long de la côte, en désaccord avec Kusahara et al. (2011a) qui obtenait une anomalie négative de densité à la côte. Il est donc difficile d'imaginer un courant côtier intensifié en surface tel que celui décrit par Kusahara et al. (2011a). La composante barotrope associée au vent le long de la côte peut éventuellement se combiner au cisaillement barocline vers le sud-est pour produire un courant vers le nord-ouest parallèle à la côte et intensifié au fond.

Dans les observations de l'été 2007-2008, la remontée des isopycnes proches de la côte induit un étirement de la couche intermédiaire. La vorticité potentielle d'Ertel (PV) est estimée à partir des données ALBION 2008 pour la couche intermédiaire qui contient le cœur de MCDW (Figure 6.14) (Darelius et al., 2014; Thompson et al., 2014). En l'absence d'une connaissance du champ de vitesse dans cette région, nous ne prenons en compte que la partie liée à l'étirement de la colonne d'eau dans l'estimation de la PV ($q \simeq -\frac{fN^2}{g}$, Thompson et al. (2014)). Deux zones ressortent : une zone où la MCDW est présente et la vorticité potentielle élevée en valeur absolue ; et une zone, où il n'y a pas de MCDW et où la PV est faible en valeur absolue. On observe un gradient de PV similaire le long du Mertz pendant la campagne CEAMARC (environ 3 semaines avant la campagne ALBION 2008). On remarque également que les zones associées à une faible PV en valeur absolue sont les zones où la salinité en surface est plus élevée. Cette zone côtière ayant été le théâtre de convection profonde l'hiver précédent, on peut imaginer que cette faible stratification est le résidu de la déstratification hivernale. Le patch convectif résiduel en été semble donc représenter une barrière de vorticité potentielle empêchant l'eau circumpolaire, ainsi que les eaux de surfaces, de pénétrer dans la partie sud-ouest de la dépression. Ce phénomène est mal représenté dans le modèle de Kusahara et al. (2011a) et ne peut pas être représenté dans le modèle barotrope de Mayet.

IV.2 La langue glaciaire, une barrière dynamique

La langue glaciaire du Mertz a un tirant d'eau compris entre 300 et 400 m (voir section le long du Mertz, figure 6.14) (Legrésy et al., 2004; Lescarmontier, 2012). Comparée à la profondeur de la colonne d'eau comprise entre 400 m à 1300 m, la langue glaciaire représente une variation non négligeable de l'épaisseur de la colonne d'eau, qui se traduit par une forte discontinuité de la vorticité potentielle barotrope planétaire (Figure 6.15), comme cela a pu être observé par Darelius et al. (2014) pour la plateforme glaciaire de Filchner. Comme on peut le voir sur la figure 6.15, les contours de $\frac{f}{H} = cst$ sont bloqués au niveau de la langue glaciaire du Mertz. Cette dernière forme une barrière de vorticité potentielle barotrope imposant ainsi aux masses d'eau transportées par la circulation moyenne vers le Mertz de recirculer vers la baie de Buchanan. La MCDW circulant vers la langue glaciaire du Mertz (située au dessus du tirant d'eau du glacier), va devoir recirculer dans la dépression Adélie faute de pouvoir rejoindre la dépression du Mertz au sud-est de la langue glaciaire. Son temps de résidence dans la dépression est donc considérablement augmenté, permettant ainsi d'intensifier les échanges de chaleur par mélange entre la MCDW et les autres masses d'eau présentes dans la dépression.

Une conséquence importante du vèlage du glacier du Mertz a été la suppression de cette barrière physique. L'eau se dirigeant vers la langue glaciaire, au lieu de recirculer le long de celle-ci, peut désormais suivre les contours de bathymétrie autour du banc du Mertz et quitter ainsi la dépression Adélie pour pénétrer dans la dépression du Mertz. Les réserves de chaleur ainsi potentiellement accumulées dans la dépression Adélie pourraient diminuer et ainsi affecter l'activité de la polynie hivernale. Une deuxième conséquence du vèlage est la diminution de la densité des eaux présentes dans la dépression ainsi qu'un changement de la stratification

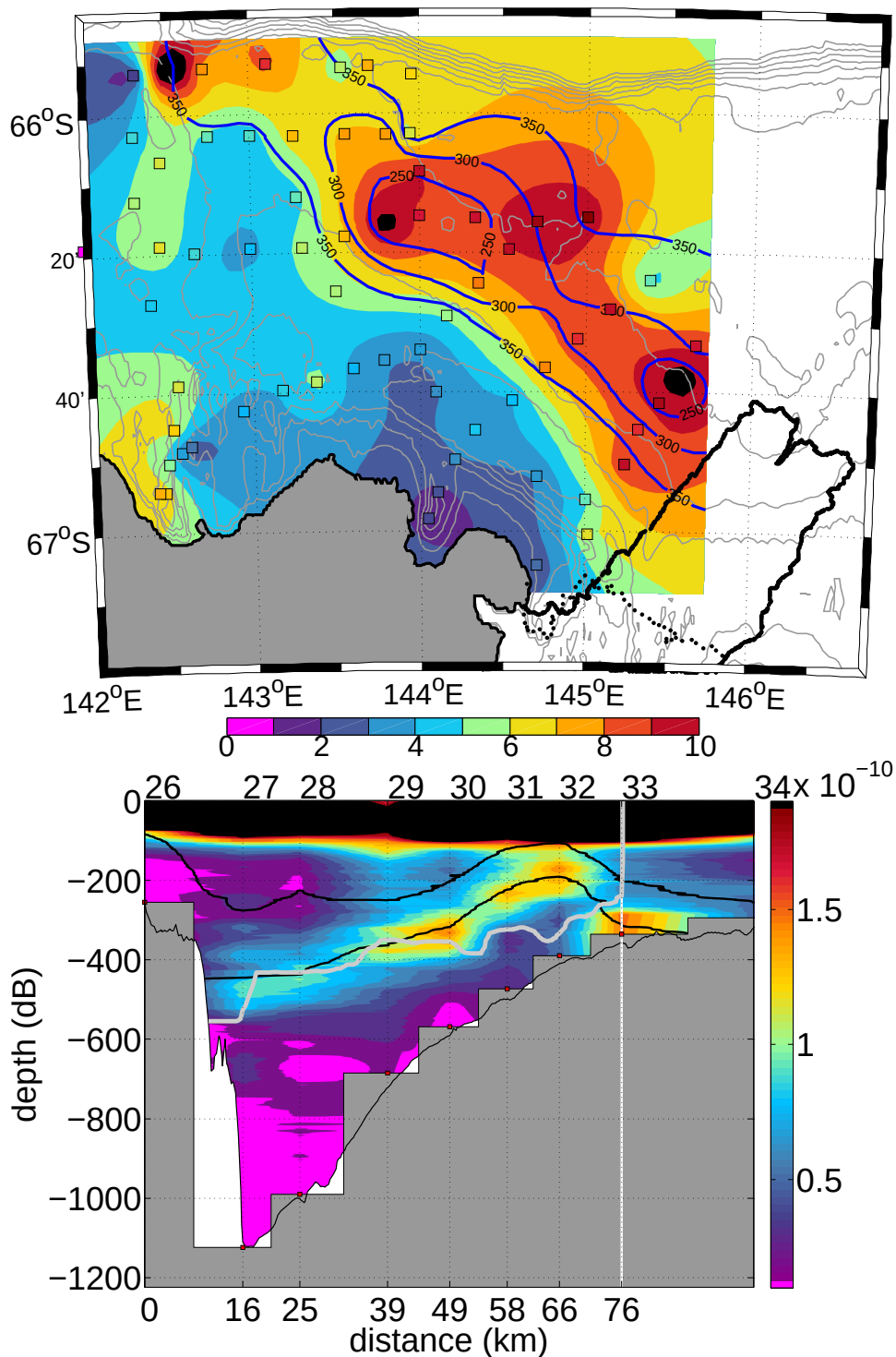


FIGURE 6.14 – (en haut) Déformation du vortex planétaire ($-fN^2g^{-1}$, en $10^{-11} \cdot (ms)^{-1}$) moyenné sur la couche intermédiaire pendant la campagne ALBION 2008, interpolation de la profondeur de l'isopycne $\sigma_0 = 27.80$ (contours bleus) et les isobathes sont définies tous les 200m. (en bas) Section le long du Mertz représentant également la déformation du vortex planétaire ($(ms)^{-1}$) moyenné avec une fenêtre glissante de 100 m, profondeur de la langue du Mertz (contour gris), isopycnes du modèle inverse (contours noirs).

(Lacarra et al., 2014), deux facteurs qui eux vont affecter la pénétration de la MCDW dans la dépression.

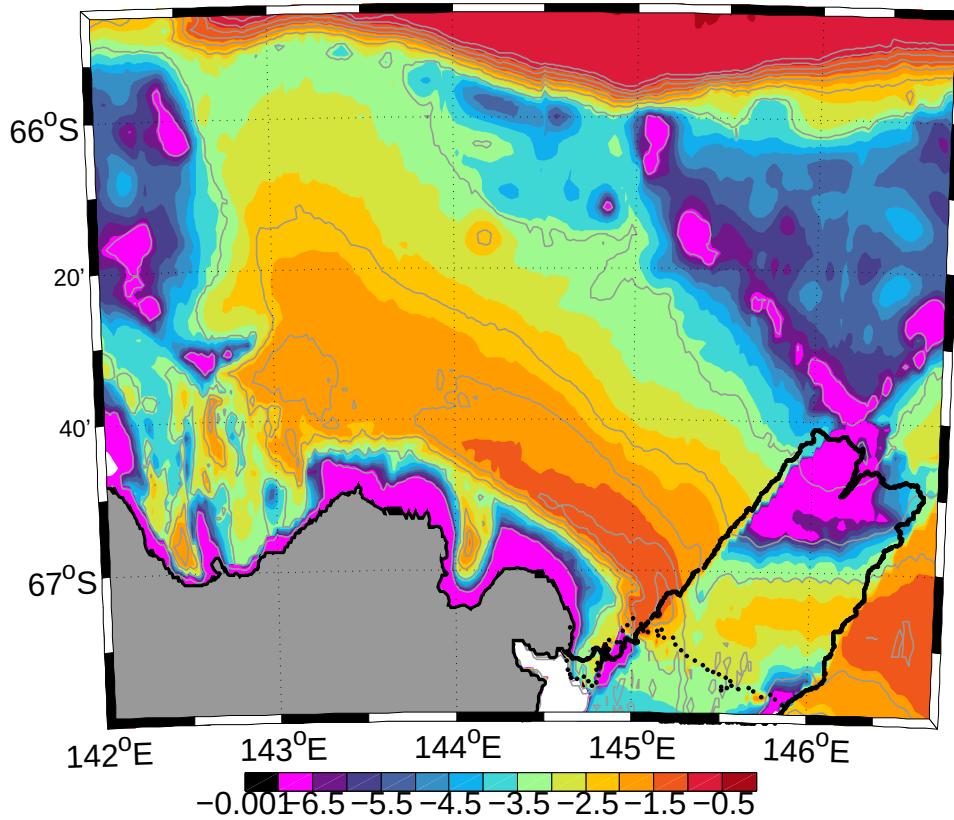


FIGURE 6.15 – Contours de fH^{-1} (en $10^{-7} \cdot (ms)^{-1}$, où H est l'épaisseur de la colonne d'eau et f le paramètre de Coriolis (Vorticité potentielle planétaire barotrope)

V Transformation de la MCDW sur le plateau

V.1 Modification de la MCDW le long de son chemin présumé sur le plateau

L'eau qui rentre sur le seuil est constituée d'un mode chaud et peu dilué de MCDW (avec un taux de dilution de 24% moyenne, figure 6.18), de WW et d'eau de surface chaude et peu salée (Figure ??). L'eau ressortant contient principalement de l'Eau Dense de Plateau, de l'Eau Circumpolaire Profonde très modifiée ainsi que des eaux de surface relativement plus salées que les eaux de surface entrant sur le plateau. Dans ces conditions, quelles sont les modifications de la MCDW sur le plateau l'été et existe-t-il des zones privilégiées de modification de cette masse d'eau importée du large ?

Afin d'observer dans l'espace $\theta - S$ les modifications de la MCDW le long de son trajet sur le plateau, nous regardons le transport de la MCDW dans l'espace $\theta - S$ de la même manière que pour (Figure ??). La branche reliant le seuil au Mertz est associée à un transport positif et la branche allant du Mertz vers le seuil à un transport négatif. On se place sur la pente de la dépression sur la partie est de la section sud de la boîte dépression (Figure 6.17). Le cœur de la MCDW associée à la branche de courant entrante reliant le seuil à la langue glaciaire du Mertz est plus chaud et moins salé en moyenne que celui associé à la branche recirculante reliant le Mertz au seuil. Comme pour le cœur, la base inférieure de la MCDW est moins salée sur la

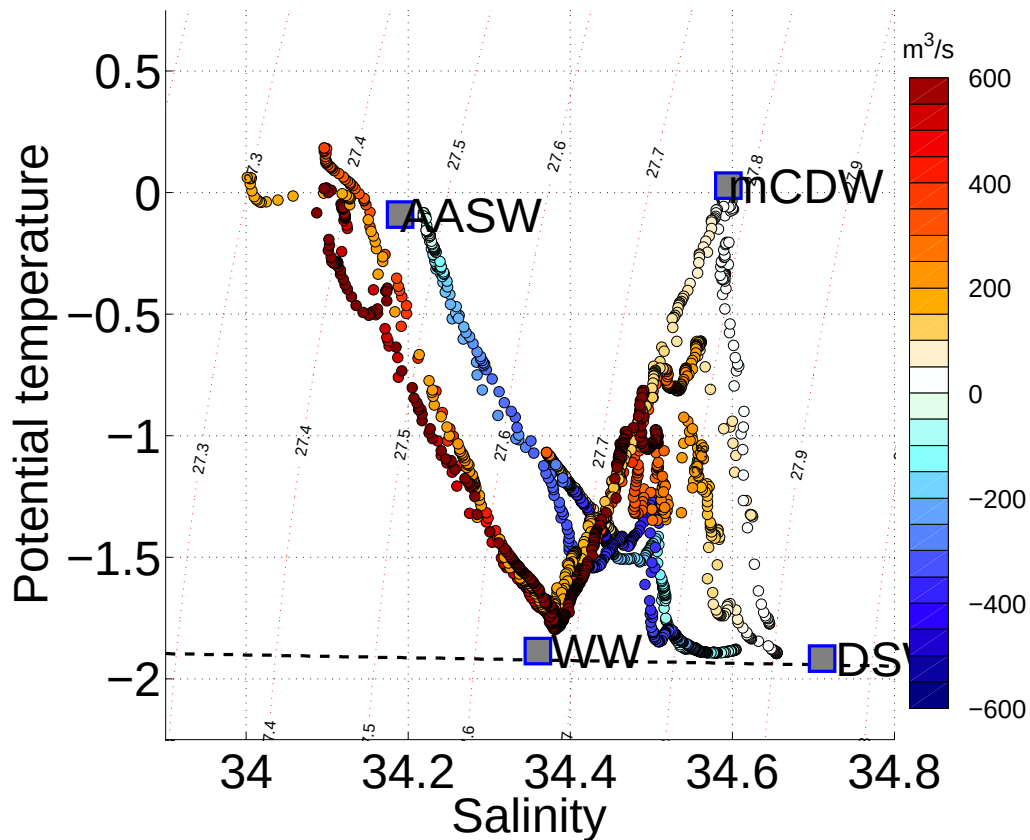


FIGURE 6.16 – Transport à travers le seuil Adélie en m^3/s dans l'espace $\theta - S$. Les transports positifs correspondent aux entrées sur le plateau, les transports négatifs correspondent aux sorties.

branche entrante que sur la branche recirculante. Les variations de température et de salinité de la MCDW sont peut-être dues à du mélange diapycnal entre la MCDW et le dôme d'eau dense.

À partir de la connaissance du transport sur le plateau ainsi que de la proportion de MCDW mère sur le plateau, il est possible de déterminer l'évolution méridienne de la dilution de la MCDW mère transportée entre le nord du seuil et le glacier du Mertz au sud-est de la dépression. Comme pour les transports, nous définissons des sous-sections associées au flot entrant et recirculant. Pour chacune de ces sous-sections, est estimé le pourcentage moyen de dilution associé à chacune des deux branches (Figure 6.18). Le pourcentage de dilution de la MCDW mère associée au flux transporté par la branche entrante diminue avec la latitude, c'est-à-dire en se rapprochant de la langue glaciaire. Pour la branche recirculante, le pourcentage, quant à lui, semble relativement faible. Il ne suit pas de tendance claire en fonction de la latitude mais augmente épisodiquement, comme par exemple sur la section nord de la boîte dépression, indiquant certainement une recirculation locale du flux entrant.

Afin de mieux visualiser ces transformations et recirculation, deux modes de MCDW ont été arbitrairement définis, l'un représentant les eaux peu modifiées ($p_{MCDW} > 40\%$) et le se-

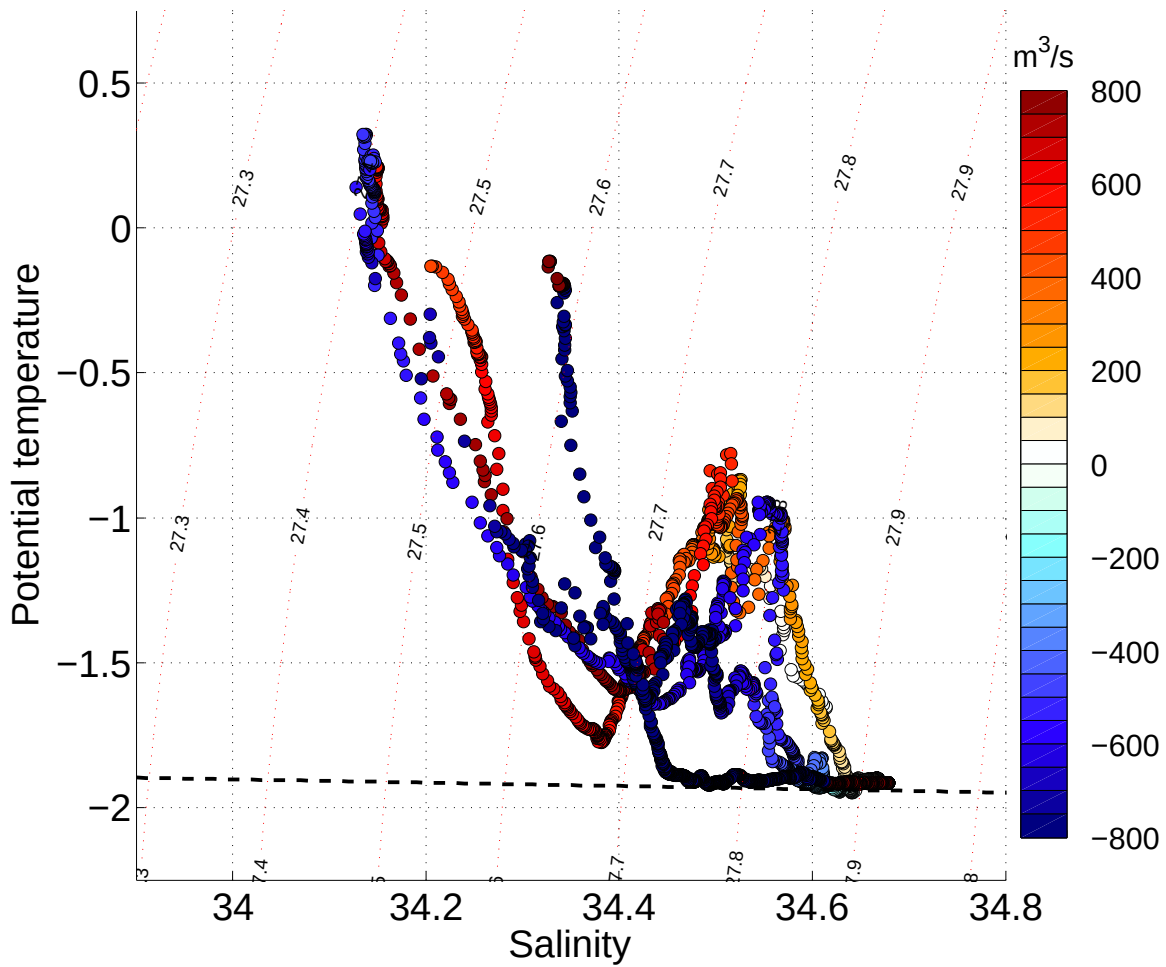


FIGURE 6.17 – Transport à travers la section sud-est de la boîte dépression en m^3/s dans l'espace température potentielle et salinité. Les transports positifs sont associés aux vitesses vers le Mertz tandis que les transports négatifs sont associés aux vitesses vers le seuil.

cond représentant les eaux très modifiées ($p_{MCDW} = [10\% \ 40\%]$) (Figure 6.19). La branche entrante transporte environ $0.03 Sv$, la seconde au moins 3 fois plus. Le mode le moins dilué semble associé globalement à une circulation cyclonique entre la partie nord du seuil et $66^\circ S \ 20'$, concentrée sur les hauts fonds autour de l'isobathe 400 m (Figure 6.19 a). Le mode le plus dilué, quant à lui, semble être associé dans la dépression à une circulation cyclonique de plus grande échelle entre la partie nord du seuil et la langue glaciaire (Figure 6.19 b). La branche recirculante associée semble être alimentée par une source supplémentaire de mode dilué depuis le banc du Mertz. Bien qu'il semble y avoir une dilution entre le seuil et le Mertz pour la MCDW, localement dans chaque boîte nous ne parvenons pas à mettre en évidence la destruction d'un mode pure de MCDW au profit d'un mode plus modifié de cette masse d'eau.

V.2 Interaction avec la langue glaciaire du Mertz

Dans de nombreuses régions du plateau Antarctique, la MCDW interagit directement avec les glaciers au travers de la fonte basale. Une grande partie des études dédiées à la compréhension de la circulation sur le plateau antarctique ainsi que des échanges à travers le talus continental, se sont concentrées sur les régions identifiées comme particulièrement vulnérables

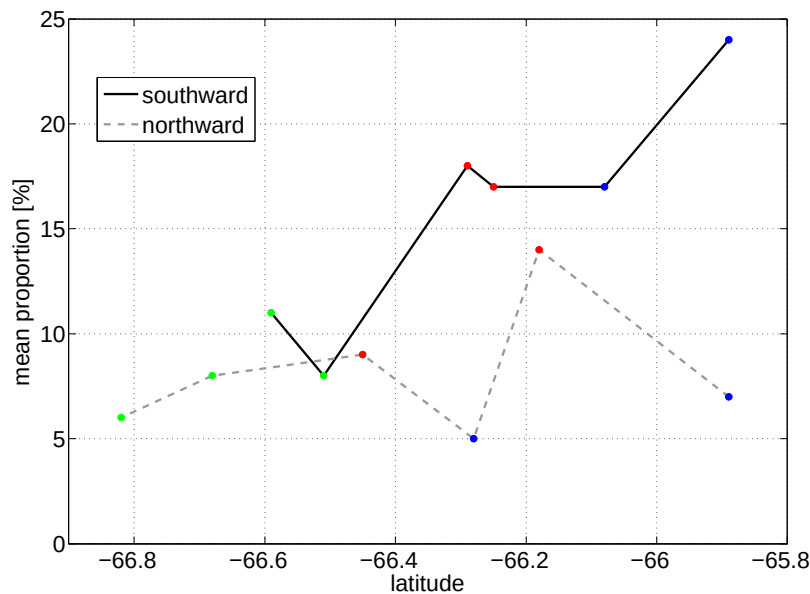


FIGURE 6.18 – Dilution de la MCDW le long de son transport méridien, branche entrante (courbe noire) et branche recirculante (courbe grise en pointillés).

au changement climatique, telles la péninsule antarctique (e.g. Moffat et al. (2009); Dinniman et al. (2011); Martinson and McKee (2012)) ou sur les sites reconnues comme étant des hauts lieux d'interaction entre les plateformes glaciaires et l'océan, comme en mer d'Amundsen, ou d'importants sites de production d'eau dense, comme la mer de Weddell et la mer de Ross (e.g., Ha et al. (2014); Carmack and Foster (1975); Darelius et al. (2014); Jacobs et al. (1970); Smith et al. (2014)). La présence de MCDW proche de la langue glaciaire du Mertz suggère une potentielle interaction avec le glacier. Celle-ci devrait se traduire par une forme bien particulière dans l'espace $\theta - S$ (Chapitre 1, section II.7.c). La figure 6.20 représente dans un diagramme $\theta - S$ les stations qui constituent la section du Mertz. On constate que les profils associés à la branche de courant recirculant devant la langue glaciaire ne semble pas affectés par le mélange avec de l'eau de fonte de glacier puisqu'ils ne subissent pas de modification significatives par rapport à la branche entrante. Cette observation laisse penser qu'il y a peu d'interaction entre la langue glaciaire du Mertz et la MCDW. Dans le chapitre 7, le transport d'eau douce et de chaleur associé à cette éventuelle interaction sont estimés et discutés.

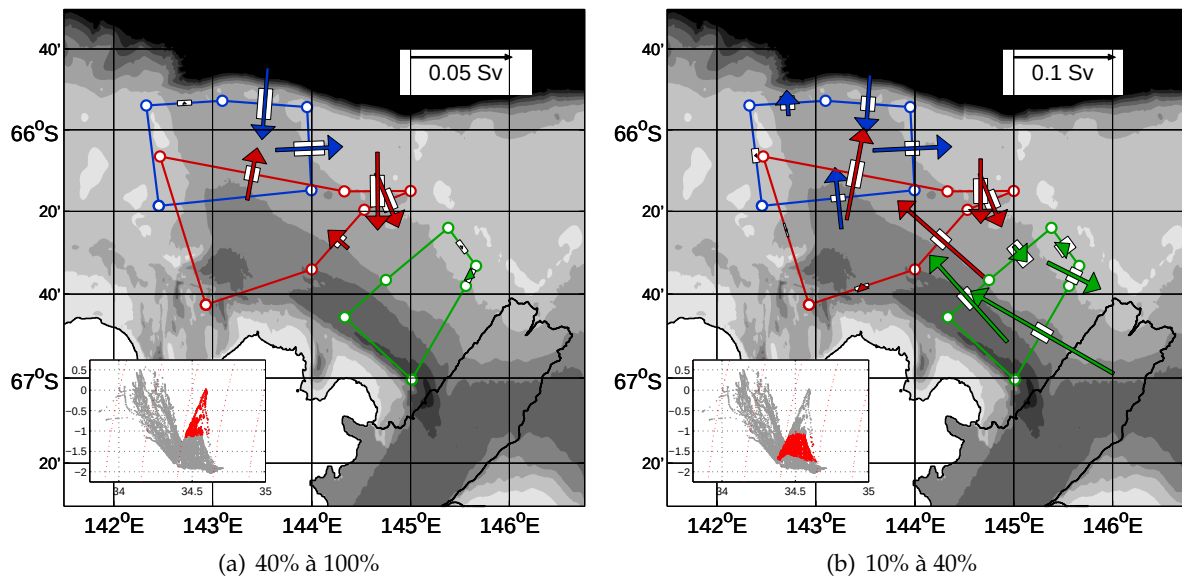


FIGURE 6.19 – Transport de MCDW contenant une certaine gamme de pourcentage de masse d’eau mère, pour la boîte seuil (flèches bleues), la boîte dépression (flèches rouges) et la boîte Mertz (flèches vertes) après inversion. L’erreur liée à l’estimation de la vitesse de référence est représentée par une barre blanche avec la longueur de la barre égale à un écart-type

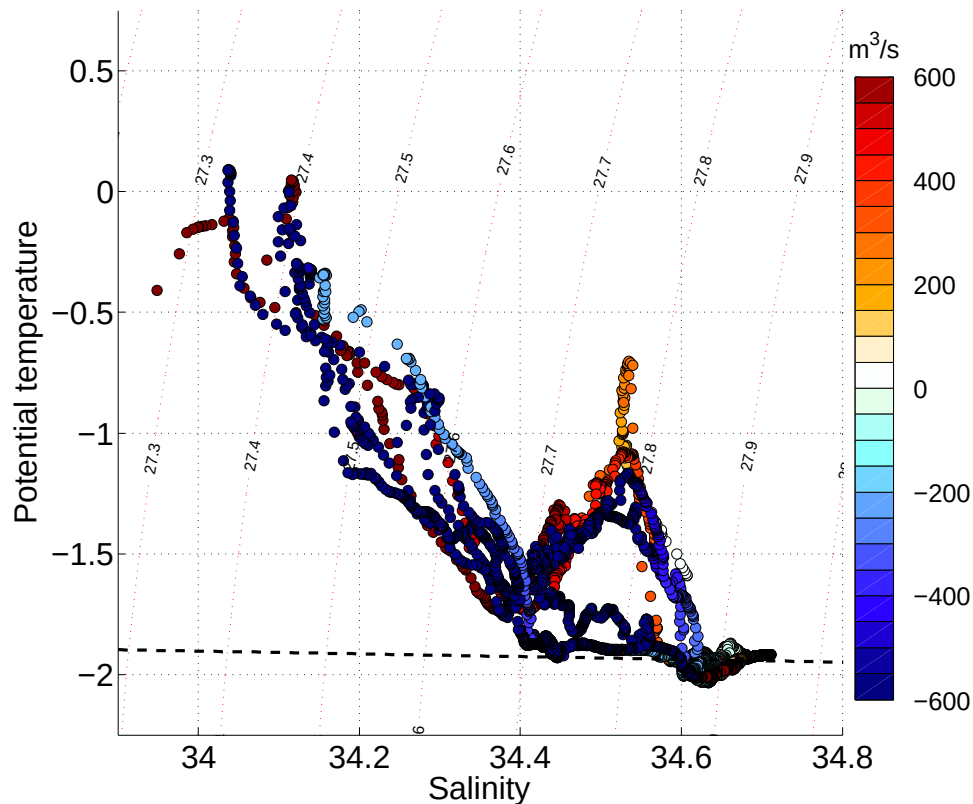


FIGURE 6.20 – Transport à travers la section le long du Mertz de la boîte Mertz en m^3/s dans l’espace température potentielle et salinité. Les transports positifs sont associés aux vitesses vers le Mertz tandis que les transports négatifs sont associés aux vitesses vers le seuil.

VI Comparaison avec l'année 2009

On a montré dans le chapitre 3 que la structure des courants observée au mouillage MG en été en 2008 semblait se reproduire en 2009. De la même manière que pour la campagne ALBION 2008, la circulation géostrophique est estimée sur le plateau à partir des données de la campagne ALBION 2009. Le réseau de données CTD étant plus limité, il ne permet de définir qu'une boîte dans la dépression. Cette boîte est adossée à la langue glaciaire du Mertz et la section sud-est de la boîte est comparable à la section Mertz de l'année 2008, bien qu'elle ne monte pas aussi haut sur le banc du Mertz. Les deux années sont comparées sur cette section. Comme en 2008, on retrouve en 2009 une branche de courant allant de la langue glaciaire du Mertz jusqu'à la partie nord de la dépression (Figure 6.21). Cette branche de courant se situe sur la pente de la partie sud-est de la dépression. Elle est observée sur des fonds d'au moins 400 m. On retrouve également cette branche sur la section nord de la boîte où elle semble correspondre à la branche recirculante observée en 2008. La couverture en 2009 étant moins bonne qu'en 2008, la partie la moins profonde du banc du Mertz n'est pas aussi bien échantillonnée. En 2008, c'est sur cette partie peu profonde qu'est observée ce qui semble être une branche de courant entrante transportant vers le sud-est les masses d'eau du large (MCDW, WW, AASW). Cette branche n'est pas observée en 2009 : le réseau hydrographique ne monte peut-être pas assez haut sur le banc du Mertz pour échantillonner cette branche. Une autre possibilité serait que cette branche n'existe pas en 2009, ou n'aurait pas de signature barocline. Dans ce dernier cas, le modèle inverse ne parviendrait pas à l'estimer.

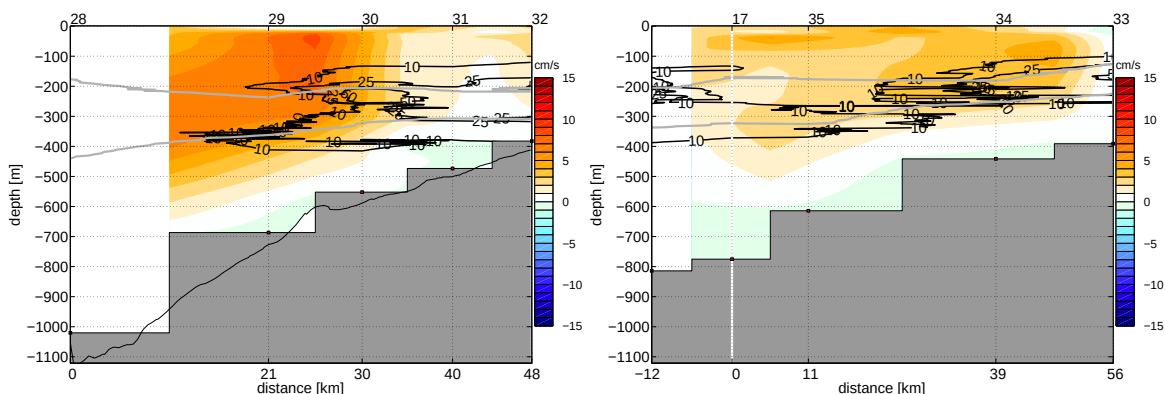


FIGURE 6.21 – Section des vitesses géostrophiques perpendiculaires aux sections sud (gauche) et nord (droite) de la boîte Mertz 2009. Les deux surfaces isopycnales ($\sigma_0 = 27.725 \text{ kg/m}^3$ et $\sigma_0 = 27.8 \text{ kg/m}^3$) séparant les couches du modèle (contours gris). La MCDW est identifiée sur les sections par des contours de pourcentage de MCDW mère (contours noirs). Le numéro des stations est indiqué sur l'axe des abscisse supérieur.

La distribution spatiale du champ de densité est également comparée entre les deux années. Pour ces deux années, le sommet du dôme se situe sur la partie est de la dépression entre l'isobathe 400 m et l'isobathe 600 m (Figure 6.22). La structure du dôme est beaucoup plus hétérogène à 275 m de fond qu'à 425 m plus en profondeur. De plus, le sommet du dôme, bien qu'approximativement situé au même endroit qu'en 2008, présente d'importantes différences qui peuvent inclure des recirculations locales positionnées à des endroits différents.

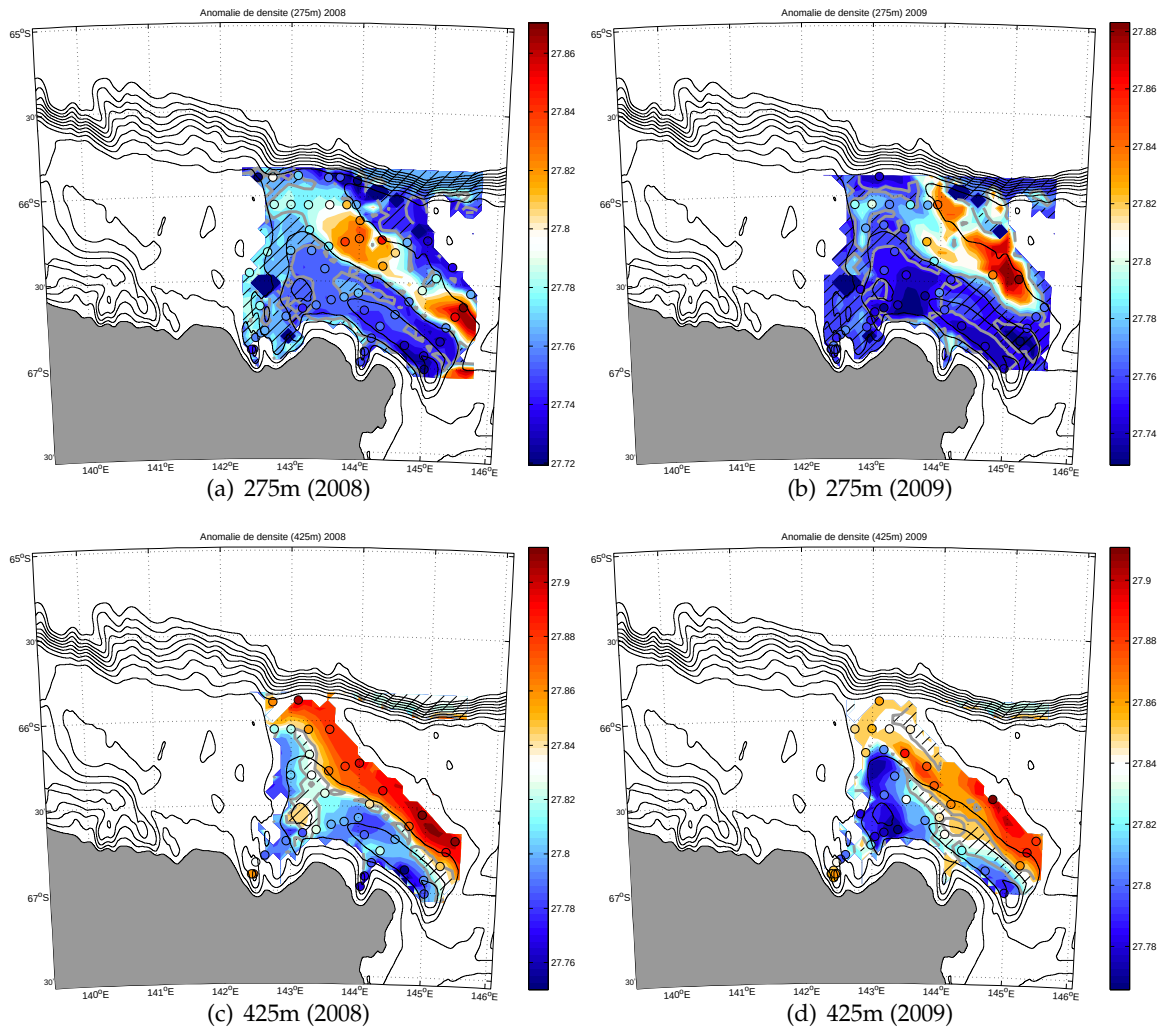


FIGURE 6.22 – Distribution de densité en janvier 2008 (gauche) et en janvier 2009 (droite) à 275 m (a et b) et à 425 m (c et d)

VII Conclusion et Perspectives

VII.1 Résumé

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à la circulation moyenne estivale sur le plateau à partir de données hydrographiques et d'un modèle inverse. Cette approche nouvelle pour une zone géographique aussi peu étendue et peu profonde a permis de fermer rigoureusement des bilans de chaleur, de sel, et de masse. Une circulation cyclonique sur le flanc sud-est du banc du Mertz a été confirmée (Figure 6.23) et quantifiée. L'eau circumpolaire profonde modifiée recouvre les hauts fonds de la partie ouest du banc du Mertz et recircule autour d'un dôme d'eau dense, en partie devant la langue glaciaire du Mertz, alimentant une branche de MCDW plus modifiée qui repart vers le seuil sur des fonds compris entre 400 m et 600 m. Cette circulation est contrainte par la bathymétrie, la langue glaciaire du Mertz et ce qui semble être la couche de mélange résiduelle hivernale près de la côte. La présence de bancs de part et d'autre de la dépression permet de maintenir un gradient zonal de pression, permettant un transport géostrophique méridien. Ce transport géostrophique méridien est associé à un apport d'Eau Circumpolaire Profonde Modifiée sur le plateau compensé par un export d'eau dense de plateau.

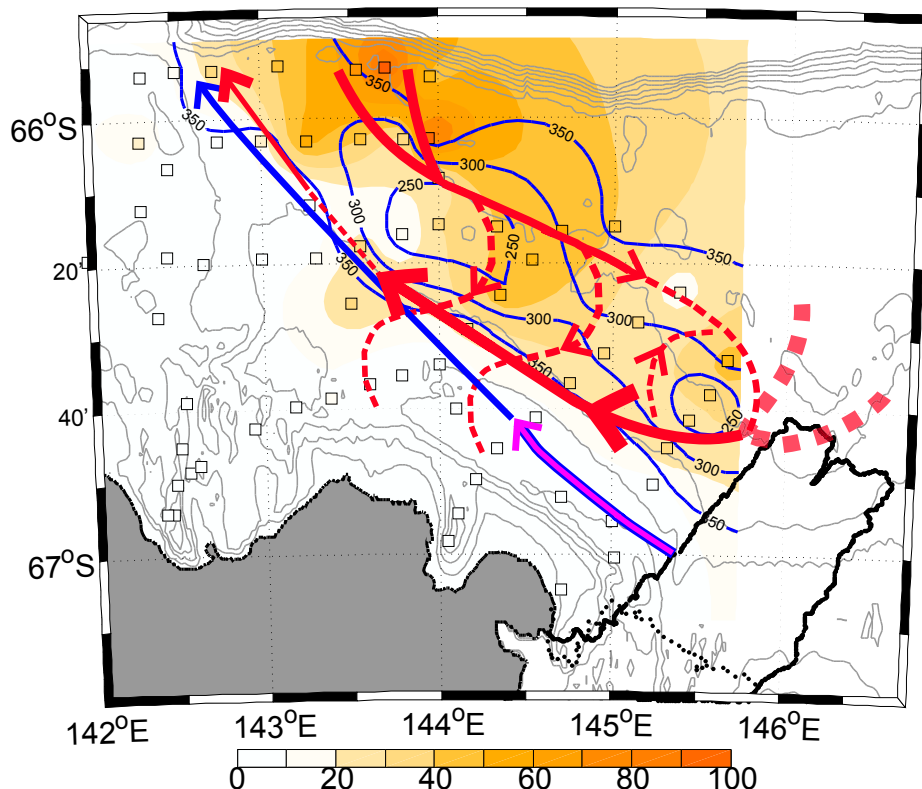


FIGURE 6.23 – Schéma de la circulation mise en évidence dans ce chapitre ; la MCDW (flèche rouge) ; ISW (flèche violet) ; DSW (flèche bleu). Circulation observée (trait plein). Circulation hypothétique (tiretés). Pourcentage de la masse d'eau mère MCDW associée au cœur de la MCDW présente sur le plateau (dégradé de rouge). Dôme d'eau dense qui est représenté par la profondeur de l'isopycne 27.8 kg m^{-3} (contours bleus). Bathymétrie (gris)

VII.2 Limites de l'approche utilisée

Nous avons appliqué une méthode inverse adaptée à l'océan ouvert pour essayer de caractériser la circulation moyenne sur le plateau. Nous avons conscience des nombreuses limites de notre méthode, mais le manque de données dans cette région justifie cette tentative qui vise à exploiter au maximum toutes les informations à notre disposition. Parmi les limites importantes :

- La non prise en compte d'éventuel flux tourbillonnaires à travers les parois latérales de nos boîtes. En effet, de plus en plus d'études évoquées dans le chapitre 8 montrent la présence de tourbillons sur le plateau antarctique. La MCDW semble spécifiquement concernée par ces structures que notre réseau de stations ne résout pas. La présence de tels objets dans nos observations peut introduire des erreurs qui ne sont pas prises en compte. Comme on a pu le voir dans le chapitre traitant de la variabilité saisonnière sur le plateau, l'eau circumpolaire apparaît dans la dépression sous forme de pulses. La dynamique que nous avons utilisée dans cette partie ne permet pas de traiter ce type d'événements transitoires. On peut néanmoins imaginer une eau circumpolaire qui entrerait sur le plateau sous forme de tourbillons et serait advectée sur le plateau par la circulation moyenne.
- Notre réseau de stations CTD ne permet pas de bien résoudre la branche entrante de MCDW vers le Mertz.
- Nous avons également montré dans le chapitre 5 qu'étant donné les erreurs importantes sur les équations de conservation, la solution était peu contrainte. Un plus grand nombre d'informations serait nécessaire pour obtenir une solution plus robuste (par exemple une meilleure connaissance a priori du courant, d'autres traceurs à conserver, la combinaison de plusieurs boîtes entre elles).

VII.3 Perspectives

Cette estimation, comme on a pu le voir, a un certain nombre de limites dont, en particulier, une grande sensibilité aux hypothèses faites pour retrouver la vitesse géostrophique absolue. On pourrait cependant envisager de réutiliser cette approche dans une zone similaire à condition d'ajouter des données de courants in situ (sADCP, lADCP) et d'avoir une meilleure connaissance a priori de la variabilité du champ de densité. On peut imaginer par exemple un glider faisant une section de manière répétée pendant la campagne afin de bien évaluer la variabilité du champ de densité.

Il serait intéressant de reprendre les différentes campagnes évoquées dans le chapitre 3 et d'appliquer la même méthodologie. Les campagnes du NBP ont l'avantage d'avoir un certain nombre de traceurs supplémentaires permettant de mieux contraindre l'inversion, de plus chacune de ces autres campagnes a récolté des données sADCP, ces données indépendantes de courant permettant d'avoir une bonne ébauche pour le courant (Lherminier et al., 2007).

Dans un second temps, il serait intéressant de refaire une campagne sur site avec au moins une aussi bonne couverture spatiale qu'en 2008 et avec un dispositif lADCP sur la rosette permettant de bien diagnostiquer le courant. On pourrait alors discuter du changement ou non de la distribution des masses d'eau sur le plateau causé par le vêlage de la langue glacière qui, comme on a pu le voir dans ce chapitre, joue un rôle primordiale dans la circulation des masses d'eau sur le plateau.

7

Bilan et flux de traceur sur le plateau Adélie durant l'été 2008



▷ Dans ce chapitre les différents flux de traceur (chaleur et eau douce) issues de l'inversion sont présentés. Ces flux sont discutées en termes de transport de chaleur vers le plateau, fonte de glacier et fonte de glace de mer. Plus généralement nous tentons de mesurer la contribution du transport horizontal par rapport aux forçages atmosphériques et de comprendre leur contribution respective dans un contexte de transformation de masse d'eau.

◁

Plan du chapitre

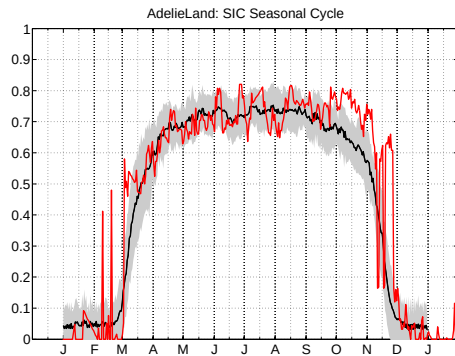
I	Les conditions aux limites du problème	141
II	Transport de chaleur et d'eau douce sur le plateau l'été	143
II.1	Transport de chaleur sur le plateau en été	143
II.2	Transport d'eau douce sur le plateau en été	147
II.3	Résumé du transport total sur le plateau l'été	152
III	Origine de l'eau douce de surface en été	154
III.1	Détermination de la proportion d'eau météorique par rapport aux eaux de fonte de glace de mer	154
III.2	Impact du vèlage du Mertz sur le bilan en eau douce de surface sur le plateau	158
III.3	ALBION 2009	159
III.4	Conclusion	160
IV	Impact du transport de chaleur et d'eau douce pour le plateau	162
IV.1	Transport à l'entrée du plateau	162
IV.2	Interaction avec la langue glacière du Mertz	162
V	Conclusion et perspectives	165

LES transports de chaleur et d'eau douce lors de la campagne hydrographique ALBION 2008 sont présentés pour chacune des couches du modèle inverse et également pour la couche de surface qui n'est ni contrainte par la conservation de la chaleur ni par la conservation de la quantité de sel. Les bilans de chaleur et d'eau douce sont dressés et discutés pour la couche de surface. Il s'agirait notamment d'identifier la contribution respective de l'eau de fonte de glacier et de l'eau de fonte de glace de mer dans le bilan d'eau douce en surface. Enfin les flux de chaleur et d'eau douce estimés à proximités du Mertz et au seuil Adélie, sont remis en perspective quant à leur impact sur la zone de formation d'eau dense et leur lien avec les interactions océan-glacier. Le travail présenté dans ce chapitre est exploratoire et sera poursuivi dans le cadre d'un article.

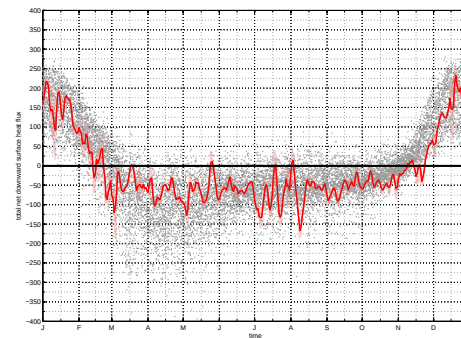
I Les conditions aux limites du problème

Le plateau antarctique au large de la terre Adélie, comme toute région polaire, est caractérisé par un important cycle saisonnier des forçages en surface, affectant les vents de surface (voir Chapitre 1), la couverture de glace (Figure 7.1) et également les flux d'eau douce (Évaporation et Précipitation E-P, formation de glace) et sur le flux de chaleur air-mer-glace (Figure 7.1). En conséquence, on observe un fort cycle saisonnier des masses d'eau et des courants sur le plateau (voir chapitre 3). La circulation horizontale contribue à apporter de la chaleur et de l'eau douce sur le plateau continental, l'apport d'eau douce doit compenser en moyenne la production nette de glace de mer. La production de glace annuelle dans la polynie du Mertz est de l'ordre de 100 km^3 (Marsland et al., 2004) à $190 \text{ km}^3 \pm 18$ (Lacarra et al., 2014) (soit 3.9 m an^{-1}). La fonte de glace moyenne annuelle étant de $4.5 \text{ km}^3 \pm 2.2$, l'apport d'eau douce sur plateau pour avoir un bilan nul de sel sur l'année est estimé dans (Lacarra et al., 2014) à 3.85 man^{-1} d'eau douce. L'eau douce peut-être apportée de deux façons différentes sur le plateau, soit en exportant l'eau de plateau très salée formée localement, soit en important de l'eau peu salée, ou soit en fondant de la glace de mer importée sur le plateau. Marsland et al. (2004) montrent que le transport moyen de glace de mer vers le nord cause une fonte nette de glace de mer au nord de 64° sud. La couche d'eau douce qui en résulte en surface peut, par advection, avoir un impact important sur la stratification de surface des eaux de plateau.

En été, de décembre à février, la couverture de glace est minimale (figure 7.1), la concentration moyenne de glace est de l'ordre de 5%. Le flux de chaleur air/mer vers l'océan est dominé par le flux radiatif solaire (non montré), il est maximum en décembre-janvier (Figure 7.1). Le plateau est dominé par des vents de sud-est associés à un transport d'Ekman vers la côte et une dérive de surface vers l'ouest. Ces vents d'est induisent un pompage moyen sur janvier positif au dessus du banc du Mertz et du talus et à un pompage négatif le long de la côte (Figure 7.2). Cette structure est récurrente en janvier comme le montre le vent moyenné sur les mois de janvier de 1979 à 2012 (Figure 7.2 a). Les variations interannuelle les plus importantes du pompage d'Ekman en janvier se situent à la côte (non montré). Pendant la campagne ALBION 2008 (10 au 17 janvier), la tension de vent moyenne est plus faible et est associée à un pompage négatif sur toute la zone (non montré). Nous supposons que la distributions des traceurs en janvier est principalement expliqué par le vent moyen de janvier plutôt que par le vent sur la campagne.

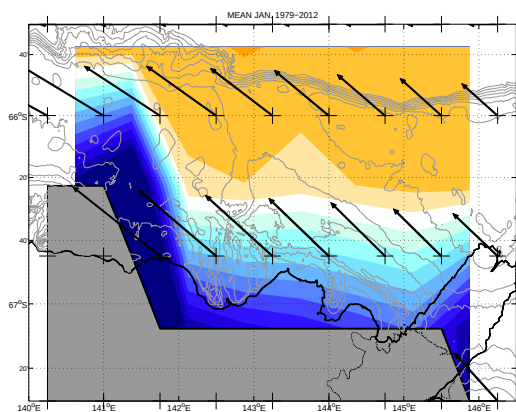


(a) SSMI : SIC

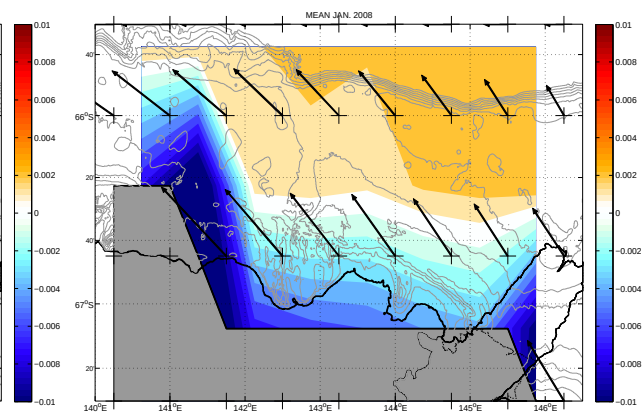


(b) ERA-Interim : Flux de chaleur air/mer net

FIGURE 7.1 – Évolution saisonnière de (a) la concentration de glace de mer et (b) du flux de chaleur net en surface ($W m^{-2}$), pour l'année 2007 (courbe rouge) : variabilité interannuelle (gris), moyenne interannuelle (courbe noire).



(a) janvier 1979-2012



(b) janvier 2008

FIGURE 7.2 – Pompage d'Ekman [$10^{-3} m s^{-1}$] (contours) et tension de vent moyenne pour (a) les mois de janvier 1979-2012 et (b) sur janvier 2008.

II Transport de chaleur et d'eau douce sur le plateau l'été

À partir du courant estival estimé dans le chapitre précédent nous estimons le transport de chaleur et d'eau douce sur le plateau. Sauf indications contraires, ces transports ainsi que les contenus en chaleur et en eau douce sont évalués en prenant comme température et salinité de référence : la température et la salinité moyennées sur les trois boîtes ($\theta_{ref} = -1.52^\circ\text{C}$ et $S_{ref} = 34.49$).

II.1 Transport de chaleur sur le plateau en été

II.1.a La couche de surface

La couche de surface est directement en contact avec l'atmosphère et éventuellement la glace de mer. Elle est donc fortement influencée par ces puits et sources de chaleur. Le contenu en chaleur de la couche de surface est estimé à partir des données de la campagne ALBION 2008. Sa structure spatiale particulière (Figure 7.3 b) montre des masses d'eau plus froides en surface, au sud-est de la dépression (sur la boîte Mertz) et également sur le banc Adélie. Ce contraste spatial peut s'expliquer par un chauffage différentiel de la surface ou par la dynamique associée à la couche de surface (flux diapycnaux ou advection horizontale).

Transport de chaleur

Le transport de chaleur en surface suit la circulation cyclonique décrite dans le chapitre précédent (Figure 7.3 a). La branche entrante transporte 387 ± 219 GW en moyenne en direction du Mertz et la branche recirculante transporte 344 ± 193 GW en moyenne depuis la langue glaciaire du Mertz vers le seuil Adélie.

Flux de chaleur air/mer

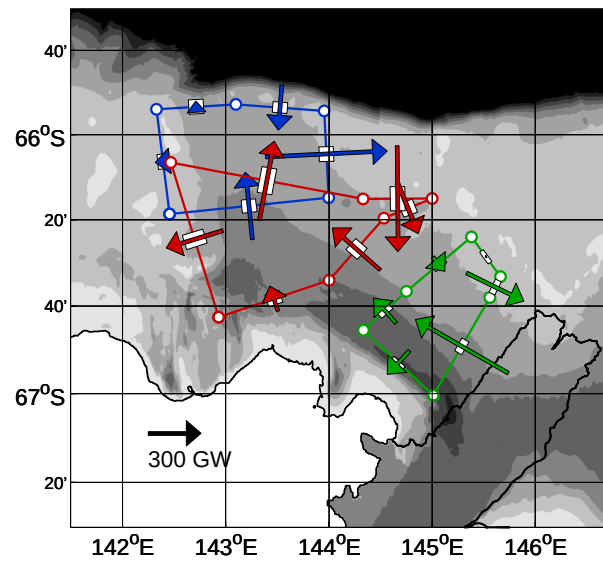
Les flux de chaleur ERA-Interim à la surface de l'océan, sur la période CEAMARC-ALBION (fin 21 décembre 2007 au 19 janvier 2008), est de l'ordre de 191W m^{-2} (212W m^{-2} pendant la campagne ALBION 2008, Figure 7.4). L'erreur sur cette valeur est difficile à évaluer mais on peut évaluer un ordre en comparant ce flux avec celui issu de la réanalyse NCEP/NCAR. On obtient une différence de l'ordre de 60W m^{-2} pour la période de la campagne ALBION 2008.

Évolution du contenu en chaleur de la couche de surface

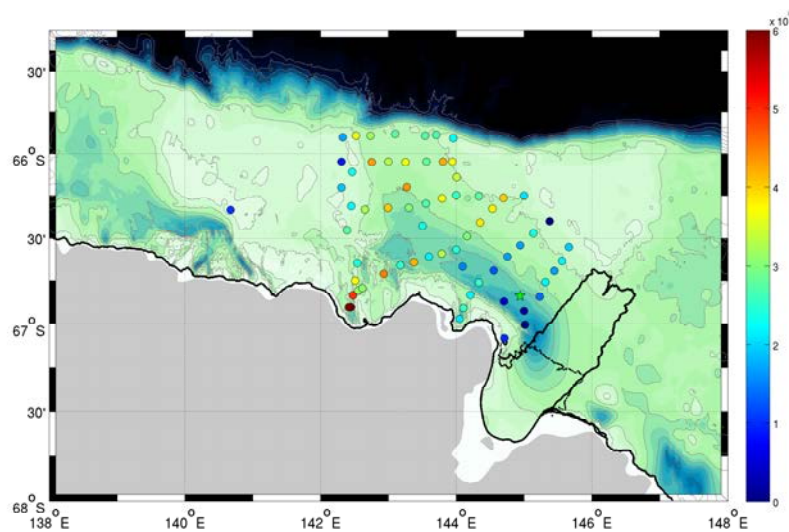
Le taux de réchauffement de la couche de surface est estimé¹ pendant la période estivale (sur les domaines nord-ouest et sud-est du plateau) à partir de la méthode introduite dans le chapitre 2. La température de référence utilisée pour cette estimation est $\theta_{ref} = 1.48^\circ\text{C}$, c'est-à-dire la température moyenne sur l'ensemble des données comprises dans la couche de surface sur la période couverte par les deux campagnes. À volume constant, en prenant une épaisseur moyenne pour la couche de surface de 147m qui est l'épaisseur moyenne sur la période couverte par les deux campagnes, on observe un réchauffement de la couche de surface significatif de $116\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \pm 14$ avec un $R^2 = 0.4$ et une P_{value} plus petite que 10^{-3} .

En divisant le domaine en quatre sous zones (deux au sud et deux au nord du plateau), on obtient des taux de réchauffement différents entre le nord et le sud égaux à $127 \pm 26\text{W m}^{-2}$ et $126 \pm 18\text{W m}^{-2}$ au nord et $105 \pm 26\text{W m}^{-2}$ et $104 \pm 18\text{W m}^{-2}$ au sud. La différence entre le nord

1. L'estimation a été effectuée d'une part en prenant un volume constant et d'autre part en prenant en compte les variations de volume qui sont loin d'être négligeables entre les campagnes CEAMARC et ALBION. La sensibilité à la température de référence a également été testée.



(a) Transport de chaleur



(b) Contenu en chaleur

FIGURE 7.3 – Transport de chaleur et contenu en chaleur sur le plateau pour la couche de surface

et le sud est comprise dans les barres d'erreurs de l'estimation. Elle pourrait cependant être associée à un signal physique, les flux air-mer ERA-Interim (Figure 7.4) montrant un réchauffement plus important au nord du plateau qu'au sud. Les R^2 associés, sont plus élevés au nord qu'au sud, en raison de la variance spatiale plus faible des données au sud et également d'une meilleure couverture temporelle de la partie nord du plateau.

Afin de tester la sensibilité de ce calcul à l'épaisseur de la couche de surface considérée,

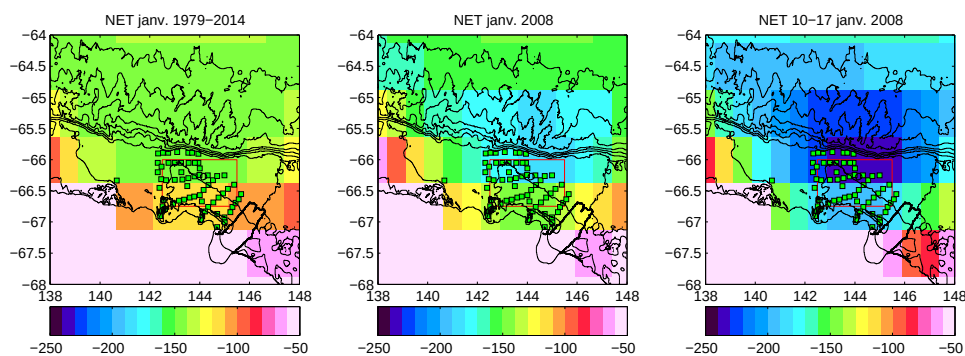


FIGURE 7.4 – Flux de chaleur net air-mer ($W m^{-2}$). Un flux négatif représente un gain de chaleur pour l'océan

Nous utilisons successivement les épaisseurs moyennes 94 m et 179 m correspondant respectivement aux profondeurs moyennes de la couche de surface au début de la campagne CEA-MARC et à la fin de la campagne ALBION. Les taux de réchauffement obtenus ne sont pas significativement différents selon le volume utilisé, cela s'explique par le fait que le réchauffement est principalement concentré près de la surface.

Nous avons également regardé l'influence de l'approfondissement de la couche de surface sur la variation du contenu en chaleur de la couche. En ajoutant un terme qui dépend de la vitesse d'approfondissement de la couche de surface et de la température de référence de la couche de surface (voir Chapitre 3). La vitesse d'approfondissement étant importante, on a donc une importante sensibilité au choix de la température de référence. On obtient ainsi un réchauffement de $164 \pm 18 W m^{-2}$ pour une température de référence au point de congélation et de $104 \pm 14 W m^{-2}$ pour une température de référence de $1.48^\circ C$, correspondant à l'estimation de la température moyenne de la couche de surface. L'estimation du réchauffement à volume variable est donc relativement sensible au choix de la température de référence utilisée.

Bilan de chaleur

Les estimations faites en II.1.a et II.1.b permettent de faire un premier bilan de chaleur pour la couche de surface, dans la limite de la confiance que l'on peut accorder au flux de chaleur air-mer ERA-Interim et à l'estimation des variations du contenu en chaleur de cette même couche (Tableau 7.1). On constate que le bilan entre le réchauffement et le flux air-mer n'est pas fermé. Il manque un terme, dont l'ordre de grandeur selon l'estimation du réchauffement est $87 \pm 63 W m^{-2}$ à volume constant et également $87 \pm 62 W m^{-2}$ à volume variable avec comme température de référence de $1.48^\circ C$ (pour la boîte Mertz). Nous avons négligé deux termes potentiellement importants, l'advection horizontale et le transport de chaleur diapycnal à la base de la couche de surface.

Convergence de transport latéral de chaleur

Grâce au modèle inverse nous avons une estimation de la contribution des courants géostrophiques au bilan de chaleur de la couche de surface. Sur la boîte Mertz par exemple, on obtient après inversion une divergence de chaleur dans la couche de surface due au transport géostrophique horizontal égale à $47 \pm 25 W m^{-2}$. L'ordre de grandeur de la divergence de chaleur due au transport d'Ekman est égale à $21 W m^{-2}$ (nous n'avons pas évalué l'erreur sur cette estimation). La divergence totale due au transport latéral de chaleur est donc de l'ordre de $68 W m^{-2}$. Le chiffre obtenu est du même ordre de grandeur que le terme manquant (dans la limite de l'erreur de ce dernier) pour fermer le bilan de chaleur sur la période

	période	domaine nord-ouest		domaine sud-est
		Seuil	Dépression	Mertz
Tendance en chaleur	[C-A]	126±18 (*)		104±29 (**)
Flux de chaleur air/mer	[C-A]	191		
	[A]	212		
Courant géostrophique avant inversion	[A]	-21	-15	-54
Courant géostrophique après inversion	[A]	-46±13	-18±11	-47±25
Flux diapycnaux après inversion	[A]	-3±8	0±19	0±10
Courant d'Ekman	[A]	9	9	-21

TABLE 7.1 – Termes du bilan de chaleur de la couche de surface (en $W\ m^{-2}$) en été 2008 ; (*) : $R^2 = 0.6$, $P_{value} < 0.001$; (**) : $R^2 = 0.3$, $P_{value} < 0.002$. L'estimation de la tendance est faite à volume constant, séparément pour le domaine nord-ouest (boîtes seuil et dépression) et le domaine sud-est (boîte Mertz). Les convergences de chaleur dans la couche de surface dans les boîtes sont calculées par rapport à la température moyenne de la couche de surface de chaque boîte.

CEAMARC-ALBION. En supposant que l'advection horizontale de chaleur soit restée relativement constante dans la couche de surface entre CEAMARC et ALBION, le modèle inverse qui ne contraint pas le bilan de chaleur de la couche de surface nous apprend que la circulation géostrophique est associée à une divergence du transport de chaleur qui combinée au transport d'Ekman évalué indépendamment permettrait de fermer le bilan de chaleur de la couche de surface dans la limite de l'erreur.

Conclusion et limitations

Au début de l'été, lorsque la glace de mer a en grande partie fondue, le soleil réchauffe la surface de l'eau, et les échanges de la chaleur avec l'atmosphère donnent un flux de chaleur positif vers l'océan. Une grande partie de ce flux de chaleur participe au réchauffement de la couche de surface (entre 61% et 86%), tandis que le complément est exporté par le courant moyen. En réalité, étant donnée l'incertitude importante sur chacun des termes estimés, il est assez difficile de savoir si ce bilan est bien valide, d'autant plus que nous ne prenons pas en compte le transport de chaleur via les flux tourbillonnaires. Il faut donc prendre avec précaution ces chiffres, bien que la circulation horizontale semble effectivement jouer un rôle non négligeable dans le bilan de chaleur de la couche de surface.

II.1.b La couche intermédiaire

La couche intermédiaire du modèle inverse contient le cœur de l'eau circumpolaire profonde modifiée et constitue de ce fait un réservoir de chaleur de subsurface (Figure 7.5 b). Nous regardons le transport de chaleur dans cette couche calculé par la température de référence du plateau donnée en début de chapitre. On observe un transport de chaleur du nord vers le sud (Figure 7.5 a), qui semble être associée à la circulation cyclonique de la MCDW décrite dans le chapitre précédent. Le transport de chaleur au travers des sections transversales de chaque boîte est de l'ordre de 141 ± 81 GW pour la branche entrante décrite dans le chapitre précédent vers le Mertz et -26 ± 97 GW la branche sortante (Table ??). Si cette chaleur était accumulée dans la couche intermédiaire, en prenant une surface de plateau de l'ordre de $29\,000\ km^2$ et une épaisseur moyenne de couche intermédiaire de $200\ m$, cet apport en chaleur entraînerait une augmentation de la température de cette couche de l'ordre de $0.02^\circ C$ par mois. Ce résultat

est très dépendant de la température de référence choisie, et par conséquent son interprétation également. En choisissant comme température de référence la température moyenne de la couche intermédiaire de chaque boîte, le transport de chaleur calculé ainsi ne peut être interprété seulement que pour évoquer le bilan de chaleur de la couche intermédiaire et non en tant que contribution au bilan de chaleur de la colonne d'eau entière.

II.1.c La couche profonde

On observe dans la couche de fond un transport de chaleur depuis le seuil vers le Mertz (Figure 7.6). Ce transport semble converger vers le Mertz. Il est associé principalement au transport de l'eau dense depuis le Mertz vers le seuil. La couche profonde est relativement froide. Près du Mertz, elle contient un important volume d'eau dense de plateau ayant interagi avec le glacier (ISW). Le transport associé vers le nord permet d'exporter cette eau froide du fond de la dépression vers le seuil.

II.2 Transport d'eau douce sur le plateau en été

II.2.a La couche de surface

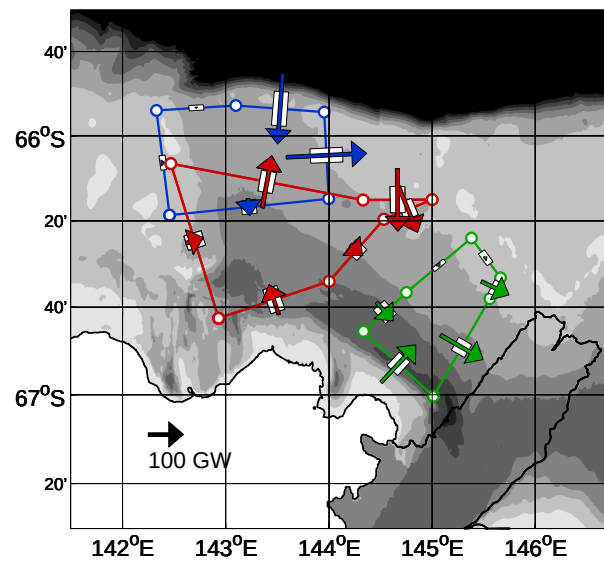
On peut s'attendre trouver une bonne anti-corrélation entre la SSS et la couverture de glace moyenne de l'année précédente (dont la structure spatiale est dominée par la couverture de glace hivernale) (Figure 7.7 b) ou entre la SSS et la couverture de glace l'été (Figure 7.7 c). Il ne semble pas y avoir de telles anti-corrélations. Si la couverture de glace ne permet pas d'expliquer la structure spatiale de la SSS, il doit donc y avoir un transport horizontal d'eau douce permettant de l'expliquer.

La salinité de surface (Sea Surface Salinity, SSS) (Figure 7.7 a), est relativement bien anti-corrélée ($R^2 = 0.62$ en 2008) avec le contenu en eau douce de la couche de surface² (Figure 7.8 a). La couche de surface a une importance considérable pour le transport d'eau douce qui s'effectue majoritairement dans cette couche (par rapport aux deux autres couches). On évalue ce transport, en prenant comme salinité de référence la salinité moyenne sur le plateau (donnée en début de chapitre). Ce transport suit la circulation cyclonique décrite par la MCDW (Figure 7.8 b). Il semble également relativement cohérent avec la distribution de l'eau douce dans la zone (Figure 7.8 a). L'eau tend à être relativement peu salée dans la couche de surface sur l'est du seuil et le banc du Mertz jusqu'à la partie nord de la langue glaciaire, tandis que les eaux proches de la côte antarctique et du banc Adélie sont plus salées. Le courant de talus étant connu pour être relativement froid et peu salé, on peut supposer que le transport d'eau douce en surface provient de ce courant de talus et accompagnerait l'entrée de MCDW sur le plateau. Une autre hypothèse serait que l'eau douce provienne du plateau du Mertz où un grand nombre d'icebergs sont échoués. Afin de répondre à cette question, il faudrait être capable de différencier l'eau douce du courant Antarctique de talus de l'eau douce provenant de l'éventuelle fonte d'icebergs sur le banc du Mertz.

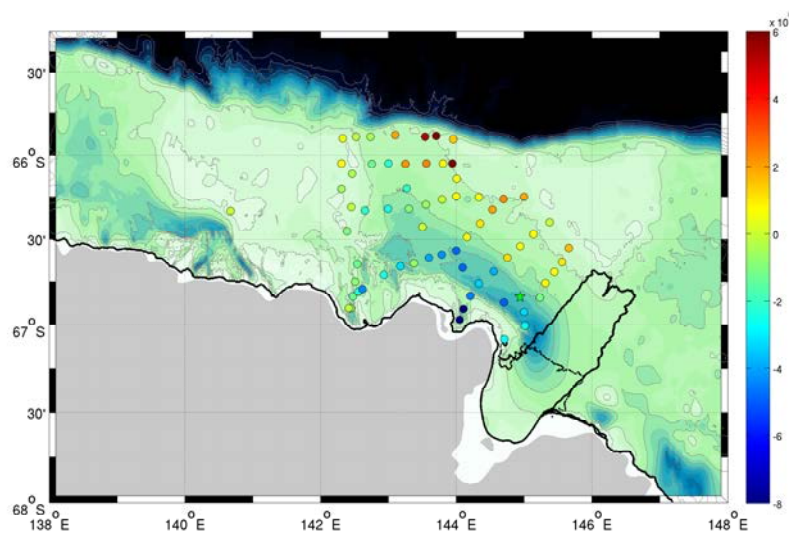
Bilan en eau douce de la couche de surface

De la même manière que pour la couche de surface, nous faisons le bilan en eau douce de cette couche (Tableau 7.2). En début d'été, le contenu en eau douce augmente dans la couche de surface (entre $7.7 \pm 4.7 \text{ mm jr}^{-1}$ et $27.1 \pm 3.9 \text{ mm jr}^{-1}$). Cette augmentation ne peut pas s'expliquer par la seule fonte de glace de mer ou les précipitation qui au maximum peut

2. Couche comprise entre la surface et l'isopycne $\sigma_0 = 27.725 \text{ kg m}^{-3}$.



(a) Transport de chaleur (ALBION 2008)



(b) Contenu en chaleur (ALBION 2008)

FIGURE 7.5 – (a) Transport (GW) et (b) contenu de chaleur (J) sur le plateau dans la couche intermédiaire en janvier 2008 pendant la campagne ALBION

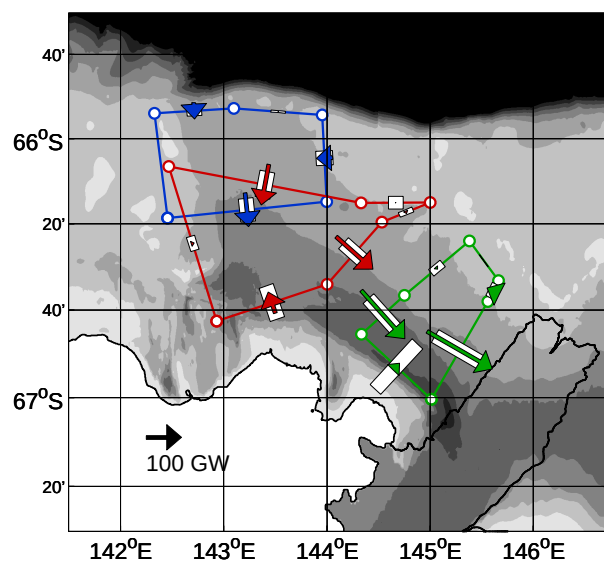
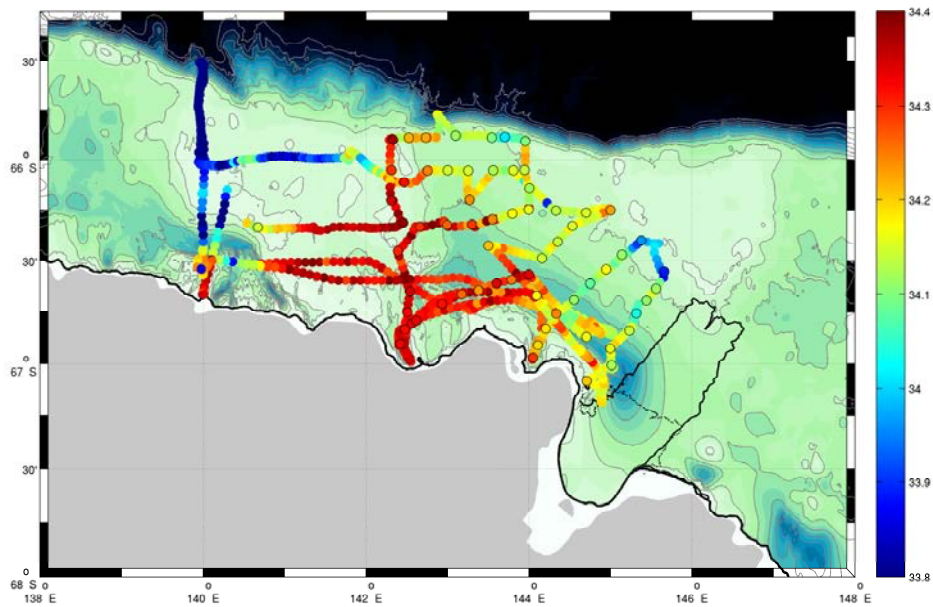


FIGURE 7.6 – Transport de chaleur sur le plateau dans la couche profonde (GW)

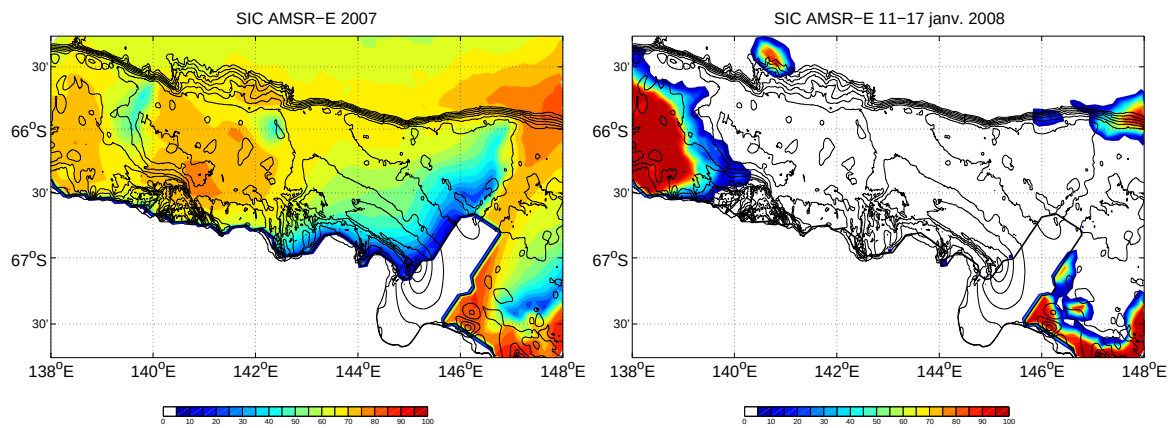
avoir une contribution d'environ 5 mm jr^{-1} . Pendant la campagne ALBION la contribution, la contribution au bilan de la convergence du transport géostrophique est de $2.2 \pm 1.8 \text{ mm jr}^{-1}$ à $8.2 \pm 2.4 \text{ mm jr}^{-1}$ et du transport d'Ekman de 1.5 mm jr^{-1} à 4.3 mm jr^{-1} . Le transport latéral l'été est donc un terme important sur le plateau Adélie qui doit nécessairement être pris en compte pour expliquer le contenu en eau douce de la couche de surface.

	période	domaine nord-ouest		domaine sud-est
		Seuil	Dépression	Mertz
Tendance en eau douce	[C-A]	7.7 ± 4.7 (*)		27.1 ± 3.9 (**)
E-P	[C-A]	0.5 ± 2.3		
	[A]	-0.5 ± 0.3		
Fonte moyenne	-	$[1.6 - 4.7]$		
Courant géostrophique avant inversion	[A]	0.8	1.1	7.9
Courant géostrophique après inversion	[A]	3.0 ± 2.3	2.2 ± 1.8	8.2 ± 2.4
Flux diapycnaux après inversion	[A]	-0.5 ± 3.0	0.8 ± 2.8	0.7 ± 2.9
Courant d'Ekman	[A]	4.3	3.1	1.5

TABLE 7.2 – Termes du bilan d'eau douce de la couche de surface (en mm jr^{-1}); (*): $R^2 = 0.1$, $P_{\text{value}} < 0.09$ (nord-ouest); (**): $R^2 = 0.7$, $P_{\text{value}} < 0.001$ (sud-est). Les convergences d'eau douce dans la couche de surface dans les boîtes sont calculées par rapport à la salinité moyenne de la couche de surface de chaque boîte.



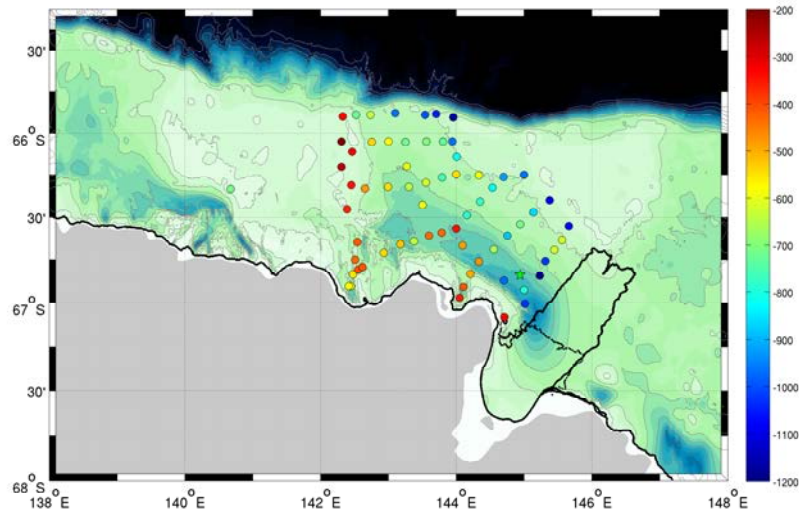
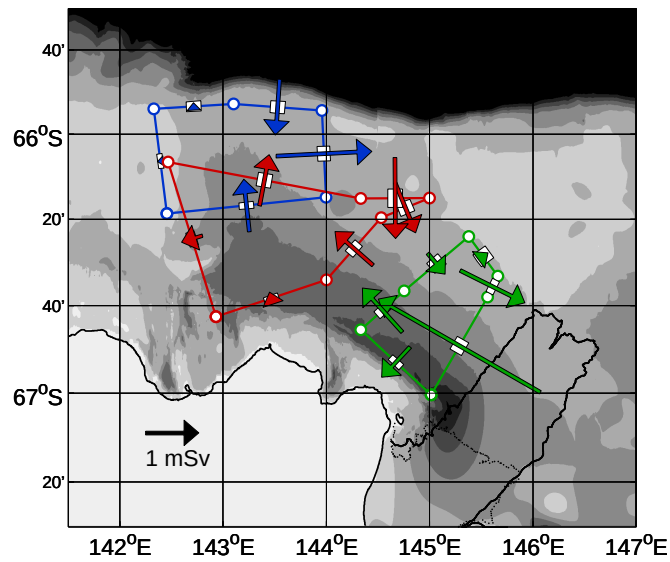
(a) SSS : ALB08



(b) AMSR-E SIC 2007

(c) AMSR-E SIC ALB08

FIGURE 7.7 – (a) Salinité de surface pendant la campagne ALBION 2008 (b) couverture de glace moyenne pour l'année 2007 (en %) et (c) couverture de glace pendant la campagne ALBION 2008 (en %)

(a) Contenu en eau douce ($\times -1$ en kg)

(b) Transport d'eau douce

FIGURE 7.8 – (a) Contenu en eau douce de la couche de surface ($\times -1$ en kg) et (b) transport d'eau douce sur le plateau (mSv)

II.2.b Couche intermédiaire

Pour la couche intermédiaire, l'eau la moins salée est concentrée dans le fond de la dépression à côté de la baie de Buchanan, alors qu'elle est moins présente dans le nord-est du seuil (Figure 7.9 a). Globalement l'eau est plus salée là où se situe la mCDW. Il y a également un contenu en eau douce relativement élevé sur la partie ouest du domaine entre la baie de Commonwealth et le seuil. On observe un transport de l'ordre de $0.08 \pm 0.02 \text{ mSv}$ depuis le Mertz peut-être associé à la fonte de la langue du Mertz (voir IV.2) et un transport de $0.07 \pm 0.04 \text{ mSv}$ entre le banc du Mertz et la partie nord-est du seuil associé aux entrées de mCDW qui représente une source de sel pour le plateau (Figure 7.9 b). Hormis ces 2 sites, le transport d'eau douce reste relativement négligeable ailleurs.

II.2.c Couche profonde

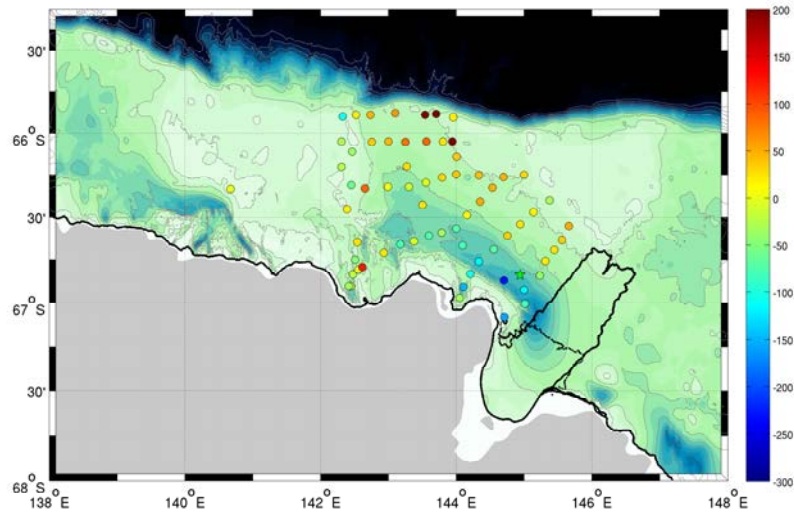
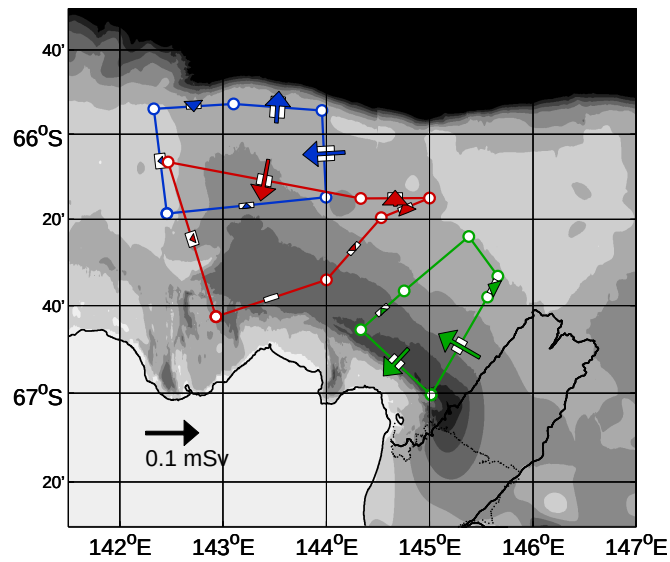
L'eau de la couche profonde est très salée relativement à la salinité moyenne de la couche de surface, son transport depuis le Mertz vers le seuil entraîne un transport d'eau douce vers le Mertz (Figure 7.10). L'anomalie de sel accumulée au fond de la dépression est advectée vers le seuil.

II.3 Résumé du transport total sur le plateau l'été

Les transports de chaleur et d'eau douce sont estimés pour chaque boîte et chaque couche et pour la colonne d'eau entière (Figure 7.11) en utilisant dans un premier temps comme température et salinité de référence, la température moyenne et la salinité moyenne sur les 3 boîtes, $S_{ref} = 34.49 \text{ psu}$ et $\theta_{ref} = -1.52^\circ\text{C}$. Le transport de chaleur et d'eau douce semble suivre le schéma de circulation proposé dans le chapitre précédent avec une propagation intensifiée en surface de l'eau douce et de la chaleur et un important apport de chaleur net vers le sud par la MCDW. Plus en profondeur, l'eau transportée étant plus froide et plus salée contribuent à un transport d'eau douce et de chaleur dans le sens opposée à celui associé à la propagation intégrale. Tout comme pour le transport de masse, le transport de chaleur et d'eau douce se fait en grande partie dans la couche de surface. Le transport de chaleur et d'eau douce semble globalement plus cohérent entre les différentes sections sur la première branche (voir écart-type dans le tableau ??). Le transport d'eau douce semble être à l'origine du front en salinité séparant la partie nord-est de la dépression de la partie sud-ouest. Les flux diapycnaux estimés à partir du modèle inverse ne sont pas commentés car ils sont négligeables et ne sortent pas des barres d'erreur (Tableau ??).

		Volume [Sv]	Chaleur [GW]	Eau douce [mSv]
Branche 1	TOT	0.34 ± 0.13	515 ± 271	1.14 ± 0.40
	L1	0.24 ± 0.08	387 ± 219	1.22 ± 0.45
	L2	0.08 ± 0.03	141 ± 81	-0.04 ± 0.03
	L3	0.02 ± 0.02	-12 ± 24	-0.05 ± 0.04
Branche 2	TOT	0.64 ± 0.36	185 ± 196	1.01 ± 1.08
	L1	0.29 ± 0.22	344 ± 193	1.28 ± 1.16
	L2	0.24 ± 0.11	-26 ± 97	0.00 ± 0.06
	L3	0.10 ± 0.07	-133 ± 60	-0.28 ± 0.15

TABLE 7.3 – Transports horizontaux moyens

(a) Contenu en eau douce ($\times -1$ en kg)

(b) Transport d'eau douce

FIGURE 7.9 – (a) Contenu en eau douce de la couche intermédiaire ($\times -1$ en kg) et (b) transport d'eau douce sur le plateau

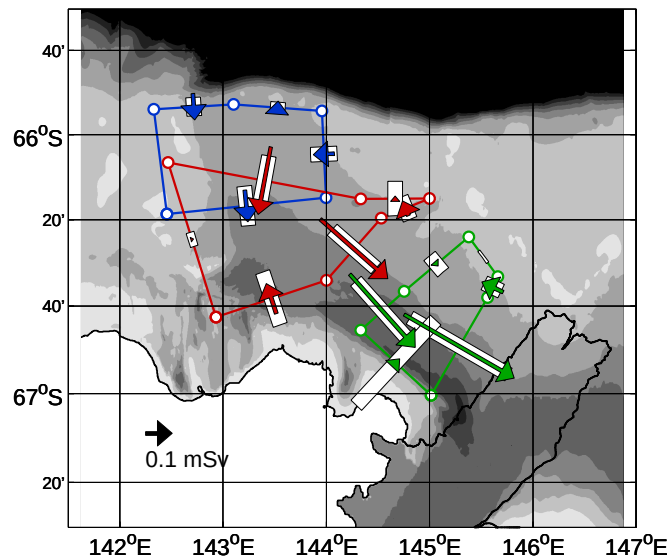


FIGURE 7.10 – Transport d'eau douce sur le plateau dans la couche profonde

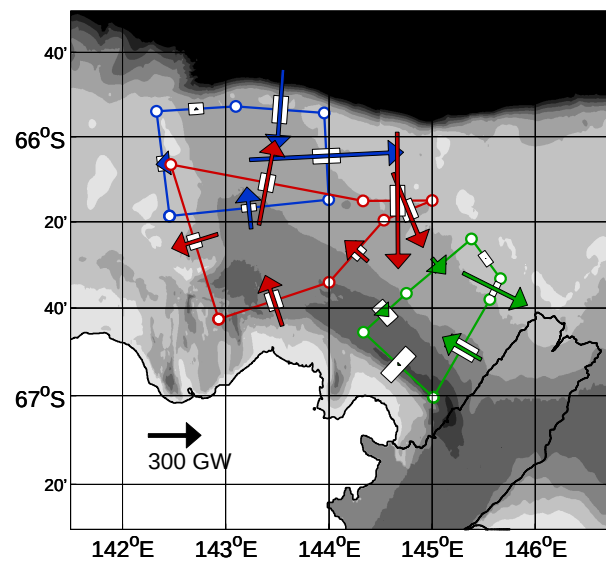
		Volume [Sv]	Chaleur [$W \cdot m^{-2}$]	Eau douce [mm/jr]
Boîte seuil	L1	0.02 ± 0.03	-3 ± 8	-0.42 ± 2.99
	L2	0.00 ± 0.04	-2 ± 13	-1.26 ± 1.49
	L3	-0.01 ± 0.02	-8 ± 9	-1.16 ± 0.99
Boîte dépression	L1	-0.01 ± 0.04	0 ± 19	0.90 ± 2.81
	L2	0.02 ± 0.05	2 ± 15	-0.78 ± 0.71
	L3	-0.01 ± 0.03	-2 ± 6	-0.33 ± 1.08
Boîte Mertz	L1	0.00 ± 0.02	0 ± 10	0.69 ± 2.92
	L2	0.01 ± 0.03	-1 ± 12	-1.51 ± 2.24
	L3	-0.01 ± 0.02	-2 ± 5	-0.41 ± 2.01

TABLE 7.4 – Transport diapycnal

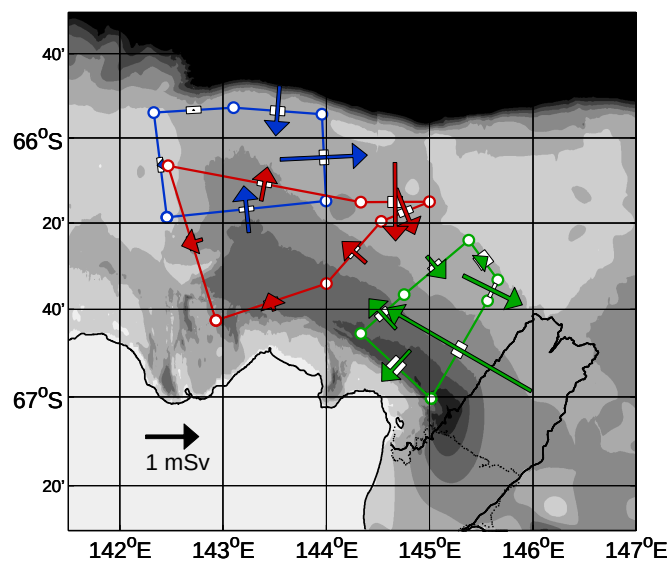
III Origine de l'eau douce de surface en été

III.1 Détermination de la proportion d'eau météorique par rapport aux eaux de fonte de glace de mer

On observe sur les différentes années un gradient de salinité entre les eaux de surface proches du seuil Adélie et le long du banc du Mertz (relativement peu salées) et les eaux proches de la côte et parfois le long du banc Adélie (relativement salées). Ce gradient semble persister d'une année à l'autre. Lors des campagnes ALBION 2011 et ALBION 2012, des prélèvements ont été effectués afin de mesurer la composition isotopique de l'eau de mer (oxygène 18 et deuterium) et d'explorer les origines de l'eau douce présente sur le plateau. Il est en effet possible de comparer le contenu isotopique des eaux de surface afin de déterminer si le gradient observé est associé à la fonte de glace de mer ou à la fonte d'icebergs (ceux installés sur le banc du Mertz ou, pour 2009, le B09B).



(a) Chaleur



(b) Eau douce

FIGURE 7.11 – Transport de chaleur sur le plateau sur la colonne d'eau entière

La mesure de la composition isotopique permet de tracer les différentes masses d'eau (Weiss et al., 1979; Jacobs et al., 1985) et plus spécifiquement d'identifier, voire quantifier, les différentes sources d'eau douce affectant le système (Craig and Gordon, 1965; Melling and Moore, 1995; Sutherland et al., 2009; Cox et al., 2010; Dodd et al., 2012). Le fractionnement isotopique étant très faible lors de la formation de glace de mer, la composition isotopique de la glace de mer

est largement supérieure à celle des eaux de fonte des glaciers ou des précipitations des hautes latitudes qui ont un fractionnement isotopique plus important. Ainsi, l'utilisation conjointe de la salinité et de la composition isotopique dans les régions polaires permet de différencier efficacement les apports de fonte de glace de mer et les apports d'eau météoriques (précipitation, neiges, rivières, glaciers). Dans notre région, l'objectif est de déterminer via les isotopes de l'eau dans quelles proportions les processus de fonte et de formation de glace de mer et la fonte des icebergs installés sur le banc du Mertz, ou pour 2011 du B09B, affectent le gradient de salinité de surface ?

Nous disposons également des données isotopiques de la campagne NBP00-08 (Figure 7.12) recueillis sur le plateau Adélie en janvier 2001 par S. Jacobs (Vaillancourt et al., 2003). La comparaison des compositions isotopiques entre ces deux jeux de données est particulièrement intéressante puisque le vélage de la langue glaciaire du Mertz s'est produite en 2010. Via les isotopes de l'eau, on peut observer éventuellement les répercussions de ce changement hydrologique majeur sur le bilan d'eau douce. Pour effectuer la comparaison des deux jeux de données nous avons appliqué au jeu de données ALBION l'offset³ de 0.15‰ proposée par Bennetti et al. (2016).

- *Contenu isotopique en $\delta^{18}\text{O}$ de l'eau de fonte de glacier* : Les glaciers prennent source loin des côtes dans le continent en accumulant les précipitations. Par exemple, le glacier du Mertz commence son développement par l'union de deux fleuves de glace en amont de la ligne d'échouage avec une branche est et une branche ouest. Les précipitations s'appauvrissent en isotope lourd de l'oxygène plus elle s'éloigne de la côte dans le continent. La glace de glacier est donc caractérisée par une concentration isotopique faible. C'est pour cette raison que le contenu isotopique en oxygène 18 est utilisé depuis plusieurs décennies pour mettre en évidence la présence d'eau de fonte de glacier dans des masses d'eau océaniques ayant interagi avec le glacier comme en mer de Weddell par exemple (Weiss et al., 1979) où la contenu isotopique de l'eau de fonte de glacier est estimé à $-54 \pm 9\text{‰}$. On peut observer d'après Masson-Delmotte et al. (2008) que le contenu isotopique de la neige tombant dans le bassin versant du Mertz peut atteindre entre -30 et -35‰ dans les terres. Sur le contenu isotopique de la neige a été estimé à -12.4‰ (Bass et al., 2014). Ces différentes valeurs montrent bien l'incertitude qu'il peut y avoir sur ce paramètre caractérisant l'eau de fonte. Une estimation du contenu isotopique en oxygène 18 de ce pôle d'eau de fonte pour le glacier du Mertz a été effectuée. Pour cela, les données isotopiques de $\delta^{18}\text{O}$ de la campagne estivale 2000-2001 du NPB00 – 08 ont été utilisées (Vaillancourt et al., 2003). En suivant la même démarche que Weiss et al. (1979), les points semblant issus d'un pure mélange à 2 masses d'eau entre de l'eau dense de plateau (DSW) et de l'eau de fonte, alignés sur une même ligne de Gade dans l'espace température/salinité ont été utilisés pour effectuer une régression linéaire du contenu isotopique sur la salinité permettant ensuite d'obtenir l'ordonnée à l'origine pour $S = 0$ psu. La valeur ainsi obtenue est de $-58 \pm 25\text{‰}$. C'est un contenu isotopique relativement léger par rapport au contenu isotopique de la neige mesuré dans le bassin versant du Mertz, mais cette estimation est associée à une très grande erreur⁴.
- *Fractionnement isotopique en lien avec la fonte et de formation de glace de mer* : Lors des processus de fonte et de formation de glace de mer, la relation $\delta^{18}\text{O}$ -salinité évolue le long d'une droite quasi horizontale (Craig and Gordon., 1965, Melling and Moore., 1995). Cette droite est tracée en pointillés noirs sur la figure 7.13.

3. Cela permet de corriger une différence artificielle introduite par le type de spectromètre utilisé

4. Il serait intéressant de refaire une seconde estimation en régressant cette fois le contenu isotopique sur la température

Eau douce en janvier 2001

La relation $\delta^{18}\text{O}$ -salinité observée en 2001 est présentée sur la figure 7.13. Une régression linéaire établie sur les points de surface du plateau Adélie (en rouge sur la figure) donne une droite dont l'ordonnée à l'origine, $\delta^{18}\text{O}(S = 0) = 1.6 \pm 0.6 (\pm 1.1) \text{‰}$ et une pente $\frac{d\delta^{18}\text{O}}{dS} = -0.06 \pm 0.02 (\pm 0.03) \text{‰/psu}$ associée à un $R^2 = 0.2$ et une significativité⁵ $P_{\text{value}} < 0.005$. En utilisant comme fractionnement isotopique $\alpha_{\text{sw-i}} = 0.0014$ entre l'eau de mer et la glace (voir III.4), il est possible d'obtenir la même pente que celle obtenue à partir des données NBP00-08. L'écart à la courbe théorique de fonte-congélation peut éventuellement s'expliquer par la présence d'eau douce de source météorique, mais la précision de la mesure qui est de l'ordre de $0.03 - 0.05 \text{‰}$ ne permet pas de distinguer l'influence d'une telle source d'eau douce du bruit sur la mesure : l'écart moyen à la droite de régression est de 0.02‰ pour les données NBP00-08 (ainsi que pour les données ALBION 2011).

Les variations de salinité sur le plateau semblent dans un espace salinité-oxygène 18 suivre une droite typique de fonte-congélation de glace de mer. On peut donc conclure que les variations de SSS observées en janvier 2001 sont principalement expliquées par la fonte de glace de mer comme cela était suggéré par Vaillancourt et al. (2003) (Figure 7.12).

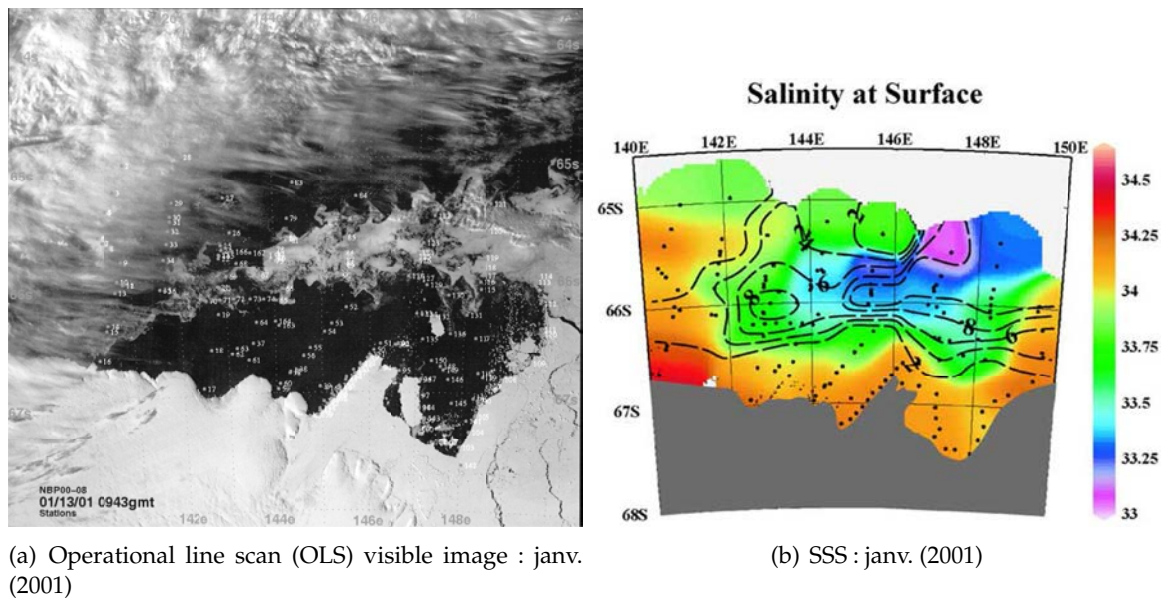


FIGURE 7.12 – Couverture de glace (à gauche) et SSS (à droite) pendant la campagne NBP00-08. Les contours noirs sur la SSS montre la distribution du pack de glace de mer (SIC en dixième) (Vaillancourt et al., 2003)

5. Le test de significativité a été fait en supposant l'ensemble des échantillons indépendants, cela n'est pas le cas, en effet le calcul du nombre de degrés de liberté (d.d.l.) associé à cet échantillonnage basé sur l'utilisation de l'échelle de décorrélation spatiale de la SSS (environ 69 km) donne un nombre de degrés de liberté égal à 1.6. En prenant ce nombre de d.d.l., la corrélation n'est plus significative (pour avoir une corrélation significative, le nombre de d.d.l. devrait être au moins égal à 5)

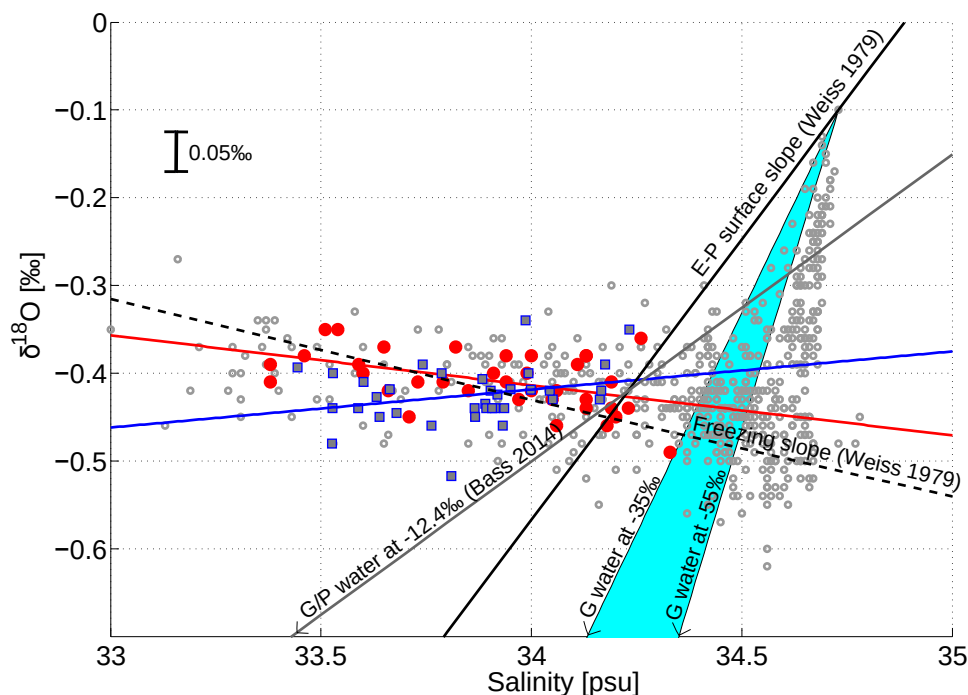


FIGURE 7.13 – Composition isotopique en oxygène 18 en fonction de la salinité ; campagne NBP00-08 sur toute la colonne d’eau (cercles gris) ; couche de surface sur le plateau entre 142°E et 146°E lors de la campagne NBP00-08 (cercles pleins rouges) et régression linéaire associée (droite rouge) ; couche de surface sur le plateau de la campagne ALBION 2011 (carrés gris entourés de bleu) et régression linéaire associée (droite bleue) ; droite de dilution avec les précipitations neigeuses dans la régions (Bass et al., 2014) (droite grise) ; pente théorique de variation de la composition isotopique par les processus d’évaporation/précipitation (droite noire) et de fonte/formation de glace de mer (droite noire en tireté) (Weiss et al., 1979) ; droite de dilution avec l’eau issue de la fonte d’iceberg ou de glacier (bleu cyan)

III.2 Impact du vêlage du Mertz sur le bilan en eau douce de surface sur le plateau

Les données isotopiques en $\delta^{18}O$ de ALBION 2011 et 2012 sont représentées en bleu en fonction de la salinité (figure 7.13) pour la surface. Nous effectuons également une régression linéaire sur ces données. Nous obtenons une droite dont l’ordonnée à l’origine est significativement différente de la composition isotopique de la glace de mer. La droite obtenue à un R^2 très petit. Contrairement aux données du NBP00-08, les données ALBION ne semblent pas donner une relation dans l’espace $\delta^{18}O - S$ parfaitement proche de la pente de fonte–congélation de l’eau de mer. Un test statistique montre que les pentes de la droite obtenue pour les données du NBP00-08 et les données de ALBION 2011 sont significativement différentes. Tout en restant prudent, ce résultat peut suggérer qu’en plus de la fonte de glace de mer, une autre source d’eau douce plus légère en $\delta^{18}O$ a contribué au signal en eau douce de l’eau de surface. Cette source serait de l’eau météorique provenant soit de précipitations locales, soit de fonte de glacier ou d’icebergs. En 2011, le B09B est installé dans la dépression Adélie et l’on peut supposer que cet iceberg, proche du seuil Adélie, a contribué à enrichir la couche de surface en eau de fonte. Mais tout comme pour l’interprétation de la pente sur les données de NBP00-08, les variations étudiées sont si petites qu’il est difficile de confirmer avec certitude cette hypothèse.

III.3 ALBION 2009

En 2009 le contenu en eau douce de la couche de surface est plus important au nord-est qu'en 2008 et se rapproche en terme de propriétés hydrologique de surface de l'été 2001 (Figure 7.15). De plus, la SSS en 2009 est presque parfaitement anti-corrélée avec le contenu en eau douce de la couche de surface avec un $R^2 = 0.90$. Contrairement à 2008, il y a encore de la glace en janvier sur le plateau, cette glace semble être advectée depuis la région du courant de talus (Antarctic Slope Current, ASC) vers le plateau, au dessus du banc du Mertz et du seuil Adélie, atteignant le banc Adélie fin janvier (Figure 7.14). Les images MODIS⁶ ainsi que les concentrations de glace AMSR-E (figure 7.14) montrent une advection de grande échelle de glace pluri-annuelle dérivant vers l'ouest depuis la partie est de la région le long bord du plateau continental, cette advection est compatible avec la dérive d'Ekman sur le plateau. Tout comme pour l'été 2001, la structure spatiale de la SSS semble bien influencée par la présence de glace sur le plateau.

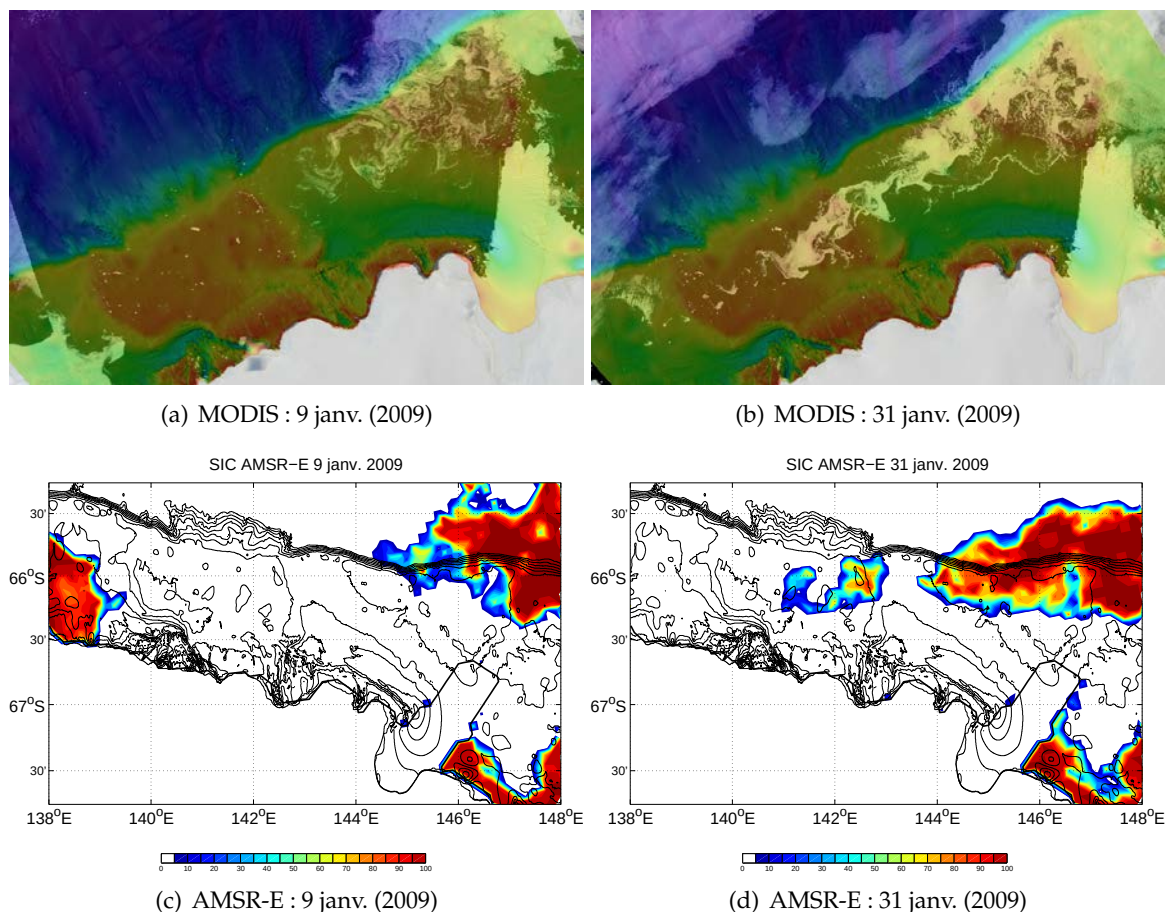


FIGURE 7.14 – Liens entre la couverture de glace et les propriétés θ et S de surface.

6. <https://lance.modaps.eosdis.nasa.gov/imagery/subsets/?project=antarctica&subset=MertzGlacier>

III.4 Conclusion

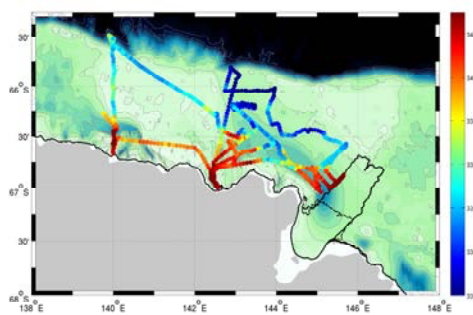
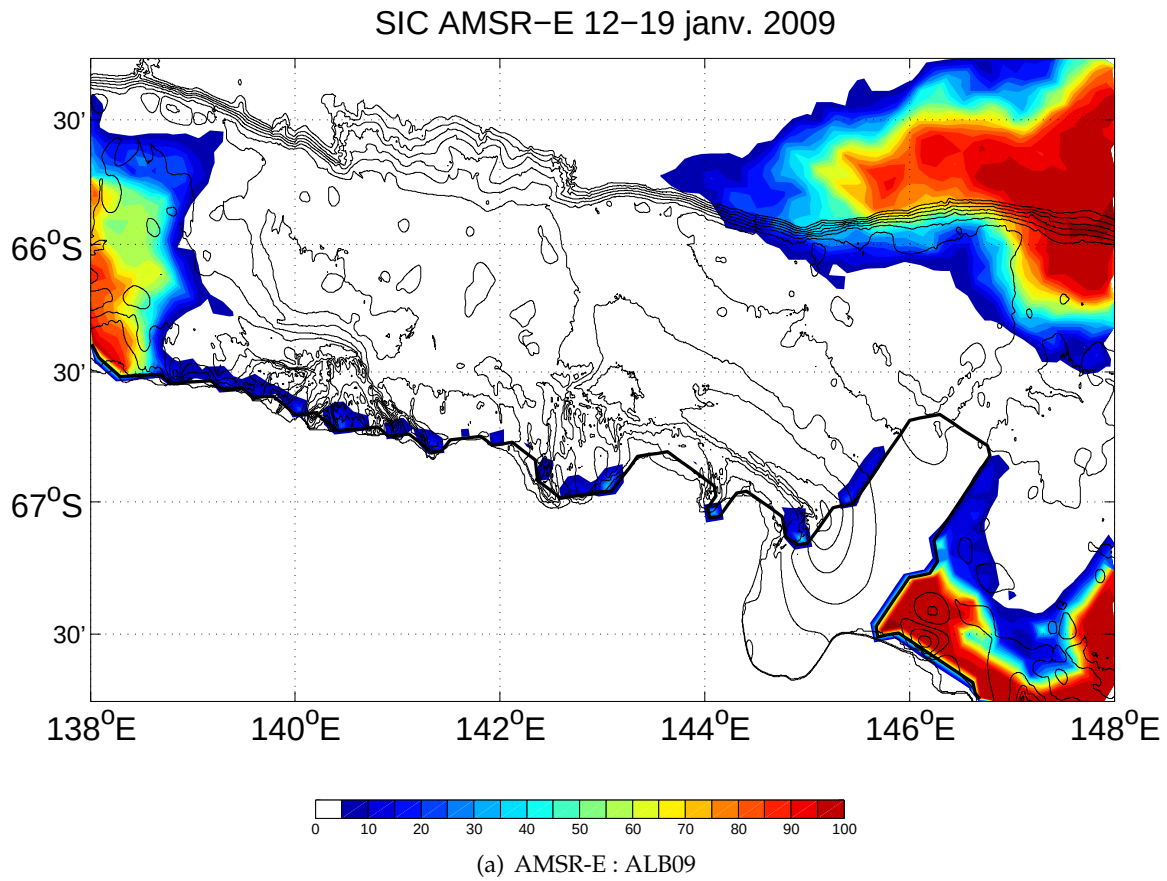
On a vu grâce aux données de la campagne du *NBP00 – 08* en janvier 2001 que les variations d'eau douce en surface sur le plateau étaient totalement expliquées par la fonte de glace de mer. La comparaison des campagnes *ALBION 2008* et *ALBION 2009* a montré que les structures spatiales du contenu en eau douce de la couche de surface ainsi que de la SSS avaient une importante variabilité interannuelle qui semble reliée à l'advection ou non de glace l'été sur le plateau. En 2009, le contenu en eau douce est beaucoup plus élevé qu'en 2008. L'été 2009 semble plus semblable à l'été 2001 en termes de couverture de glace et de contenu en eau douce de surface. Shadwick et al. (2013) montrent que le contenu en eau douce durant l'été 2001 est beaucoup plus élevé qu'en été 2008. Comprendre la différence entre 2008 et 2009 est très important pour comprendre la variabilité interannuelle de la production biologique sur le plateau.

L'analyse du contenu isotopique des données estivales de la campagne *ALBION 2011*, d'une part, a montré l'importance de la fonte de glace de mer pour expliquer la distribution du contenu en eau douce de surface et d'autre part, a suggéré une éventuelle source d'eau douce supplémentaire sur la zone qui serait d'origine météorique. Néanmoins, les variations étudiées sont si petites qu'il est difficile d'être affirmatif quant à ce résultat. Dans le papier de Bass et al. (2014) sont données les mesures en $\delta^{18}\text{O}$ sur le plateau Antarctique à l'est du glacier du Mertz. Sur ces données issues d'une campagne estivale en 2013 (donc postérieure au vêlage), on peut voir qu'une partie des valeurs sont alignées sur la pente de fonte-congélation d'eau de mer, tandis qu'une autre partie semble suivre une pente suggérant plutôt l'influence d'eau de fonte de glacier, qui aurait participé aux variations spatiales de l'eau douce dans la couche de surface.

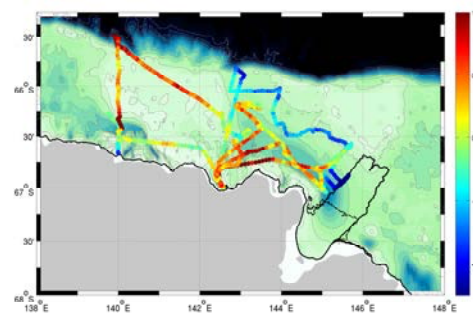
Une perspective intéressante serait de regarder le liens mis en évidence par Toyota et al. (2013) entre le taux de formation de glace de mer et le fractionnement isotopique associé. La glace à l'équilibre a un fractionnement isotopique compris entre 1.0026–1.0031 (Ferrick et al., 2002). Nous avons évoqué un fractionnement isotopique $\alpha_{sw-i} = 0.0014$ entre l'eau de mer et la glace pour expliquer la pente de fonte-congélation de l'eau de mer associée aux données isotopiques de l'oxygène en surface de la campagne *NBP00-08* de janvier 2001. Un tel fractionnement correspond à une transformation hors équilibre⁷ pour de l'eau douce (Ferrick et al., 2002). Toyota et al. (2013) montrent que le coefficient de fractionnement isotopique entre la glace de mer et l'eau liquide dépend du taux de croissance de la glace de mer. La plage de variation du coefficient de fractionnement α_{sw-i} , est de l'ordre de 1‰, selon le taux de congélation utilisé⁸. Étant donnée l'erreur importante sur la pente, ce résultat ne peut donc être pris qu'à titre qualitatif.

7. On notera que hors équilibre l'équation de Rayleigh ne s'applique plus

8. L'ordre de grandeur du taux de croissance de la glace de mer associé à un tel fractionnement est de $9 \times 10^{-7} \text{ m s}^{-1}$ soit environ 7.2 m en trois mois. On rappelle que le pour la dépression Adélie le taux de production annuel de glace est de 3.9 m an^{-1} et pour la baie de Commonwealth entre 6 et 8 m/an si on suppose que la production se fait sur une période de six mois on obtient une production en trois mois comprise entre 3 et 4 m an^{-1}



(b) SSS (2009)



(c) SST (2009)

FIGURE 7.15 – Liens entre la couverture de glace et les propriétés θ et S de surface.

IV Impact du transport de chaleur et d'eau douce pour le plateau

IV.1 Transport à l'entrée du plateau

- *Transport de chaleur* : Comme expliqué en introduction, la MCDW est une source de chaleur pour le plateau. En été, cette chaleur peut être stockée dans la colonne d'eau, et former un réservoir potentiel de chaleur sensible pour l'hiver suivant à condition que la couche de mélange hivernale soit assez profonde pour atteindre ce réservoir. Cette chaleur peut également contribuer à fondre la langue glaciaire du Mertz. Le transport de chaleur associé à cette masse d'eau (pour l'eau contenant au moins 10% de MCDW) à travers la partie nord du seuil est de 870 ± 240 GW en prenant la température au point de congélation comme température de référence, dont 350 ± 180 GW ressortent, conduisant à un apport net de 510 ± 260 GW sur le plateau par le seuil. Les 870 ± 240 GW sont associée à la branche de MCDW reliant la partie est du seuil au Mertz le long de l'isobathe 400 m. En prenant la surface moyenne de la polynie du Mertz l'hiver (de l'ordre de $10\,000\text{ km}^2$, Kern (2009)), ce transport de chaleur net représente $51 \pm 26\text{ W m}^{-2}$ et équivaut en prenant la chaleur latente de fusion de l'eau $L = 334\text{ kJ kg}^{-1}$ et la masse volumique de la glace de mer 910 kg m^{-3} , a un potentiel maximum de fonte de glace de mer de $15 \pm 7\text{ mm jr}^{-1}$. En hiver, la chaleur sensible perdue au niveau de la polynie du Mertz est estimée à $15 - 33\text{ W m}^2$ (Williams and Bindoff, 2003).
- *Transport d'eau douce* : Le flux net d'eau douce intégré sur la colonne d'eau (mais concentré dans la couche de surface) pour une salinité de référence de 34.49 psu est de $0.95 \pm 0.17\text{ mSv}$ à travers l'est du seuil. Ce chiffre, ramené à la surface du plateau correspond à un apport en eau douce d'environ 1 m an^{-1} . Comparé à la production de glace de mer sur le plateau (environ 3.9 m an^{-1}) c'est peu bien que du même ordre de grandeur, mais comparé à la fonte de glace de mer sur le plateau (environ 0.1 m an^{-1}) c'est important (Lacarra et al., 2014).

IV.2 Interaction avec la langue glaciaire du Mertz

Entre 2005 et 2011, la perte de masse totale de la calotte antarctique en raison de vêlage d'icebergs est estimée à $755 \pm 24\text{ Gt an}^{-1}$, tandis que la fonte à la base des glaciers représente le double ($1516 \pm 106\text{ Gt an}^{-1}$) (Liu et al., 2015). Dans la même étude la fonte basale du Mertz est estimée entre 0.6 et 2 m an^{-1} , ce qui est relativement faible comparé aux autres glaciers dont la fonte basale peut dépasser 10 m an^{-1} en mer d'Amundsen par exemple. Cougnon et al. (2013) montrent que la fonte basale du Mertz augmente significativement ($3.8 \pm 1.5\text{ m/an}$) lorsque la polynie du Mertz a une faible activité par rapport aux périodes de forte activité ($1.2 \pm 0.4\text{ m/an}$). Il y a donc un lien direct entre la dynamique océanique sur le plateau et la fonte du glacier du Mertz. Ce lien se fait peut-être via la pénétration d'eau chaude sous le glacier lorsque l'activité de la polynie est plus faible et donc la barrière dynamique associée à cette colonne d'eau convective, moins efficace pour isoler le glacier des eaux du large. Le schéma de circulation présenté précédemment décrit d'une part une importante recirculation de MCDW le long de la langue glaciaire du Mertz et d'autre part ce qui semblerait être un écoulement important provenant de la cavité sous-glaciaire du Mertz et principalement constitué d'eau dense de plateau mélangée à de l'eau de fonte de glacier formant un volume important d'ISW.

IV.2.a Flux associés à la MCDW près du Mertz

Dans un premier temps la perte de chaleur et le gain d'eau douce du mode de MCDW contenant au moins 10% d'eau mère sont évalués sur la section Mertz (section sud de la boîte Mertz), afin d'estimer la perte de chaleur effective subi par la MCDW au contact de la langue glaciaire, on calcule le transport net de chaleur associé à la MCDW au travers de cette section :

$$Q_{heat} = \int \int_{A_{mcdw}^v} C_p \rho (\theta - \bar{\theta}_{mcdw}) V_n dx dz. \quad (7.1)$$

La température de référence utilisée est la température moyenne associée à ce mode le long de la section ($\bar{\theta}_{mcdw} = -1.393^\circ\text{C}$) :

$$\bar{\theta}_{mcdw} = \frac{\int \int_{A_{mcdw}^v} \theta dx dz}{\int \int_{A_{mcdw}^v} dx dz}, \quad (7.2)$$

où A_{mcdw}^v est la surface occupée par l'eau comportant au moins 10% de MCDW mère sur la section.

On obtient un transport de 94 ± 14 GW que l'on interprète comme une convergence de chaleur au sud de la section. Ce flux de chaleur peut potentiellement induire une fonte de $306 \pm 46 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ de glace, ce qui pour un glacier d'une surface de $35 \text{ km} \times 100 \text{ km}$, représenterait une fonte basale annuelle de 2.8 m.

On effectue en parallèle un calcul de flux d'eau douce associé à ce mode de MCDW :

$$Q_{freshwater} = -\frac{1}{\bar{S}_{mcdw}} \int \int_{A_{mcdw}^v} (S - \bar{S}_{mcdw}) V_n dx dz \quad (7.3)$$

La salinité de référence utilisée est la salinité moyenne associée à ce mode le long de la section ($\bar{S}_{mcdw} = 34.499$) :

$$\bar{S}_{mcdw} = \frac{\int \int_{A_{mcdw}^v} S dx dz}{\int \int_{A_{mcdw}^v} dx dz} \quad (7.4)$$

On obtient un transport de l'ordre de $73 \pm 11 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ que l'on interprète comme une divergence d'eau douce au sud de la section. Ce flux est environ 4 fois moins élevé que le potentiel de fonte associé à la perte de chaleur calculée ci-dessous.

Il faut cependant prendre ces bilans avec précaution, le mode contenant au moins 10% de MCDW ayant un transport net non nul sur la section le long du Mertz. Le transport net de volume de MCDW au travers de la section du Mertz implique une divergence de $0.19 \pm 0.04 \text{ Sv}$. Presque 3 fois plus d'eau contenant au moins 10% de MCDW repart du Mertz par rapport à ce qui arrive. Une source d'eau que l'on suppose provenir du banc du Mertz doit fermer ce bilan. Trois hypothèses sont évaluées. Dans la première, le taux de fonte τ associé à l'interaction entre le glacier et ce mode de MCDW est nul ($\tau = 0 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$), dans la seconde, l'eau source provenant du banc du Mertz à la même salinité que le mode de MCDW mais est suffisamment froide pour compenser en partie l'apport de chaleur au travers de la section ($\tau = 73 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$), dans la troisième, l'eau source à la même température que la MCDW mais est suffisamment salée pour compenser en partie le flux d'eau douce engendré par la fonte du glacier ($\tau = 306 \text{ m}^3/\text{s}$). La première hypothèse est certainement la plus réaliste car les profils dans l'espace $\theta - S$ ne semblent pas subir d'importantes modifications au niveau de la MCDW entre la branche recirculante et la branche entrante (Figure 7.16). De plus, la MCDW n'étant pas en contact avec

la base du glacier, elle n'interagit potentiellement qu'avec la surface latérale du glacier qui est plus de 200 fois plus petite que la surface de la base du glacier.

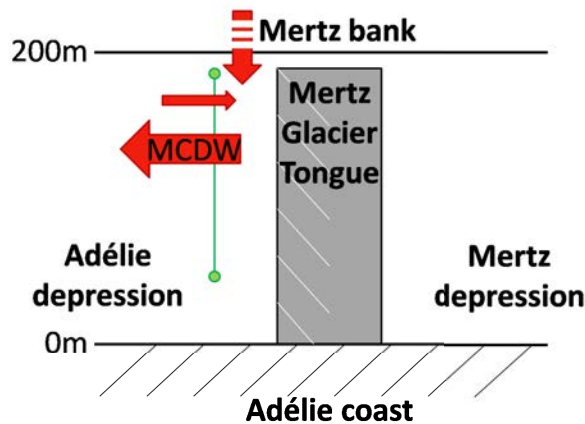


FIGURE 7.16 – Schéma illustrant le transport de volume de MCDW à la section longeant le Mertz

IV.2.b Eau dense de plateau

Dans un second temps, nous évaluons le transport d'eau douce et de chaleur associés à l'ISW provenant de la cavité sous-glaciaire du Mertz et traversant la section du Mertz. Un transport de 0.05 Sv d'ISW est diagnostiqué à travers cette section sur la base des vitesses de température ($\theta < T_{fp}(50db)$), soit environ 10 fois moins que le transport d'ISW mesurée l'hiver (Williams and Bindoff, 2003).

Pour interpréter le transport d'ISW en termes de fonte du glacier, nous supposons qu'un transport T_{DSW} d'une masse d'eau à la température de congélation et à la salinité moyenne $S_{ref} = 34.648$ est transportée sous le Mertz, interagit avec la langue glaciaire et ressort mélangée avec une certaine quantité d'eau de fonte du glacier, T_{melt} (Figure 7.16). T_{melt} est calculé de 2 façons différentes, d'une part en convertissant l'intégralité du transport net de chaleur associé à T_{DSW} au travers de la section, en fonte de glacier et, d'autre part, en calculant le transport d'eau douce associé à cette même masse d'eau par rapport à une salinité de référence⁹, S_{ref} .

Le volume d'eau de fonte transporté par la première méthode est d'environ $30 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ soit environ 0.3 m an^{-1} de fonte basale que l'on prenne la définition de l'ISW donnée par Williams and Bindoff (2003) où la définition de l'ISW donnée par Lacarra et al. (2011). Le volume d'eau de fonte transporté par l'ISW à travers la section le long de Mertz estimé avec la seconde méthode, est $50 \pm 20 \text{ m}^3 / \text{s}$.

Les transports d'eau douce ont le même ordre de grandeur que l'on utilise la première ou la seconde méthode. La différence entre les deux estimations s'explique certainement par l'hypothèse importante que l'ISW proviendrait d'une masse d'eau unique d'eau dense de plateau et serait le mélange de cette masse d'eau et de l'eau de fonte de glacier. Le diagramme $\theta - S$ (Figure 6.20) montre des structures plus complexes de droite de mélange, incluant par exemple des droites de mélange reliant la base de la couche de MCDW à l'ISW, ainsi que des lignes de

9. La salinité S_{ref} est la salinité à l'intersection de la ligne de Gade (Gade, 1979; Wåhlin et al., 2010) passant par le barycentre de l'ISW et de la droite de congélation à 50dbar. Elle représente la salinité du précurseur de DSW qui a interagi avec le glacier pour produire l'ISW avec les caractéristiques moyennes observées.

Gade provenant de plusieurs sources de DSW de salinité différente. Ces taux de fonte représentent un faible volume en comparaison des chiffres issus de la bibliographie (voir début du paragraphe). On rappelle que la section sud-est de la boîte Mertz ne coupe pas entièrement le flot potentiellement en communication avec la cavité sous-glaciaire. En particulier cette section ne comprend pas la partie le long de la côte dans la baie de Buchanan, et nous avons donc négligé une partie du transport sous-glaciaire. Nous avons supposé que la fonte basale alimentait directement le transport d'eau douce mesuré sur la sections du Mertz en négligeant toute recirculation d'ISW entre la langue glaciaire et la section ainsi que tout transport d'ISW vers la dépression du Mertz.

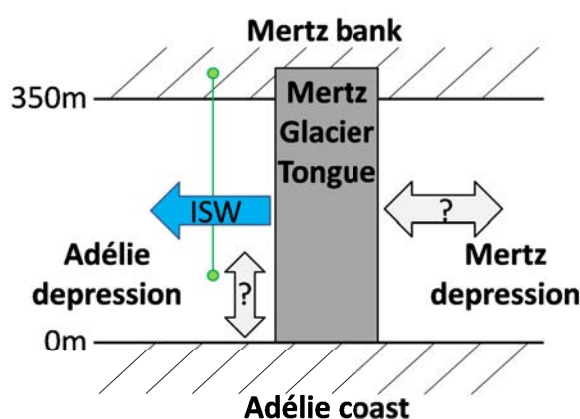


FIGURE 7.17 – Schéma illustrant le transport d'ISW à la section longeant le Mertz

V Conclusion et perspectives

Le plateau antarctique est souvent mal ou pas représenté dans les modèles de circulation générale. Les forçages sont également à basse résolution (par exemple les données ERA-Interim sont à une résolution de 0.75° bien supérieure aux échelles caractéristiques de la région, comme par exemple le fetch des vents catabatiques au large de l'ordre de 30 km. Quels sont les termes les plus importants à prendre en compte pour reproduire de la façon la plus réaliste possible la transformation de masse d'eau dans ces modèles et la variabilité associée ?

La thèse de Lacarra (2013) a montré que le forçage associé au flux de flottabilité impactait considérablement la formation d'eau dense sur le plateau l'hiver dans la baie de Commonwealth. Williams and Bindoff (2003) ont montré que dans la dépression Adélie, en plus de la chaleur latente, la chaleur sensible apportée par la mCDW pouvait contribuer pour 6 à 19% au bilan de chaleur de la polynie. Par ailleurs, Lacarra et al. (2014) ont montré que la production de glace sur le plateau donne un important excédent de sel. Pour maintenir un bilan de sel nul sur le plateau, si la fonte de glace est insuffisante pour équilibrer la productions de saumure dans la polynie, il faut qu'il existe un export de sel hors du plateau. Bien que l'export d'eau dense participe pour une grande partie à l'équilibre de ce bilan de sel, nous avons montré que l'import d'eau douce au seuil l'été représentait une contribution potentiellement non négligeable. À production et fonte de glace constante, plus le flux d'eau douce entrant sur le plateau en surface est important l'été, plus l'export d'eau dense sera faible en contrepartie.

8

Variabilité sous-inertielle sur le plateau

▷ Dans ce chapitre nous présentons les premiers résultats obtenus sur le plateau Adélie concernant l'activité sous-inertielle intra-saisonnière. Dans un premier temps, la présence de tourbillons est discutée dans un contexte saisonnier. Les tourbillons mis en évidence l'hiver sont ensuite caractérisés. Puis, la présence d'ondes topographiques dans la dépression est également discutée. ◁

Plan du chapitre

I	Introduction	169
II	Variabilité saisonnière de l'énergie cinétique tourbillonnaire	169
III	Indices d'une activité tourbillonnaire en été	170
III.1	Variabilité tourbillonnaire associée à l'eau circumpolaire profonde . .	170
III.2	Activité tourbillonnaire le long de la langue glaciaire	171
IV	Activité de méso-échelle et sous méso-échelle pendant l'hiver	172
IV.1	Activité tourbillonnaire associée à l'activité convective	172
IV.2	Ondes topographiques résonnantes dans la dépression	178
V	Conclusion et perspectives	181
V.1	Conclusion	181
V.2	Perspectives	181

I Introduction

Dans l'ensemble de la thèse, le courant moyen a été étudié pour le plateau Est-Antarctique au large de la Terre-Adélie. Dans les données du mouillage MG situé dans la dépression Adélie à proximité de la langue glaciaire du Mertz, nous avons observé une importante variabilité temporelle du courant ainsi que des propriétés hydrographiques sur le plateau. Cette variabilité va de l'interannuelle au proche inertielle (environ 13h). En particulier, une grande quantité d'énergie associée à cette variabilité (hors marée) se répartit entre la fréquence inertielle et l'échelle de temps saisonnière (> 90 jours) (Figure 3.11 dans le chapitre 3). Cette énergie "tourbillonnaire" présente un fort cycle saisonnier (voir partie II). Sur le plateau elle peut être associée à des ondes ou à des tourbillons. Les tourbillons sont des objets dynamiques ayant un impact important sur le transport de propriétés ainsi que sur le mélange. La détection de tels objets sur le plateau permettrait d'avoir une meilleure appréhension de la transformation et du transport des masses d'eau sur le plateau. Nous présentons dans ce chapitre un travail préliminaire sur la variabilité "tourbillonnaire" sur le plateau Adélie. Nous avons porté notre effort sur l'identification et la caractérisation des échelles cinématiques et dynamiques des structures à partir du jeu de mesures in-situ ALBION collecté en 2008 et 2009. Une analyse approfondie reste à faire pour leur attribuer sans ambiguïté une origine, en comprendre les mécanismes et en étudier les impacts sur le transport des propriétés

Le spectre des composantes du courant parallèle et perpendiculaire à la bathymétrie, présenté dans le chapitre 3 (Figure 3.11), montre que l'énergie associée aux fluctuations perpendiculaires à la bathymétrie décroît pour des échelles temporelles supérieures à la semaine. Dans ce qui suit, le courant tourbillonnaire est défini comme la fluctuation du courant par rapport au courant moyen sur 7 jours. Les vitesses ont été préalablement filtrées pour retirer la marée et les ondes inertielles (Chapitre 2).

II Variabilité saisonnière de l'énergie cinétique tourbillonnaire

Le courant moyen a une importante variabilité saisonnière dans la dépression Adélie (voir chapitre 3). Qu'en est-il de la variabilité des fluctuations tourbillonnaires ? La figure 8.1 représente la variation verticale et temporelle de l'énergie cinétique tourbillonnaire (Eddy Kinetic Energy, EKE) au mouillage MG. L'EKE est définie de la manière suivante :

$$EKE = \overline{(u'^2 + v'^2)}^{7 \text{ jours}}, \quad (8.1)$$

où u' et v' sont les fluctuations par rapport au courant moyenné par moyenne glissante sur 7 jours. L'EKE a un fort cycle saisonnier. Entre le fond (environ 900m) et 550m de profondeur, l'EKE est relativement faible ($EKE < 25 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$) de début décembre à fin avril en 2008 et de décembre à fin mars en 2009.. Entre mai et juin l'EKE augmente rapidement ($EKE > 100 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$) et pénètre plus en profondeur. Entre juin et décembre l'EKE, bien que relativement élevée par rapport à l'été, fluctue entre des périodes de plus forte activité (par exemple en août 2008 ou en octobre 2009) et des périodes de plus faible activité. On remarque également que l'EKE diminue près du fond, bien qu'en 2009, elle soit beaucoup plus élevée près du fond qu'en 2008. Ce contraste entre les deux années peut s'expliquer par une convection profonde plus intense et donc plus pénétrante en 2009.

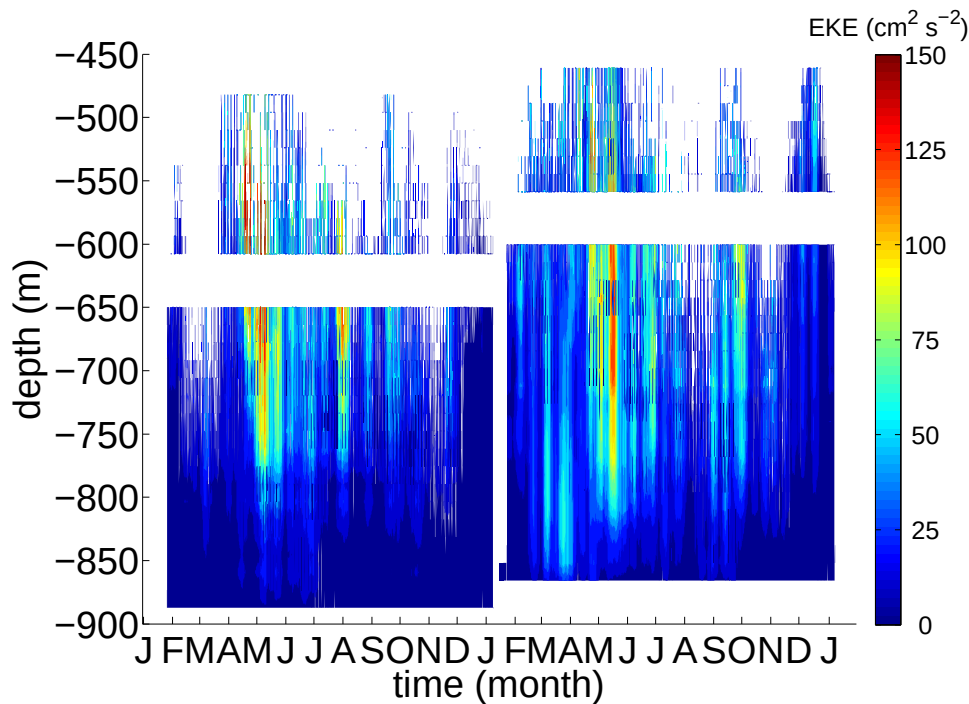


FIGURE 8.1 – Hovemuller de l'EKE déduite des mesures ADCP au mouillage MG en 2008 et 2009

III Indices d'une activité tourbillonnaire en été

III.1 Variabilité tourbillonnaire associée à l'eau circumpolaire profonde

Les flux tourbillonnaires sont de plus en plus évoqués comme vecteurs d'entrée d'eau circumpolaire profonde¹ (Circumpolar Deep Water, CDW) sur le plateau Antarctique (Nøst et al., 2011; Martinson and McKee, 2012; Stewart and Thompson, 2013, 2015). Des tourbillons de CDW ont pu être observés dans la péninsule Antarctique par Martinson and McKee (2012); Moffat et al. (2009) à partir de séries temporelles collectées sur des mouillages, et également par Thompson et al. (2014) à partir de capteurs embarqués sur des gliders. En Antarctique de l'Est, les flux tourbillonnaires d'Eau Circumpolaire Profonde Modifiée (MCDW) semblent également contribuer fortement à l'interaction sous glaciaire, notamment au niveau de la plateforme glaciaire d'Amery (baie de Prydz) (Herraiz-Borreguero et al., 2015). Dans la dépression Adélie, en 2008 et 2009 la microcat la moins profonde du mouillage MG a échantillonné la MCDW (Figure 3.2 dans le chapitre 3). Celle-ci est présente dans la dépression pendant la période estivale (Chapitre 3) mais n'arrive pas de façon continue au mouillage MG, mais plutôt sous forme de « pulse ». Ces événements ont une période caractéristique comprise entre 1.5 et 3.5 jours² et une amplitude de l'ordre de 0.1 à 0.4°C environ. Les pulses en température observés au mouillage MG sont peut-être associés à des tourbillons de MCDW transportés par le courant moyen. En l'absence de mesures de vitesses à la profondeur de ces pulses, nous ne pouvons pas confirmer ou réfuter cette hypothèse.

Dans le chapitre 6, une importante variabilité spatiale du cœur de MCDW a été mise en évidence. Pendant la campagne ALBION 2008, un profil en température relativement chaud

1. Sous des formes plus ou moins modifiées selon la région

2. pic à 43h30 et 77h

entre 100 et 300 mètres de profondeur (station CTD 47) par rapport aux profils voisins a été observé dans la dépression (figure 8.2). Ce profil est également associé à une anomalie négative d'oxygène dissous par rapport aux profils à proximité. À partir de l'analyse optimale multi-paramètres, nous montrons que cette masse d'eau comporte plus de 10% de MCDW mère, avec un maximum de 13% à 267 m de profondeur. La station 47 se situe sur la section sud de la boîte dépression utilisée pour l'inversion (Figure 6.6). La vitesse géostrophique de part et d'autre de cette station forme un dipôle et la circulation associée à ce dipôle est dans le sens horaire (cyclonique). Bien que le réseau de stations CTD ne permette pas de résoudre correctement la structure de ce cyclone présumé, il est possible d'en estimer l'échelle horizontale et la vitesse radiale maximale et d'en déduire le nombre de Rossby associé $R_o = \frac{2V}{Rf}$, avec V la vitesse radiale maximale, R le rayon apparent et $f = -1.3 \times 10^{-4} s^{-1}$ le paramètre de Coriolis (Lilly and Rhines, 2002). À partir de la figure 6.6, on estime la vitesse de rotation du tourbillon à $4.3 cm s^{-1}$ (voir figure 8.3), son rayon apparent à $4.9 km$ et le nombre de Rossby associé à $R_o = 0.14$. À noter que le rayon apparent est le rayon déduit de la section de mesure qui permet de visualiser le tourbillon mais ne passe pas nécessairement par son diamètre. On rappelle que le rayon de déformation de Rossby pendant la campagne ALBION 2008 est de l'ordre de $9 \pm 4 km$. L'échelle horizontale du tourbillon présumé est donc de l'ordre du rayon de déformation de Rossby sur le plateau.

On peut également s'attendre à observer ce type de tourbillon au mouillage AS au seuil Adélie. Malheureusement, ce mouillage ne comporte pas de microcat à la profondeur de la MCDW. On ne peut donc pas conclure sur l'éventuelle présence de MCDW au seuil.

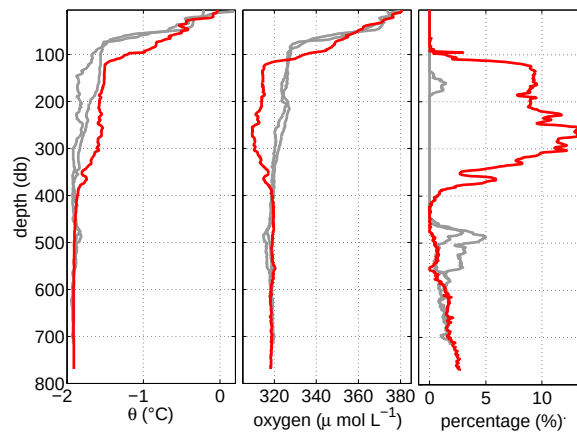


FIGURE 8.2 – Profils de température potentielle (gauche), oxygène dissous (centre) et pourcentage de MCDW mère (droite). La station 47 (rouge) est au cœur du tourbillon présumé et les stations 46 et 48 (gris) sont de part et d'autre.

III.2 Activité tourbillonnaire le long de la langue glaciaire

La langue glaciaire du Mertz forme une barrière de vorticité potentielle barotrope imposant aux masses d'eau transport es par la circulation moyenne vers le Mertz de recirculer devant le front de la langue glaciaire, vers la baie de Buchanan. Ce brusque changement de direction du courant associé au changement brusque de la vorticité planétaire barotrope peut entraîner une déstabilisation du courant (Herraiz-Borreguero et al., 2013, 2015) et la formation de tourbillons intensifiés en surface ou dans la couche intermédiaire. Le flux tourbillonnaire associé peut contribuer à éroder le gradient de vorticité potentielle d'Ertel entre les masses d'eau pré-

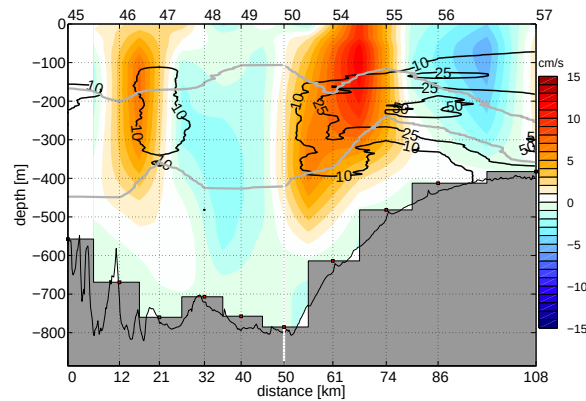


FIGURE 8.3 – Section des vitesses géostrophiques perpendiculaires aux sections sud de la boîte dépression. Les deux surfaces isopycnales ($\sigma_0 = 27.725 \text{ kg/m}^3$ et $\sigma_0 = 27.8 \text{ kg/m}^3$) séparant les couches du modèle (contours gris). La MCDW est identifiée sur les sections par des contours de pourcentage de MCDW mère (contours noirs). Le numéro des stations est indiqué sur l'axe des abscisses supérieur.

sentes sur le flanc est de la dépression et les masses d'eau peu stratifiées proches de la côte (Figure 6.14).

Il est possible qu'un tel tourbillon ait été observé pendant la campagne ALBION 2008 (figure 8.4) sur la section sud de la boîte Mertz où un signal en Eau Antarctique de Surface (ASW) apparaît plus marqué en profondeur à la station 29 qu'aux stations voisines (28 et 30). L'anomalie d'ASW est également accompagnée d'une anomalie en eau issue de la couche de mélange hivernale (WW, non montré). Cette structure est au centre d'un dipôle de courant intensifié en surface qui laisse penser qu'elle peut être associée à un tourbillon anticyclonique. La vitesse de rotation du tourbillon est estimée à 9.5 cm s^{-1} (voir figure 8.4), son rayon apparent à 10.8 km et le nombre de Rossby associé à $R_o = 0.13$.

IV Activité de méso-échelle et sous méso-échelle pendant l'hiver

Sur la période hivernale plus énergétique, le spectre des composantes du courant parallèle et perpendiculaire à la bathymétrie permet de mettre en évidence différentes échelles de variabilité du courant : la marée, les ondes proche-inertielles et une activité ondulatoire ou tourbillonnaire d'échelles de temps caractéristiques de l'ordre de 40 h ou entre 4 et 6 jours (figure 3.11) (voir figure ??). Nous essayons dans la suite de ce paragraphe de caractériser un peu mieux les objets responsables de cette variabilité. Nous verrons que les pics à 40 h semblent associés à une activité tourbillonnaire tandis que le pic entre 4 et 6 jours peut évoquer des ondes piégées sur la pente de la dépression (voir section IV.2).

IV.1 Activité tourbillonnaire associée à l'activité convective

La dépression Adélie est une importante zone de formation d'eau dense. On observe une augmentation significative de l'énergie cinétique pendant la période froide dans la couche profonde (Chapitre 3). Les zones de formation d'eau dense sont connues pour être à l'origine de production de tourbillons (Marshall and Schott, 1999). Dans un contexte de mélange convectif hivernal, les processus de formation de tourbillons cohérents de sous-mésoéchelle (Submesoscale Coherent Vortices, SCV) sont décrits par McWilliams (1985) en lien avec une phase d'ajus-

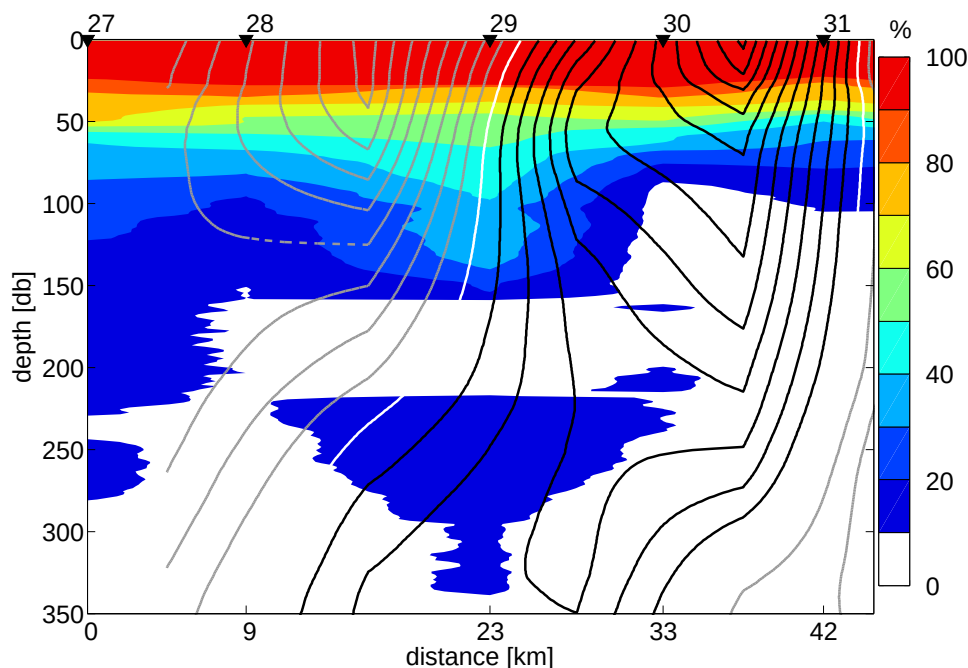


FIGURE 8.4 – Pourcentage de la masse d’eau mère ASW sur la section le long du Mertz et anomalies de vitesse par rapport au profil de vitesse moyen sur la section (entre les stations 27 et 31). L’incrément de vitesse est 0.1 cm s^{-1}

tement cyclostrophique suivant un événement violent de mélange vertical. De tels tourbillons ont été observés notamment en mer du Labrador (Lilly and Rhines, 2002; Lilly et al., 2003), en mer du Groenland (Wadhams et al., 2004; Budéus et al., 2004; Kasajima et al., 2006), en Arctique (D’Asaro, 1988) et en mer Méditerranée (Testor and Gascard, 2003; Houpert, 2013; Bosse, 2015). Les tourbillons formés lors d’épisodes de convection profonde contribuent à exporter hors de la zone convective les eaux nouvellement formées. Ils facilitent également l’initiation d’événements de convection profonde en apportant un cœur déstratifié (tourbillon anticyclonique) qui préconditionne l’homogénéisation de la colonne d’eau. En Antarctique, ces objets ne sont pas observés mais existent certainement. Nous avons donc décidé d’appliquer la méthode de détection des tourbillons décrite dans Lilly and Rhines (2002); Lilly et al. (2003) aux données ADCP du mouillage MG (voir dans le chapitre 2 la sous-section III.3).

IV.1.a Identification et caractérisation des tourbillons dans la zone convective de la polynie du Mertz

Faisant l’hypothèse de l’existence de tourbillons de type SCV dans la dépression Adélie en 2008 et 2009 à partir des données de courant, nous avons réalisé une analyse en ondelettes sur les séries temporelles du mouillage MG en appliquant le mode opératoire proposé par Lilly et al. (2003). Cette analyse permet de détecter potentiellement 37 tourbillons. En se basant sur ce premier diagnostic, la série temporelle du courant dans la partie profonde de la colonne d’eau est analysée en détails pour chaque événement. Cette analyse se fait sur la base des séries temporelles de courant filtrées, de diagrammes progressifs du vecteur courant, ainsi que des séries temporelles de température et salinité recueillies par les trois microcats du mouillage. Sur les 37 tourbillons potentiellement détectés avec les ondelettes, seuls 14 événements semblent³ être effectivement des tourbillons. Les 23 événements rejetés suite à cette analyse au cas par

3. Comme l’explique J. Lilly, il ne faut pas oublier, qu’il a une part de subjectivité dans la détection de tourbillons.

cas sont ceux qui ne présentent ni anomalie en température ou salinité ni un profil de vitesse similaire à celui d'un tourbillon de type rankine⁴. Sur les 14 événements (8 en 2008 et 6 en 2009), 10 sont des tourbillons anticycloniques et 4 sont des tourbillons cycloniques (Tableaux 8.1 et 8.2). Ces tourbillons semblent être contemporains de périodes de fort écart-type des vitesses verticales mesurées par l'ADCP (les vitesses verticales mesurées par l'ADCP sont cependant à prendre avec précaution). En 2009, on remarque dans le tableau 8.1) deux événements associés à des rayons inférieurs au kilomètre et dont le nombre de Rossby associé est proche de 2. Nous supposons que ces "tourbillons" sont peut-être des plumes convectives. Dans les tableaux 8.1 et 8.2 sont reportés les caractéristiques des tourbillons observés respectivement en 2008 et en 2009, déterminées suivant la méthode de Lilly et al., 2002. La vitesse de rotation apparente (estimée à partir de la série temporelle de courant au mouillage) du tourbillon (V_n) est estimée en prenant la moyenne des deux maxima (pris en en valeur absolue) de la composante de l'anomalie de vitesse perpendiculaire au courant moyen à la profondeur Z situés de part et d'autre du cœur du tourbillon. De la même manière, la vitesse de rotation du tourbillon (V_{max}) est estimée en prenant la moyenne des maxima de l'anomalie de vitesse (en module) par rapport au courant moyen à la profondeur Z de part et d'autre du cœur. Le temps moyen d'advection du tourbillon Δt est le temps séparant ces deux maxima de vitesse situés de part et d'autre du cœur. La vitesse d'advection du tourbillon est celle du courant moyenné sur Δt pour donner U_{adv} . Le rayon apparent du tourbillon (R) est obtenu de la manière suivante : $R = \frac{RU_{adv} \times \Delta t}{2}$. Le rayon effectif du tourbillon (R_{true}) est estimé de la manière suivante : $R_{true} = R \times \frac{V_{max}}{V_n}$. Le nombre de Rossby (R_o) est estimé de la manière suivante : $R_o = \frac{2V_{max}}{R_{true}f}$, où f est le paramètre de Coriolis (Lilly and Rhines, 2002). L'anomalie de densité associée au tourbillon est très petite et sensible au choix du niveau de référence. Pour les microcat de fond et intermédiaire, nous définissons la densité :

$$\sigma_\mu = \rho(S, T, P, \bar{P}), \quad (8.2)$$

où $\bar{p}$ est la pression moyenne pour chaque instrument. Nous appelons cœur du tourbillon la masse d'eau comprise entre les deux maxima de vitesse radiale du tourbillon. La variation de densité associée au cœur du tourbillon est alors définie de la façon suivante :

$$\Delta\sigma = \sigma_\mu^{cœur} - \bar{\sigma}_\mu^{7 \text{ jours}}. \quad (8.3)$$

Les anomalies de température potentielle ($\Delta\theta$), salinité (ΔS) et stratification sont définies de la même façon. Le déplacement des isopycnes au cœur du tourbillon est estimé en prenant l'anomalie de densité moyenne entre les microcats intermédiaire et de fond ainsi que la stratification moyenne sur les 7 jours encadrant la date de détection du cœur.

On remarque dans les tableaux 8.1 et 8.2 que les tourbillons sont observés de juin à octobre en 2008 et de mars à octobre en 2009. Ils sont relativement petits (leur rayon est compris entre 2.1 et 4 km) et leur nombre de Rossby est très élevé, compris entre 0.35 et 1.1. Les anticyclones ont un cœur entre 6 et 61% moins stratifié que leur environnement et leur cœur est associé à un déplacement d'isopycnes compris entre 8 et 91 m. Les cyclones ont un cœur plus salé, et donc plus dense, que leur environnement avec une anomalie de sel associée à leur cœur comprise entre 0 et 0.02.

4. La vitesse radiale varie proportionnellement avec r la distance au centre du rayon à l'intérieur du tourbillon et varie inversement proportionnellement avec r à l'extérieur.

Nom	A	B	C	D	E	F	G	H
Confiance	✓	✓✗	✓	✓✗	✓✓	✓✓	✓✗	✓✗
Date (dd/mm)	06-mai	10-mai	10-juin	30-juin	03-août	07-août	26-sept	02-oct
Type	A	A	A	A	A	C	A	C
Δt (h)	28	24	24.5	14	29.5	19	18.5	17.5
Z	613	713	608	580	644	672	722	695
U_{adv} (cm/s)	3.7	4.2	9	7	5.2	5.6	4.7	7.45
R (km)	1.9	1.8	3.9	1.8	2.7	1.9	1.6	2.4
V_n	10.5	8.9	14.3	11.4	16.7	6	10.5	6.3
V_{max}	11.6	10.9	14.5	12.2	15.8	6.7	11.4	10.3
R_{true}	2.1	2.2	4	1.9	2.7	2.1	1.7	3.9
R_o	0.82	0.74	0.54	0.96	0.87	0.48	1	0.39
$\Delta\sigma$ (g/m ³) [12 13]	[-2 -18]	[1 11]	[-1 -13]	[-8 -4]	[3 -14]	[12 3]	[-2 0]	[2 1]
ΔN^2 (N ²) $\times 10^{-6} s^{-2}$	-0.5 (1.60)	0.29 (1.51)	-0.35 (0.73)	0.14 (1.32)	-0.53 (0.95)	-0.28 (1.01)	0.07 (1.13)	-0.04 (1.00)
$ \Delta Z_\sigma $ (m)	59	38	91	43	55	70	8	14
$\bar{S}$	[34.5684 34.6303]	[34.5730 34.6316]	[34.6165 34.6452]	[34.6234 34.6758]	[34.6483 34.6858]	[34.6510 34.6914]	[34.6558 34.7009]	[34.6617 34.7014]
ΔS ($\times 10^{-3}$ psu)	[-2 -21]	[2 13]	[-2 -16]	[-10 -4]	[4 -17]	[15 4]	[-3 0]	[2 1]
$\bar{\theta}$	[-1.9102 -1.9400]	[-1.9103 -1.9373]	[-1.9135 -1.9199]	[-1.9122 -1.9184]	[-1.9141 -1.9181]	[-1.9145 -1.9181]	[-1.9143 -1.9172]	[-1.913 -1.9171]
$\Delta\theta$ ($\times 10^{-3}$ °C)	[1 10]	[0 0]	[0 3]	[1 0]	[1 1]	[-2 0]	[2 0]	[-1 0]

TABLE 8.1 – Paramètres des tourbillons en 2008 : Très bon niveau de confiance (✓✓). Bon niveau de confiance (✓). Niveau de confiance moyen (✓✗). Rejeté (✗). Anticyclone (A) et Cyclone (C). Temps de passage (Δt). Profondeur de la mesure (Z). Vitesse advective du courant moyen (V_{adv}). Rayon apparent (R). Vitesse apparente (V_n). Vitesse maximale (V_{max}). Rayon effectif (R_{true}). Nombre de Rossby (R_o). Anomalie de densité au niveau des deux instruments les plus profonds ($\Delta\sigma$). Anomalie de stratification (ΔN^2) et stratification moyenne ($\bar{N}^2$). Déplacement isopycnal moyen ($|\Delta Z_\sigma|$). Salinité moyenne ($\bar{S}$), anomalie de salinité (ΔS), température potentielle moyenne ($\bar{\theta}$) et anomalie de température potentielle ($\Delta\theta$) au niveau des deux instruments les plus profonds.

Nom	I	J	K	L	M	N	O	P
Confiance	✓	✓ χ	✓ χ	χ (plume ?)	χ (plume ?)	✓ χ	✓	✓ χ
Date (dd/mm)	04-mars	08-mars	24-avr	26-mai	29-mai	06-juin	10-juin	03-oct
Type	A	A	C	A	A	A	A	C
Δt (h)	22	40.5	20	16	18	26	27	42
Z	561	540	650	653	696	623	758	758
U_{adv} (cm/s)	6.7	4.3	6.4	2.2	2.4	4.8	5.2	4.4
R (km)	2.6	3.1	2.3	0.6	0.8	2.3	2.5	3.4
V_n	6.5	7.2	11	8.7	10.5	16.3	10	8.1
V_{max}	7.5	8	13	10.1	11.1	16.5	10.1	9.1
R_{true}	3	3.4	2.7	0.7	0.8	2.3	2.5	3.8
R_0	0.37	0.35	0.72	2.15	2.07	1.07	0.6	0.36
$\Delta\sigma$ (g/m3) [12 13]	[-14 -6]	[12 -4]	[8 21]	[-3 0]	[3 -3]	[1 -7]	[3 -5]	[0 3]
ΔN^2 (N^2) $\times 10^{-6} s^{-2}$	0.22 (2.58)	-0.43 (2.28)	0.25 (1.97)	0.11 (0.24)	-0.18 (0.20)	-0.25 (0.30)	-0.23 (0.38)	0.08 (1.74)
$ \Delta Z_{\sigma} $ (m)	37	17	60	60	0	97	25	8
$\bar{S}$	[34.5482 34.6624]	[34.5627 34.6653]	[34.5583 34.6426]	[34.6117 34.6218]	[34.6148 34.6236]	[34.6236 34.6363]	[34.6265 34.6430]	[34.6782 34.7538]
ΔS ($\times 10^{-3}$ psu)	[-16 -8]	[13 -5]	[9 21]	[-4 0]	[4 -4]	[2 -9]	[4 -6]	[0 4]
$\bar{\theta}$	[-1.9534 -1.9117]	[-1.9755 -1.9188]	[-1.9119 -1.9347]	[-1.9124 -1.9157]	[-1.9126 -1.9151]	[-1.9142 -1.9161]	[-1.9138 -1.9166]	[-1.9133 -1.9195]
$\Delta\theta$ ($\times 10^{-3}$ °C)	[8 -1]	[-24 -4]	[-7 4]	[0 0]	[1 1]	[0 1]	[0 1]	[0 0]

TABLE 8.2 – Paramètres des tourbillons en 2009.

IV.1.b Exemple d'un tourbillon anticyclonique identifié en Août 2008

On observe par exemple le tourbillon E début août 2008 (Figure 8.5). Au site de mouillage, le mois d'août se situe après la période principale de déstratification mais l'eau dense continue à être formée ailleurs dans la dépression car le niveau d'eau dense augmente dans la couche de fond au niveau du mouillage. Le tourbillon E est un vortex anticyclonique avec un cœur déstratifié (56% moins stratifié), moins salé ($\Delta S \simeq 0.02$) et légèrement plus chaud que son environnement ($\Delta\theta \simeq 10^{-3}^{\circ}\text{C}$). Il a un rayon de 2.7km et une vitesse maximale de rotation égale à 15.8cm s^{-1} et est associé à un nombre de Rossby relativement élevé ($R_o = 0.87$). Le profil de vitesse du tourbillon proche de son cœur est similaire à celui d'un tourbillon de type Rankine. Le tourbillon E semble donc être un tourbillon cohérent de sous-mésoéchelle (SCV).

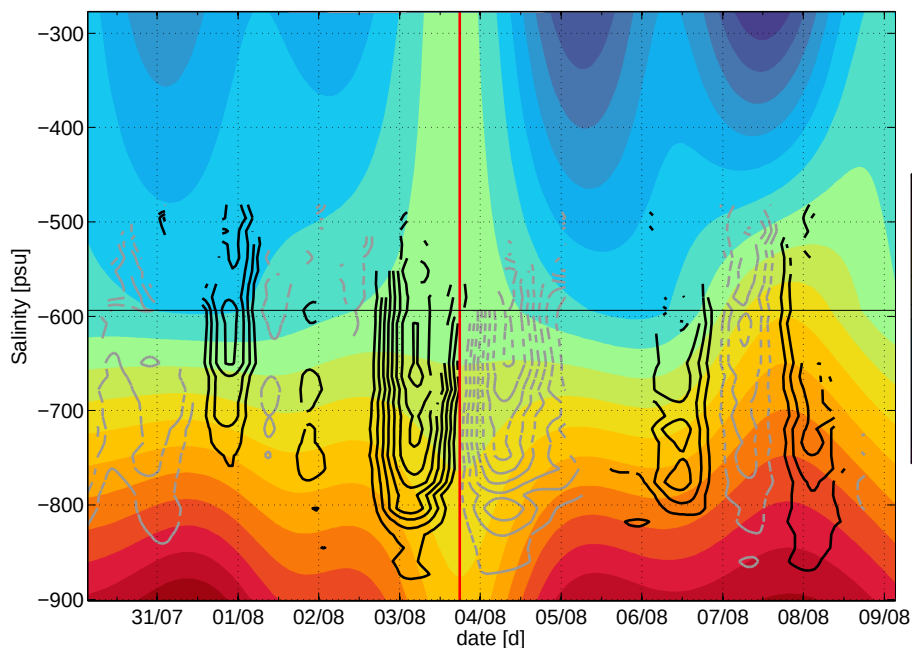


FIGURE 8.5 – Hovmöller de la salinité interpolée verticalement entre les 3 microcats (882m/551m/243m) du mouillage MG; vitesses positives perpendiculaires au courant moyen (contours noirs; $\Delta v = 0.2\text{cm/s}$); vitesses négatives perpendiculaires au courant moyen (contours gris; $\Delta v = 0.2\text{cm/s}$)

IV.1.c Conclusions

Årthun et al. (2013) ont montré à partir d'une simulation numérique haute résolution que les tourbillons produits par l'instabilité frontale sur les bords d'une polynie permettaient de transporter de l'eau dense très salée de plateau (High Salinity Shelf Water, HSSW) sous une plateforme glaciaire. Les échanges via les tourbillons se font principalement là où le courant induit par le front de la polynie intersecte la plateforme glaciaire. Les tourbillons simulés ont une échelle horizontale $L = 4R_d$ de 12 à 18km, donnée par l'échelle de l'instabilité (c'est-à-dire le rayon interne de déformation de Rossby R_d). Nicholls et al. (2003) observent des événements

de type tourbillonnaires (eddy-like events) de période allant de 1 à 4 jours au front de la plateforme glaciaire de Ronne. Herraiz-Borreguero et al. (2013) observent également au front de la plateforme glaciaire d'Amery l'arrivée de HSSW de juin à août sous forme d'événements de type tourbillonnaire qui résulteraient de l'instabilité barocline du courant associé à l'HSSW au front de la plateforme glaciaire d'Amery.

Nous avons caractérisé ce qui semble être des tourbillons cohérents de sous-mésoéchelle (SCV). Ces tourbillons seraient issus d'événements violents de mélange vertical. Ils semblent transportés par le courant moyen qui est, l'hiver, équivalent barotrope, parallèle à la bathymétrie et dirigé vers la langue glaciaire du Mertz. La production de tourbillons à proximité de la langue glaciaire peut certainement contribuer aux échanges avec la cavité sous-glaciaire.

IV.2 Ondes topographiques résonnantes dans la dépression

La Terre Adélie est une zone très ventée, en particulier l'hiver. La destratification de la colonne d'eau, due aux rejets importants de saumure induits par la production de glace, favorise la pénétration de signaux atmosphériques dans la colonne d'eau. Les plateaux en Antarctique sont souvent entaillés de vallées glaciaires qui favorisent une circulation guidée par la bathymétrie. La perturbation de l'écoulement moyen par des coups de vent peut induire un déplacement du courant par rapport à ce guide topographique et des ondes de Rossby topographiques peuvent ainsi être générées. Le spectre des composantes du courant perpendiculaire et parallèle aux isobathes à 750 m de profondeur est calculé sur la période hivernale durant laquelle l'EKE est relativement importante dans la couche de fond (Figure 3.11 dans le chapitre 3). La présence d'un pic spectral aux périodes de l'ordre de 4 à 6 jours laisse penser que l'on observe des ondes topographiques au mouillage MG.

Rhines (1970) montre que pour un nombre de Burger ($Bu = \frac{N^2 \alpha^2}{f^2}$, où α est la pente de la bathymétrie) petit devant 1, il est possible d'observer des ondes de Rossby topographiques barotropes (barotropic Topographic Rossby Wave, bTRW) pour lesquelles seule la géométrie de la pente, et non la stratification, compte⁵. La relation de dispersion de ces ondes est alors :

$$\omega_n = -\frac{f\alpha}{H} \frac{k}{k^2 + l_n^2}, \quad (8.4)$$

avec ω la pulsation de l'onde et k le nombre d'onde parallèle aux isobathes et l_n le nombre d'onde perpendiculaire aux isobathes associé au mode n .

Sur le plateau antarctique au large de la Terre Adélie, le nombre de Burger ainsi calculé au mouillage MG l'hiver est beaucoup plus petit que 1 (compris entre 0.005 et 0.1 pour une fréquence de Brunt Väisälä comprise entre 0.2 et $3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ et une pente topographique $\alpha=0.02$). L'analyse de la structure verticale de l'énergie des signaux aux pics de variabilité enregistrés ne montre pas d'intensification du courant au fond, ce qui confirme le peu d'impact de la faible stratification (non montré).

5. Pour des Burger importants, on retrouve des ondes topographiques piégées qui s'intensifient exponentiellement en approchant du fond.

IV.2.a Caractérisation de la fréquence de résonnance

Les bTRW peuvent entrer en résonance lorsque leur vitesse de groupe devient nulle, alors l'énergie ne se propage plus. La vitesse de groupe dans la direction parallèle à la bathymétrie devient nulle lorsque le nombre d'onde le long de la topographie est égale au nombre d'onde perpendiculaire à la topographie (Wåhlin et al., 2015). Les bTRW résonantes sont observées pour la première fois sur le plateau Antarctique par Wåhlin et al. (2015) en mer d'Amundsen (Antarctique de l'ouest). Elles avaient préalablement été observées par Gordon and Huthnance (1987) et Miller et al. (1996). La fréquence de résonance de ces bTRW est déterministe (Wåhlin et al., 2015) : on peut alors estimer la fréquence de résonance associée à ces ondes à partir d'une analyse en ordre de grandeur et la comparer aux pics observés dans le spectre rotatif du courant. La fréquence de résonance est donnée par :

$$\omega_R \simeq \frac{\beta L}{\pi(2n+1)} \quad (8.5)$$

avec $\beta = \frac{f\alpha}{H}$. Pour la pente sud-est de la dépression Adélie, on prend $L = 70\text{km}$; $\alpha = 0.02$; $H = 700\text{m}$ et $|f| = 1.3 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-1}$. Les fréquences de résonances obtenues⁶ pour les trois premiers modes sont $20\text{h}30$; 2.6jours et 4.3jours , ces fréquences apparaissent en vert sur la figure 8.6. Le spectre rotatif du courant est calculé à partir du courant à 750m de profondeur (Figure 8.6). Plusieurs pics dans le spectre rotatif semblent être proches de ces fréquences de résonance. Seul le pic qui a la plus basse fréquence semble être significatif. La composante anti-horaire du pic semble dominer. On observe également ce pic dans le spectre des composantes perpendiculaires et parallèles à la bathymétrie. Il semble donc y avoir l'hiver des indices suggérant la présence de bTRW résonnantes sur le plateau l'hiver.

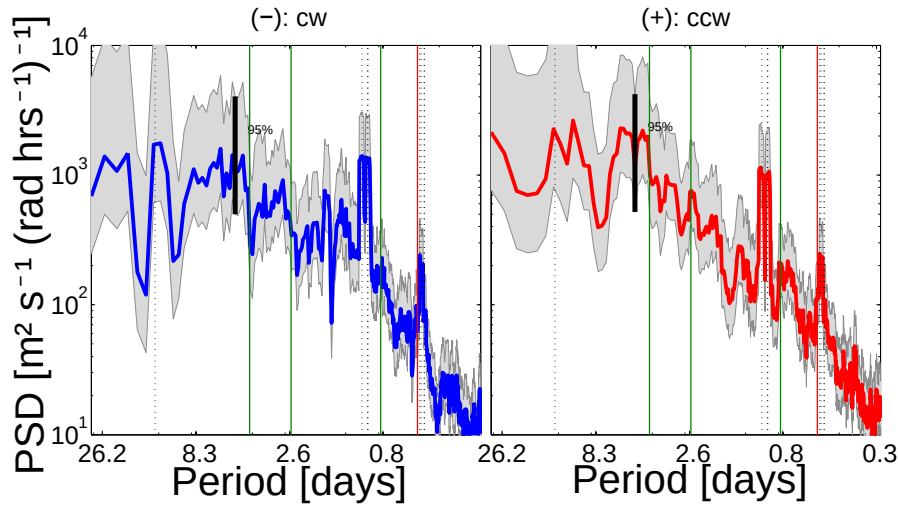


FIGURE 8.6 – Spectres rotatifs du courant en fonction de la période (en jours), composante horaire (à gauche), anti-horaire (à droite); (à 750 m) pour le mouillage MG; fréquence inertielle (droite verticale rouge); principales fréquences de marée (droites verticales en tirets); fréquences présumées de résonance des ondes de rossby topographiques barotropes pour les 3 premiers modes (droites verticales vertes)

6. L'estimation de la fréquence de résonance des ondes recherchées dépend largement des conditions aux limites utilisées en haut et en bas de la pente sur la vitesse perpendiculaire à la bathymétrie.

IV.2.b Mécanismes de génération

Nous faisons l'hypothèse que les ondes résonnantes observées dans le spectre rotatif sont forcées par le vent comme montré dans (Wåhlin et al., 2015). La cohérence spectrale entre le module de la tension de vent et la composante de courant perpendiculaire à la bathymétrie est calculée (Emery and Thomson, 2001). L'analyse se concentre sur la période MJJAS (mai à septembre) de l'année 2008.

On observe sur le spectre en cohérence (Figure 8.7) pour MJJAS un pic marqué pour les modes 1, 2 et 3 des bTRW résonantes⁷. On observe également un pic associé au mode 3, mais ce pic n'est pas significatif. Enfin, un 4ème pic, proche de 36h, est peut-être associé aux tourbillons observés l'hiver.

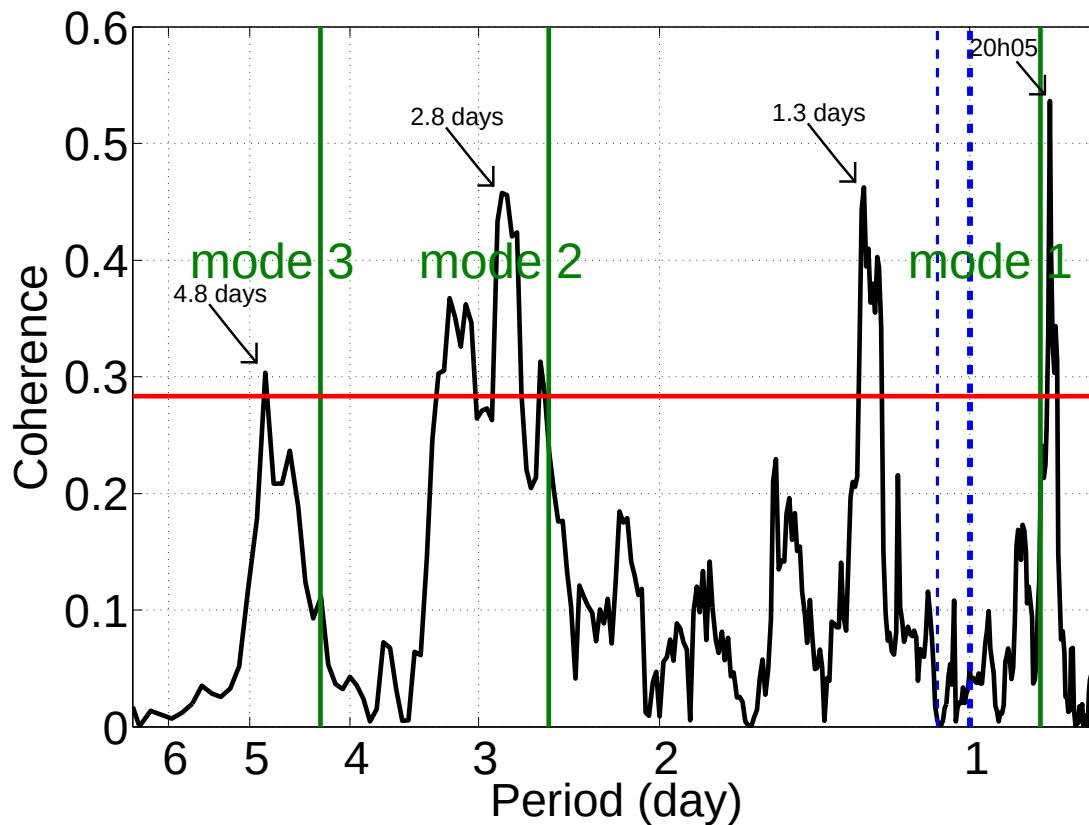


FIGURE 8.7 – Cohérence spectrale de la vitesse perpendiculaire à la bathymétrie moyennée sur la couche comprise entre 100 *m* au dessus du fond et 400 *m* au dessus du fond et le vent ERA-Interim pour la période mai à septembre 2008 ; fréquences de résonance des ondes de Rossby barotropes topographiques estimées à partir d'une analyse en ordre de grandeur (droites vertes verticales) ; principales fréquences de marée (lignes bleues verticales en tirets) ; 95% de confiance (ligne horizontale rouge)

La cohérence spectrale entre le vent et le courant suggère un lien entre le vent les bTRW résonnantes. Contrairement aux tourbillons, les ondes de Rossby topographiques ne participent pas au transport de traceur. Il est donc important de les distinguer des tourbillons.

7. Sur le spectre en cohérence pour l'année entière, on observe une prédominance du mode 1 (environ 20h)

V Conclusion et perspectives

V.1 Conclusion

Un fort cycle saisonnier de l'activité tourbillonnaire a été mis en évidence sur le plateau.

Une partie de l'énergie tourbillonnaire observée semble être associée à des tourbillons de type SCV qui sont connus pour transporter des propriétés loin de leur lieu d'origine. En Antarctique, le flux tourbillonnaire associé à ces objets peut également contribuer aux échanges sous glaciaires au front des plateformes glaciaires.

Une autre partie de cette énergie semble être associées à des bTRW résonnantes forcées par les vents extrêmes soufflant sur le plateau Adélie.

V.2 Perspectives

La figure (8.8) montre que la variation saisonnière de l'énergie cinétique est en phase avec la variation saisonnière de la stratification (elle-même reliée à l'énergie potentielle). Lorsque la convection démarre sur le plateau, le flux de flottabilité associé aux rejets de saumure en surface représente une source d'énergie potentielle qui est ensuite convertie en énergie cinétique sous forme d'un courant géostrophique et d'instabilité barocline sur les bords latéraux du patch convectif. Cette instabilité est à l'origine de la formation de tourbillons. Dans une prochaine étude, il serait intéressant de faire un bilan d'énergie prenant en compte les variations conjointes d'énergie potentielle et d'énergie cinétique dans l'océan et leur évolution en lien avec les forçages de surface (vent et flux de flottabilité associés au rejet de saumures).

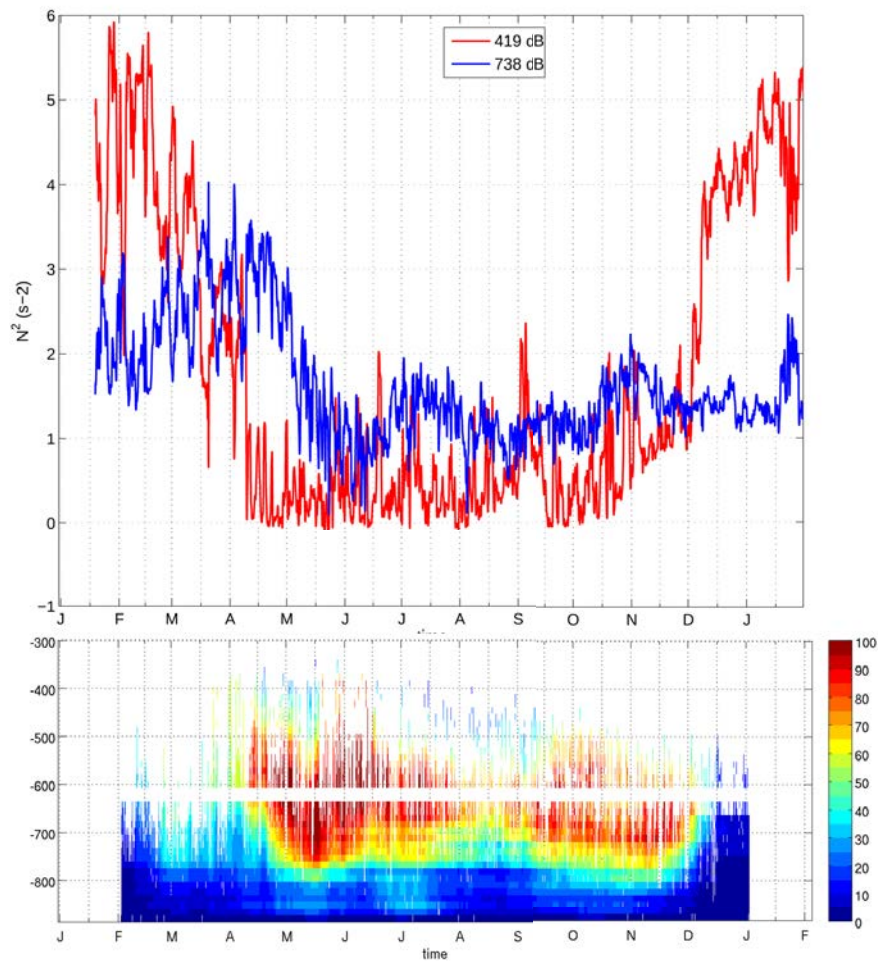


FIGURE 8.8 – énergie cinétique à partir des données de l'ADCP de fond au mouillage MG (en bas) ; Stratification des 2 couches associées aux trois sondes microcats(en haut) pour l'année 2008

9

Conclusion et Perspectives

I Synthèse

Le plateau antarctique joue un rôle important dans le système climatique. La dynamique sur le plateau est encore à l'heure actuelle peu connue, du fait du manque de données in situ sur le plateau et de la difficulté de modéliser de façon réaliste cette zone où l'océan, la glace et l'atmosphère interagissent fortement.

Cette thèse a permis d'explorer la circulation des masses d'eau sur le plateau est antarctique, au large de la terre Adélie, ainsi qu'une partie de sa variabilité spatiale et temporelle. Elle a permis de répondre à plusieurs questions posées en introduction :

Quelles sont les échelles de variation temporelle du courant sur le plateau Adélie ?

En 2008, le courant sur le plateau montre une importante variabilité temporelle à différentes gammes de fréquence. En particulier, le courant dans la dépression Adélie a une importante variabilité saisonnière. Le courant dans la dépression passe d'une structure équivalente barotrope guidée par la bathymétrie durant l'hiver, et une structure barocline pendant l'été. Alors que le courant l'été se baroclinise dans la dépression Adélie, l'énergie cinétique près du fond devient minimale. Une variabilité saisonnière semblable est également mise en évidence pour l'année 2009, ce qui tend à appuyer le caractère robuste de cette évolution saisonnière du courant.

Une importante variabilité saisonnière du champ de densité est également observée dans la dépression. En début d'été le réservoir d'eau dense formé l'hiver précédent se vide. Ce drainage de la dépression est associé à d'importantes vitesses d'approfondissement des isopycnes ($w_\sigma > 10^4 m/s$). Fin janvier 2008, la profondeur des isopycnes se stabilise pendant la période de minimum d'énergie cinétique au fond, suggérant l'arrêt du drainage de la dépression Adélie.

La comparaison du courant en 2008 et 2009 a montré que le courant, bien que robuste d'une année à l'autre, avait une variabilité interannuelle importante. L'énergie cinétique est, par exemple, beaucoup plus importante au fond en 2008 qu'en 2009. Cette variabilité semble liée à la variabilité de l'activité de la polynie du Mertz.

Nous avons également montré que l'énergie était également importante dans les fréquences comprises entre 1 et 7 jours, et l'ellipse de variance du courant associé a une faible excentricité dans cette gamme de période, suggérant une variabilité de type "tourbillonnaire".

Quelles sont les principaux facteurs impactant la circulation l'été ?

À partir de l'analyse des données de la campagne ALBION 2008, plusieurs facteurs impactant la circulation estivale ont été mis en évidence. La présence de banc de part et d'autre de la dépression permet de maintenir un gradient zonal de pression associé à un transport géostrophique méridien. Dans cette configuration, au printemps, l'effondrement du patch convectif hivernal peut installer une pycnocline profonde qui a un important impact sur la circulation de plateau. L'eau dense hivernale forme ainsi un dôme installé sur la pente orientale de la dépression du Mertz autour duquel une circulation estivale s'organise. La langue glaciaire du Mertz, sépare la dépression Adélie de la dépression du Mertz pour la circulation associée à la partie supérieure de la colonne d'eau (300 - 400 premiers mètres), forçant ainsi la branche entrante s'écoulant le long de l'isobathe 400 m à recirculer vers l'intérieur de la dépression. La faible stratification à la côte représente une barrière importante de vorticité potentiel d'Ertel empêchant les masses plus stratifi  es transport  es dans la branche entrante de recirculer devant le Mertz en s'appuyant sur la pente associ  e à la côte Antarctique. La gyre cyclonique observ  e pendant la campagne ALBION 2008 est donc concentr  e sur une seule pente de la dépression Adélie.

Quelle est la circulation horizontale moyenne de l'Eau Circumpolaire Profonde Modifiée l'été dans la dépression Adélie ?

Dans ce contexte estival, plus propice à l'utilisation d'un modèle inverse en boîte, le courant géostrophique est estimé sur la base de bilan simple de masse, de chaleur et de sel. Une circulation cyclonique sur le flanc sud-est du banc du Mertz est confirm  e et quantifi  e. L'eau circumpolaire profonde modifiée recouvre les hauts fonds de la partie ouest du banc du Mertz et recircule autour du d  me d'eau dense. Cette recirculation est en particulier relativement importante devant la langue glaciaire du Mertz, et semble être aliment  e par des eaux provenant du banc du Mertz. Une branche recirculante orient  e nord-ouest de MCDW plus modifiée est observ  e entre 400 m et 600 m de fond depuis le Mertz jusqu'au seuil Adélie. Lors de sa longue recirculation sur le plateau (pouvant être de l'ordre de 70 jours¹), la MCDW a largement le temps de se mélanger aux autres masses d'eau présentes sur le plateau, c'est pour cette raison qu'au seuil Adélie on observe une entrée net du mode le moins dilu  e de MCDW de $0.07 \pm 0.03 Sv$.

Quelle est la part de la dynamique horizontale par rapport aux flux air/mer sur le bilan de chaleur et de sel sur le plateau l'été ?

L'été, le flux de chaleur net de surface (de l'ordre de $200 W m^{-2}$) domine le bilan du contenu en chaleur de la couche de surface, la couche de surface se réchauffant avec un taux de 100    130 $W m^{-2}$. La circulation horizontale bien que contribuant dans une moindre mesure à ce bilan, tend à refroidir cette couche (refroidissement de l'ordre de 10    70 $W m^{-2}$). Dans la couche de surface, le transport de chaleur associé à la gyre cyclonique mise en évidence dans ce manuscrit est de l'ordre de 340 à 390 GW. Le transport de chaleur associé à la circulation dans la couche intermédiaire sur le plateau est quant à lui de 140 ± 80 GW pour la branche entrante et de -30 à 90 GW, pour la branche sortante, la circulation dans la branche intermédiaire semble donc être associ  e à un transport de chaleur net vers le sud.

1. En prenant une distance parcourue sur le plateau de 300 km et une vitesse moyenne de $5 cm s^{-1}$

L'été, l'apport d'eau douce dans la couche de surface par la circulation horizontale est le terme dominant le bilan du contenu en eau douce de cette couche. La branche entrante sur le plateau reliant le seuil à la langue glaciaire du Mertz transporte dans la couche de surface en moyenne 1.22 ± 0.45 mSv sur le plateau. La branche reliant la langue du Mertz au seuil nord, quant à elle, transporte en moyenne dans la couche profonde -0.28 ± 0.15 depuis le Mertz vers le seuil. L'hiver, le plateau se recharge en sel grâce à une divergence de glace positive sur le plateau, une partie de ce sel est évacué du plateau via l'export d'eau dense, tandis que l'autre partie est compensée par un apport d'eau douce via la circulation estivale.

L'océan et la langue glaciaire du Mertz interagissent-ils l'été ? Si oui, de quelle manière ?

L'eau circumpolaire est observée à proximité de la langue glaciaire pendant la période estivale. Elle n'est en contact qu'avec la partie latérale de la langue glaciaire, ce qui représente une faible surface d'interaction (200 fois plus petite que la surface basale). De plus, son temps de résidence le long de la langue glaciaire est relativement court. Une estimation haute du potentiel taux de fonte associée à l'interaction du glacier avec la MCDW est estimé à $306 \pm 46 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ soit 2.8 m en un an ramené en fonte basale. Plusieurs études numériques ont montrées que la fonte basale de glacier en Antarctique de l'Est était fortement influencée par les entrées de MCDW sur le plateau (Cougnon et al., 2013; Gwyther et al., 2014). Ces études montrent également que les entrées de MCDW sont fortement contraintes par les interactions océan/atmosphère. Il serait intéressant de diagnostiquer les échanges de chaleur entre l'océan via la MCDW et la langue glaciaire du Mertz pour une année contrastée du point de vue des interactions océan/atmosphère.

Un grand volume d'eau de plateforme glaciaire (ISW), est observé le long de la langue du Mertz dans la dépression. Un transport de 0.05 Sv est mesuré à la sortie de la langue glaciaire, le volume d'eau de fonte associé est de l'ordre de $30 \text{ à } 50 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Ce transport estival donne un ordre de grandeur du volume d'eau circulant sous la langue glaciaire du Mertz l'été.

Peut-on mettre en évidence la présence d'activité tourbillonnaire sur le plateau au large de la Terre Adélie ?

L'été, plusieurs indices suggèrent la présence d'activité tourbillonnaire l'été sur le plateau. Pendant l'été, plusieurs pulses d'eau chaude sont observés à la profondeur de la MCDW. Ce signal pourrait être attribué à des tourbillons d'eau circumpolaire profonde modifiée. Deux profils CTD semblent suggérer la présence de tourbillons sur le plateau : l'un associé à de la MCDW et un autre proche de la langue glaciaire associée à de l'Eau Antarctique de Surface. Ces tourbillons présumés ont un rayon de l'ordre de grandeur du premier rayon de déformation de Rossby l'été. Ils représentent une source potentielle de transport de propriété qui n'a pas été prise en compte dans notre étude de la circulation moyenne estivale.

L'hiver, dans le contexte de mélange vertical profond, pour la première fois sur le plateau Antarctique au large de la Terre Adélie, des tourbillons cohérents de sous méso-échelle sont observés et caractérisés. Ce type de tourbillons est connu pour être très efficace dans le transport de traceurs loin de la région source et par conséquent pourrait impacter l'export d'eau dense pendant la saison froide ainsi que l'interaction entre l'eau dense et la langue glaciaire du Mertz.

II Perspectives

En perspectives, plusieurs questions seraient intéressantes à explorer :

- Bien qu'ayant étudié dans ce manuscrit le transport de la MCDW sur le plateau antarctique au large de la Terre Adélie, les mécanismes d'entrée de cette masse d'eau sur le plateau sont encore ambigus. Comment la MCDW rentre-t-elle sur le plateau ? Est-ce sous forme de tourbillons ou par un courant géostrophique installé grâce à la présence du seuil Adélie ?
- Nous avons mis en évidence de forts contrastes du contenu en eau douce de la couche de surface l'été entre les années 2008 et 2009. Ce contraste avait déjà été observé entre les données estivales du Nathaniel Palmer en 2000-2001 et les données estivales de la campagne CEAMARC en 2007-2008. Quels sont les modes de variabilité associés à ces contrastes interannuels observés l'été sur le plateau ?
- Une importante variabilité saisonnière a été observée sur les propriétés hydrologiques et les courants. Nous avons vu en introduction que le plateau au large de la Terre Adélie était associé à une importante activité biologique pour la latitude. Comment se phase sur le plateau cette activité biologique qui a ses propres temps caractéristiques avec le cycle saisonnier du courant et des propriétés hydrologiques ?

Pour cela, il serait intéressant de déployer des instruments et d'effectuer de nouvelles mesures :

- Dans la dépression Adélie, des courantomètres pourraient être déployés plus haut dans la colonne pour savoir si l'Eau Circumpolaire Profonde Modifiée pénètre dans la dépression sous forme de tourbillons. Il serait également intéressant de déployer l'été des plateformes autonomes de type gliders² à l'entrée du plateau sur la partie nord-est du seuil afin de pouvoir mieux caractériser la branche entrante sur le plateau.
- Il serait également pertinent de faire des mesures de températures et de salinité dans la dépression du Mertz pour voir si suite au vélage la présence de MCDW a augmenté dans cette dépression à l'est de la dépression Adélie. Ces mesures pourraient être comparées aux profils CTD du NBP00-08 de l'été 2001 effectués dans la dépression du Mertz.

Parallèlement, un modèle régional idéalisé de plateau qui résout le rayon de déformation barocline antarctique pourrait être implémenté. Ce modèle serait couplé avec un modèle biogéochimique également idéalisé. Cette expérience numérique permettrait de :

- d'évaluer l'impact des échanges entre le plateau et le large sur la production primaire sur le plateau.
- de mettre en lien la variabilité saisonnière observée sur le plateau avec la production de plancton au printemps et l'été et la récente tendance observée sur le SAM.

Enfin, il serait nécessaire d'approfondir certains aspects abordés dans cette thèse :

- Une inversion sur campagne NBP00-08 en utilisant comme ébauche les vitesses mesurées par l'ADCP de coque du bateau. L'ajout de la conservation du contenu en isotope stable de l'oxygène et des nutriments permettrait également de mieux contraindre le problème. Cela permettrait d'avoir une année contrastée en termes de forçages à comparer avec l'inversion sur les données ALBION 2008.
- Nous avons vu dans le chapitre 7 une possible influence de l'arrivée de l'iceberg B09B dans la dépression sur le contenu en eau douce de la couche de surface. Il serait intéres-

2. $v_{\text{glider}} = 20 \text{ à } 40 \text{ km jr}^{-1}$

sant de poursuivre cette étude en étendant ce bilan d'eau douce aux masses d'eau plus profondes. Cela permettrait de déterminer si la diminution de la salinité des masses d'eau profondes suite au vêlage de la langue glaciaire du Mertz en 2010 est seulement liée à une diminution de la production de glace de mer ou également à la fonte d'iceberg tel que le B09B qui se situe actuellement au large de la baie de Commonwealth à proximité de la partie sud du seuil Adélie et donc à proximité des entrées de MCDW.



Article : Circulation and water mass transports
on the East Antarctic shelf in the Mertz Glacier
region

Circulation and water mass transports on the East Antarctic shelf in the Mertz Glacier region

Antoine Martin¹, Marie-Noëlle Houssais¹, Hervé Le Goff¹, Claudie Marec² and Denis Dausse¹

Submitted to Deep-Sea Research

14 mai 2016

¹Sorbonne Universités (UPMC, Univ Paris-06)-CNRS-IRD-MNHN, LOCEAN laboratory, 4 place Jussieu, F-75005 Paris, France

²Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale, IFREMER- Centre de Brest, CS 10070, 29280 Plouzané, France

Corresponding author: antoine.martin@locean-ipsl.upmc.fr

1 **Abstract**

2 The East Antarctic shelf off Adélie-George V Coast Land is known to be an important region for Dense
3 Shelf Water formation as a result of intense sea ice production in the Mertz Glacier Polynya. The
4 dense shelf water accumulates in a deep depression (the Adélie Depression) of the shelf, forming in
5 summer a persistent dome over the northeastern slope of the depression. Using hydrographic
6 observations from a summer survey in 2008 we implement an inverse model to propose the first
7 comprehensive view of the steady state circulation on this shelf in summer. Additional information
8 from mooring observations collected on the depression slope is used to provide context to the
9 retrieved circulation scheme. Over the depression slope, the summer baroclinic structure of the
10 currents is found to contrast with the almost barotropic structure in winter. This annual evolution
11 implies a seasonal reversal of the along-slope dense water flow, leading to export of dense shelf
12 water toward the underneath of the Mertz Glacier in winter. In summer no significant export of
13 water is found at the Adélie Sill which would be dense enough to form Antarctic Bottom Water.

14 The summer circulation on the shelf is strongly constrained by the Dense Shelf Water distribution
15 and forms a clockwise circulation primarily transporting the fresh surface waters and the warm
16 modified Circumpolar Deep Water (mCDW) around the dome. Over the upper flank of the Mertz
17 Bank, the inflow branch transports the mCDW towards the Mertz Glacier, while, over the lower part
18 of the slope, the outflow branch returns to the sill a diluted mode of the same water mass. A total of
19 0.19 Sv of mCDW inflows at the sill and two-third reach the Mertz Glacier and recirculate in front of
20 it, allowing the mCDW to penetrate into the deeper part of the depression. Possible scenarios of
21 interaction between the mCDW and the dense shelf water with the glacier are examined. It is shown
22 that, despite the water mass pathways and transports suggest possible ice-ocean interaction, both
23 lateral and basal melting were likely small in summer 2008. Finally, our results suggest that regional
24 pressure gradients set up by dense shelf water production and bathymetric features provide a
25 seasonal control on the circulation on the Antarctic shelf. It is hypothesized that the spring collapse
26 of the convective patch could setup a deep pycnocline which strongly impacts the shelf circulation,
27 with possible feedback of the mCDW transports on the polynya activity and water mass formation.

28

29 *Keywords:* Antarctica; continental shelf; modified Circumpolar Deep Water; heat transport;
30 freshwater transport; Adélie Georges V Land

31

32 I. Introduction

33 As a region of intense transformation of ocean water masses and strong interaction with the
34 Antarctic ice sheet, the Antarctic shelf is recognized as a region of upmost importance for the ocean
35 and Earth climate. Saline, dense shelf waters (DSW) formed in the coastal polynyas around the
36 Antarctic continent ; Zwally et al., 1985, Cavalieri and Martin, 1985) are considered instrumental to
37 the formation of the Antarctic Bottom Water (AABW), the densest water mass of the world ocean
38 (Jacobs et al., 1970, Gordon, 1971 ; Gill, 1973 ; Orsi et al., 1999). As such, the AABW properties are
39 largely controlled by the formation, transport and mixing processes occurring on the Antarctic shelf.
40 Shelf ocean processes also play a crucial role in the evolution of the Antarctic ice sheet (Jacobs et al.,
41 1996, Rignot and Jacobs, 2002). Heat supplied by the shelf waters to the underside of the floating
42 glaciers and ice shelves is thought to exert an important control on the current evolution of the mass
43 balance of the ice sheet (Pritchard et al., 2012; Rignot et al., 2013; Liu et al., 2015), and consequently
44 on the amount of melt water released to the ocean, with strong implications for the ocean fresh
45 water budget and deep water properties (Jacobs, 2006; Purkey and Johnson, 2013), sea ice
46 distribution (Brintanja et al., 2013) and sea level rise (Rignot et al., 2011). As importantly, the
47 numerous interactions taking place on the Antarctic shelf, including the large influence of the
48 seasonal ice zone on the water mass circulation and properties, help maintain specific ice-dependent
49 ecosystems which are essential links to the Southern Ocean marine food web (Nichol et al., 2000).

50 Significant changes in the Antarctic shelf environment have been reported over the last decades in
51 relation to climate change (Montes-Hugo et al., 2008). Analyzing the changes on a circumpolar scale,
52 Azaneu et al. (2013) found that, in addition to the widespread warming of the AABW layer, a
53 significant freshening of the DSW, averaging to 0.8 to $1.6 \cdot 10^{-3} \text{ year}^{-1}$, could be detected, with
54 expected impact on the properties of the deep Southern Ocean water masses and global
55 thermohaline circulation. These trends are consistent with the multidecadal freshening trends
56 reported in DSW at some key sites of production such as the Ross Sea (Jacobs et al., 2002; Jacobs and
57 Giulivi, 2010), the Weddell Sea (Hellmer et al., 2011) or the more recent freshening trend observed
58 off the Adélie Land/George V Coast (AGVC) Land (Shadwick et al, 2013; Lacarra et al, 2014). While
59 many processes including atmospheric forcing, ice shelf and continental freshwater fluxes or sea ice
60 formation and melting, are determining the hydrographic properties of the bottom shelf water, the
61 circulation and properties of the ambient water masses and the exchanges at the shelf break are
62 likely to play as an important role (e.g. Kalén et al., 2015). As an example, the strong warming trend
63 identified in the bottom waters of the western Antarctic continental shelf over the last four decades
64 was indeed mentioned as being the result of concomitant offshore shoaling and warming of the CDW
65 in this sector (Schmidtke et al., 2014).

66 Despite the whole Antarctic shelf has several circumpolar dynamical features in common, large
67 regional differences exist between the different sub-regions as a result of contrasted shelf geometry
68 and topography, atmospheric forcing (Jacobs, 2006; Spence et al., 2014; Gordon et al., 2015), land
69 and sea ice environment or cross-shelf geometry of the front separating the cold shelf waters from
70 the warmer deep ocean waters (Jacobs, 1991; Whitworth et al., 1998; Jacobs, 2004; Schmidtke et al.,
71 2014). Much of the effort for understanding the Antarctic shelf circulation and cross shelf exchanges
72 have however concentrated on regions which were identified as particularly vulnerable to climate
73 change, such as the Antarctic Peninsula (e.g. Martinson et al., 2008; Moffat et al, 2009; Dinniman et
74 al., 2011) or recognized as important sites of ocean ice shelf interactions (such as the Amundsen Sea)
75 or DSW production, such as the Weddell Sea and the Ross Sea (e.g., Ha et al, 2014, Carmack and

76 Foster, 1975; Foldvik et al., 2001; Darelius et al, 2014; Jacobs et al., 1970 ; Smith et al., 2014). Less is
 77 known about the circulation and processes occurring in the Indian Ocean- Australian sectors of the
 78 Antarctic shelf where observations are less numerous and the changes have been revealed more
 79 recently. Yet, the continental shelf to the south of the Australian-Antarctic Basin is known to host
 80 important sources of dense shelf waters which contribute to AABW renewal. Among these, the
 81 dense water formed off the Adélie Land/George V Coast (AGVC) Land is the precursor of the Adélie
 82 Land Bottom Water (ALBW, Gordon and Tchernia, 1972), one of the four main source water masses
 83 contributing to the AABW (Rintoul, 1998; Meredith, 2013). Interest for the AGVC Land shelf region
 84 has increased after observations spanning the last decades revealed significant freshening and
 85 cooling of the bottom waters of the Australian-Antarctic Basin (Aoki et al., 2005; Rintoul, 2007; Aoki
 86 et al., 2013), one of the three major reservoir of AABW. These changes were conjectured to reflect
 87 variations in the properties and/or export volume of the source shelf waters collecting into the basin
 88 which are essentially located off the AGVC Land (ALBW) and in the Ross Sea (e.g., Orsi et al., 1999;
 89 Bindoff et al. 2000; Orsi, 2010).

90 The present study focuses on characterizing the shelf circulation off the AGVC Land with the goal of
 91 better understanding its role in the spatial and temporal distributions of the shelf water masses and
 92 the implications for the cross shelf exchanges. The Mertz Glacier Polynya (MGP), located in the lee of
 93 the Mertz Glacier Tongue (MGT), is considered to be the source region of the ALBW. The MGP was,
 94 until recently, considered one of the largest polynya in East Antarctica (Massom et al., 1998, Arrigo et
 95 al., 2003). Sea ice growth rates in the range $120 \text{ km}^3 \text{ year}^{-1}$ (Tamura et al., 2008) - $185 \text{ km}^3 \text{ year}^{-1}$
 96 (Lacarra et al., 2014) have been estimated in the polynya, which, according to model simulations or
 97 indirect estimates, could drive a mean annual export of DSW through the Adélie Sill on the order of
 98 $0.1\text{-}0.2 \text{ Sv}$ (Williams et al., 2003; Kusahara et al., 2011a; Cougnon et al., 2013). Freshening of the DSW
 99 formed in the MGP was indeed observed over the recent decade (Lacarra et al., 2014; Shadwick et
 100 al., 2013) and associated with reduced DSW production rate (Kusahara et al., 2011b). The trends,
 101 however, were largely contributed by a step-like change following the calving of the Mertz Glacier
 102 Tongue (MGT) in February 2010. The calving greatly modified the shape of the polynya, initiating a
 103 period of reduced open water area and ice production (Tamura et al., 2012; Dragon et al., 2014). The
 104 degree to which a similar chain of processes can be hold responsible for the decadal trends observed
 105 in the AAB is still to be ascertained. In particular, while the evolution of the bottom water properties
 106 at specific locations in the core of the MGP revealed seasonal and interannual variability (Lacarra et
 107 al., 2014), the processes through which these changes could be communicated to, or influenced by,
 108 the regional oceanic and glacial environments are left unclear. Taking benefit of an intensive
 109 hydrographic cruise carried out in summer 2008 (Lacarra et al., 2011), supplemented by mooring
 110 instruments which recorded current velocities and hydrographic properties over complete annual
 111 cycles, we aim in this study at documenting the summer regional circulation on the shelf and
 112 evaluating its impact on the shelf heat and fresh water budgets as well as its link to the ocean-glacier
 113 interactions. Our analysis focuses on the MGT pre-calving years, mainly the summer 2008 (with
 114 additional information from summer 2009) as our dataset is the most complete during this year.

115 Section II of the manuscript contains a brief overview of our present knowledge of the ocean
 116 circulation off the AGVC Land, highlighting the specificity of the region relative to other parts of the
 117 Antarctic shelf. Section III describes the data sets which have been used for the present analysis. In
 118 Section IV the methodologies used in our analysis are introduced, in particular the inverse model
 119 framework which has been constructed to reconstruct the summer circulation. In Section V we

120 present information on the current structure and seasonality based on mooring observations while,
121 in section VI the summer circulation based on model results is described together with the heat and
122 fresh water transports and water mass budgets of the shelf. In section VII, we discuss some
123 dynamical aspects of the circulation and implications for glacier-ocean interactions. Some
124 conclusions are given in section VIII.

125 **II. Overview the circulation and water mass distribution on the shelf off the AGVC Land**

126 The region considered in this study lies off the AGVC Land, and mainly consists of a ca. 100 km wide
127 shelf extending between 142°E and 146°E, from the Antarctic coast to the shelf break at a latitude of
128 about 65°50'S (Figure 1). The shelf bottom topography (Beaman et al., 2011) delineates a deep
129 depression, the Adélie Depression, with maximum depth of ca. 1200 m near the MGT. The
130 depression is bordered by shallow (200 m deep) banks on both its northeastern and western sides,
131 and shoals toward the shelf break where a 420 m deep sill, the Adélie Sill, connects the shelf to the
132 offshore slope region. The shelf break is located at some 250 km to the south of the southern
133 boundary of the Antarctic Circumpolar Current (Orsi et al., 1995; Sokolov and Rintoul, 2002).
134 Observational evidence and model results suggest that in this latitudinal band a cyclonic gyre
135 circulation exists (Bindoff et al., 2000; Aoki et al., 2010), although the exact extent and volume
136 transport of the gyre are largely unknown. This “subpolar gyre” is a transition region encompassing
137 water masses, the AntArctic Surface Water (AASW) and the Modified Circumpolar Deep Water
138 (mCDW), which have access to the AGVC Land shelf (e.g. Whitworth et al., 1998; Orsi et al., 1995).
139 The southern branch of the AAB gyre is made by the westward flowing Antarctic Slope Current which
140 is the major provider of mCDW intrusions onto the shelf (e.g. Bindoff et al., 2000; Williams et al.,
141 2010). The along-shelf distribution of the warm temperature anomalies associated with these
142 intrusions is to some extent determined by the relative proximity of the Antarctic Slope Front
143 (Williams et al., 2011). AASW is a widespread water mass extending on either side of the shelf break
144 and includes a surface mixed layer with thickness and properties seasonally varying from a shallow
145 (order 10 m), warm and fresh layer in summer to a deep (order 100 m), cold layer in winter.
146 Remnants of the winter mixed layer, known as winter water (WW), are found in summer on the
147 AGVL shelf as a subsurface temperature minimum underneath the warmed surface mixed layer and
148 above the mCDW (e.g. Rintoul, 1998).

149 On the shelf, the Adélie Depression is bounded to the southeast by the MGT which, prior to its
150 calving in February 2010, was a 140 km long, 35 km wide floating ice tongue, extending
151 northeastward and grounded at its front on the Mertz Bank. The MGP is characterized by low winter
152 sea ice concentrations with enhanced signature in the AGVC Land coastal area and in the lee of the
153 MGT, (e.g. Dragon et al., 2014) and high production rates (Tamura et al., 2008). Brines rejected in the
154 ocean surface layer as a result of winter surface freezing and subsequent water column overturning
155 lead to the formation of High Salinity Shelf Water (HSSW) which subsequently mixes with the
156 surrounding shelf waters in the depression to form the local DSW, evidence of which is found
157 throughout the year at the bottom of the depression (Williams et al., 2003; Lacarra et al., 2011).
158 Interaction of the shelf water masses with the MGT leads to formation of supercooled (with respect
159 to surface freezing temperatures) Ice Shelf Water (ISW) which is indeed found in summer along the
160 Mertz (e.g. Lacarra et al., 2011) but also in winter near the coast (Williams et al., 2003). In winter
161 1999 the T-S relationship observed in the Adélie Depression suggested that ISW was formed from
162 WW interacting with the glacier but some interaction with the HSSW is also expected to occur during
163 events of vertical homogenization of the water column (Bindoff et al., 2001). On the other hand, the

mean depth of the mCDW in the depression (ca. 200 m) and the mean draft of the MGT (ca. 200-500 m for the offshore part (Legresy et al, 2004) would not preclude that this water mass could interact directly with the front or sides of the glacier provided that it penetrates far enough onto the shelf (Jacobs, 1989), a scenario which is suggested by model simulations (Cougnon et al., 2013) but still needs to be identified from observations.

Due to the harsh environment, observations are very sparse on the shelf off the AGVC Land and most of our knowledge concerning the circulation was obtained indirectly from a few hydrographic surveys or short term current measurements or deduced from model simulations. The most comprehensive view of the shelf circulation obtained from observations was derived from geostrophic currents combined with S-ADCP current measurements collected in July-August 1999 (Bindoff et al., 2001; Williams et al., 2003). The analysis revealed a fairly barotropic clockwise circulation in the southern Adelie Depression in winter, with both the surface layer (containing the WW), and the bottom layer (containing the HSSW) flowing northwestward toward the sill in the western part of the depression and returning southeastward toward the Mertz along the northeastern side of the depression (Williams et al., 2003). The mCDW, on the other hand, was entering the depression from the northeast across the Mertz Bank but did not penetrate on the shelf. These pieces of information were aggregated to propose a conveyor belt circulation in winter. In this scheme, the mCDW is gradually modified into WW (and eventually into HSSW), as it flows toward the MGT and circulates clockwise around the depression. A narrow coastal current was inferred in the southernmost part of the depression, transporting ISW westward from its source region close to the MGT along the coastal bays. Model simulations complement this view and indeed simulate consistent cross-shelf exchanges through the Adelie Sill with mCDW transported onto the shelf and dense shelf water outflowing out of the shelf (Marsland et al., 2004; Kushara et al., 2011a). Some simulations also confirm that, in winter, dense shelf water formed along the Mertz would indeed return along the coast in a narrow westward current and farther feed an intensified northward outflow toward the sill along the western edge of the Adélie Depression (Marsland et al., 2004). A strong coastal current was indeed present as a mean feature spanning the entire AGVL coastal region while flowing underneath the MGT in the barotropic tidal model simulation of Mayet et al. (2013).

Water mass transformation on the shelf is expected to exert a strong dynamical control on the regional circulation and water mass distribution and transports. In particular, the ability of the MCDW to flow onto the shelf indeed depends to some extent on the density distribution which sets constraints on the potential vorticity gradients. This hypothesis was used by Cougnon et al. (2013) to suggest that years with low MGP activity would be characterized by enhanced melting of the MGT due to MCDW intruding closer to the glacier tongue. Such constraints are expected to be seasonally dependent. Accordingly, models suggest seasonality in the circulation with the winter overturning circulation spinning down once the winter buoyancy forcing has shut down, and relaxing into a surface intensified gyre circulation organized around the central Adelie Depression (Kushara et al., 2011a). Year-long hydrographic observations at the Adélie Sill show some seasonality in the DSW outflow with the strongest signature of this water found on the western side of the sill in winter and spring and on the eastern side in summer (Williams et al., 2010). In contrast to winter where the MCDW remains hung on the Mertz Bank (Williams et al., 2003), in summer, evidences of MCDW are ubiquitous in the form of discontinuous spatial features in the Adélie Sill region and in the inner depression, most particularly over its northeastern slope (Lacarra et al., 2011). Despite these

hydrographic signatures, a comprehensive view of the overall summer circulation in the Adélie Depression is still lacking and the associated mechanisms remain largely unknown.

III. Data

III.1 Shipborne summer hydrography

Between January 10 and 19, 2008, as part of the ALBION project, a total of 66 CTD casts extending from the surface to the bottom were carried out on board the S/V Astrolabe in the Adélie Depression and Adélie Sill regions (Lacarra et al., 2011). The casts were organized along sections running roughly perpendicular to the main topographic gradients (Figure 1). Three sections crossed the Adélie Sill from east to west, and three others crossed the Adélie Depression from the northeast to the southwest, joining the Mertz Bank to the three coastal bays (Commonwealth, Watt and Buchanan), respectively. The station spacing was chosen so as to preserve reasonable horizontal resolution while enabling quasi-synoptic surveying of each section. Estimating the mean Brunt-Vaisälä frequency (N) in the region from our summer data, an internal Rossby radius ($R_d = \frac{NH}{|f|}$, with H the water column thickness and f the Coriolis parameter) on the order of 4-16 km was found which was small compared with the cruise station spacing (in the range 7-40 km). Our CTD array therefore did not resolve the mesoscale dynamics. The sections allowed to define closed, fairly synoptic ocean control volumes on which volume, heat and fresh water conservation constraints could be formulated, and water mass volume budgets could be estimated.

Additionally, we used observations collected during the CEAMARC AU0803 cruise on board the Aurora between December 22, 2007 and January 4, 2008 (Rosenberg and Rintoul, unpub. Rep.) to characterize the summer shelf hydrographic properties on a larger span (the CEAMARC array extended farther offshore than the ALBION array) or to evaluate the seasonal trend during that period (the CEAMARC cruise started in the early summer 2008 prior to the ALBION cruise).

III.2 Mooring observations

In addition to shipborne CTD casts, data were collected by moored instruments providing information on the annual evolution of the currents and hydrographic properties at a site (MG) located on the inner shelf some 60 km away from the Mertz Tongue in 878-945 m (depending on the year) water depth over the northeastern slope of the AD (Figure 1). The MG mooring line was deployed during the 2008 summer cruise and serviced every summer until 2012, except in 2011 when access to the mooring was temporarily prohibited by the presence of B9B iceberg overlying the mooring. Since the present study focuses on the Mertz pre-calving period, we will only make use of those observations collected in 2008, 2009 and early 2010, prior to the calving in mid-February 2010.

The mooring line was equipped with three SBE37 microcats distributed in the water column and a bottom mounted, upward-looking RDI 75 kHz Long Ranger Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) (Table 1). The microcat temperature, conductivity and pressure sensors were calibrated according to the factory pre- and post-deployment calibration tests (see Lacarra et al., 2014 for details about the measurement precision). All three parameters were recorded at a 7.5 minute sampling interval.

The ADCP data were quality checked using standard RDI criteria. Data were acquired every 2.5 minute and averaged over 1 hour-ensembles and over 14 m thick vertical bins spanning the water column from the near bottom to an upper limit varying according to the instrument performance. The latter was indeed affected by the particle backscatter in the water column which showed a

248 strong variability through the annual cycle. Typically, a mean annual vertical range of ca. 400 m from
249 the bottom was found with a seasonal variation of ± 100 m between a maximum in April-May and a
250 minimum in January.

251 Due to the proximity of the magnetic South Pole, the ADCP compass was considered unreliable (e.g.,
252 Williams et al., 2008). To facilitate the a-posteriori estimate of the current heading, the ADCP was
253 fixed in a frame anchored to the ocean bottom so that its horizontal orientation remained constant.
254 Current velocities were measured relative to this fixed instrument coordinate system. Independent
255 information a regional simulation with the high resolution T-UGOm tidal model (Mayet et al, 2013)
256 was then used to retrieve an optimal estimate (in the least square sense) of the bottom frame
257 orientation (see Appendix A for more details).

258 Since we are mostly interested in the steady state circulation, the ADCP current times series were
259 first detided using the T_TIDE software (Pawlowicz et al., 2002) to remove current fluctuations
260 associated with the diurnal (primarily K1 and O1) and semi-diurnal (primarily M2 and S2) tides.

261 **III.3 Atmospheric forcing and sea ice data**

262 Daily air-sea fluxes were taken from the ERA-Interim (ERA-I) reanalysis (Dee et al., 2011). Surface
263 wind stress was used to estimate Ekman transports of volume, heat and fresh water through the
264 control sections of the inverse model and to derive a mean wind stress curl over the AD (Figure 2).
265 Additionally, 10-minute surface winds recorded at the Cape Denison coastal Automatic Weather
266 Stations (AWS) (<https://amrc.ssec.wisc.edu/aws/>) were used for the sake of evaluating the validity of
267 the ERA-I surface winds in the near-coast region. To calculate ocean heat and freshwater budgets, we
268 used net surface heat fluxes, calculated as the sum of the net shortwave and longwave radiations
269 and the latent and sensible heat fluxes, and surface fresh water flux taken as the difference between
270 precipitation and evaporation (P-E), respectively.

271 We used sea ice concentration (SIC) data derived from the AMSR-E radiometer measurements on
272 board the NASA EOS Aqua satellite. These data were processed with the ASI algorithm and delivered
273 at 6.25 km resolution by the Bremen University (Spreen et al., 2008). A map of the SIC in the winter
274 2007 preceding our observations, highlighting the distribution of the MGP, can be found in Lacarra et
275 al., 2011 (their figure 2a). While the region was almost ice-free during the ALBION 2008 cruise, sea
276 ice melt was at play in the preceding months. Accordingly, we used sea ice melt rates calculated by
277 Lacarra et al. (2014) from the time evolution of the sea ice concentration over the October-February
278 period assuming a fixed constant thickness for the sea ice.

279 **III.4 Bathymetry and Mertz Glacier draft**

280 As ocean bathymetry data, we used the regional dataset designed by Mayet et al (2013) with a
281 horizontal resolution of about 250 m (Figure 1). The dataset was constructed from the Beaman et al.
282 (2011) bathymetry which was further modified under the Mertz glacier based on information on the
283 grounding line and ice draft, and along the trajectories of large drifting icebergs. In addition, the
284 glacier draft data (Legresy et al., 2004) were used to derive the under ice water column thickness.
285 The mean glacier draft evaluated across the Adélie Depression from Buchanan Bay to the Mertz Bank
286 (where the glacier tongue was grounded prior to its calving) was about 300-400 m (Lescarmontier,
287 2012).

288 **IV Methods**

289 IV.1 Reconstruction of the water mass distribution

290 Past definitions of the water masses on the shelf off AGVC (e.g., Williams et al., 2003; Lacarra et al.,
291 2011) were based on definition intervals in the T-S space, including a neutral density (γ_n) criterion
292 (following Whitworth et al., 1998) to characterize the mCDW. Unfortunately, due to the MCDW core
293 on the shelf being shifted with regards to the prescribed γ_n range, the γ_n criterion often ignored large
294 parts of mCDW in the identification process, or led to misidentification of mixtures of WW with
295 ASSW as mCDW. To avoid such disadvantages and to also better constrain the water mass definition
296 using additional information from the dissolved oxygen content, it was decided to use the optimal
297 multi-parameter (OMP) analysis technique (Tomczak, 1981, Budillon et al., 2003) to characterize the
298 different water masses appearing on the shelf. Four source water masses were used as end-
299 members: the AASW, the WW, the mCDW and the DSW, the latter encompassing both the DSW and
300 the ISW in order to limit the number of degrees of freedom and to avoid the difficulty in
301 discriminating the two water masses from each other. Instead, the proportion of ISW contained in
302 the DSW volume identified from the OMP analysis was extracted based on an arbitrary upper
303 temperature limit (freezing point at 50 dbar). The properties of the four end-members are listed in
304 Table 2 and reported in the T-S space in Figure 3. For the AASW, the properties of the top (0-10 m)
305 layer averaged over the model domain (i.e. the three model boxes, see section VI.1.a) were used. For
306 the mCDW (DSW), we chose the properties of the least oxygenated (most saline) water amongst all
307 the CTD casts used in the inverse model analysis. As WW end-member, we selected water which
308 could be considered a common precursor of the shelf mode and the off-shore mode¹. The OMP
309 allowed us to define water parcels as mixtures of the four end-members in various proportions. This
310 approach was found useful on the AGVC shelf where high levels of mixing are anticipated. Four
311 conservation equations for mass, heat, salt and dissolved oxygen were formulated for each set of
312 observed values of these four parameters, and were solved for the relative concentrations in the
313 different end members. These conservations were only applied to water parcels which did not reach
314 to the surface to exclude possible influence of air-sea exchanges.

315 An isotropic ordinary kriging method (Matheron, 1963; Journel and Huijbregts, 1978) was employed
316 to reconstruct the horizontal distributions of different parameters characterizing the water masses. A
317 decorrelation radius was obtained for each parameter to be mapped based on individual
318 experimental variograms (not shown) fitted to an exponential function. For all parameters this scale
319 (55 km for the depth of the $\sigma_\theta=27.80$ surface, 45 km for the MCDW core, 37 km for the Ertel
320 potential vorticity (PV) in the intermediate layer) roughly corresponded to the higher bound of the
321 CTD cast spacing. It is therefore possible that our hydrographic array missed relevant subgrid scale
322 hydrographic features.

323 IV.2 Calculation of the geostrophic velocities

324 Geostrophic shear velocities have been calculated using the thermal wind relation applied to
325 successive station pairs along hydrographic sections. The geostrophic shear velocity at level z , $v_s(x, z)$,
326 referred to a reference level $z_0(x)$, can be estimated between two hydrographic stations as:

¹ The WW end-member temperature was chosen to be at the 50 dbar freezing point with salinity lying on the mixing line obtained by regression between the mCDW end-member and the warmer shelf break mode of WW, which gives $T = -1.886^\circ\text{C}$ and $S = 34.360$. The dissolved oxygen content of the WW was selected based on similar regression in the O_2 -S space and picking up the O_2 value corresponding to the selected salinity.

$$v_s(x, z) = -\frac{1}{f} \int_{P(z_0(x))}^{P(z)} \frac{\partial \alpha}{\partial x} dP \quad (1)$$

327

328 where z is the vertical coordinate (positive upward), x is the horizontal along section coordinate, P is
 329 the pressure at level z , $\alpha = 1/\rho$ is the specific volume and ρ the density, $v_s(x, z)$ is the velocity
 330 component normal to the section at level z relative to the same velocity component at level $z_0(x)$, g is
 331 the gravitational acceleration and f is the Coriolis parameter. In practice, the horizontal density
 332 gradient is estimated based on the density difference between two neighboring stations, so that
 333 $v_s(x, z)$ represents the mean velocity between the two stations.

334 In order to estimate the velocity shear down to the bottom in regions of uneven bottom topography
 335 (i.e. between two stations with different bottom depths), an estimate of the horizontal density
 336 gradient distribution in the layer extending from the bottom level of the shallower station (the
 337 deepest common level, DCL) to that of the deeper station of the pair must be obtained. Following the
 338 method proposed by Jacobsen and Jensen (1926), the layer below the DCL is divided by a straight line
 339 linking the bottom level of the two stations and separating two triangular subdomains, the upper one
 340 in which the specific volume is assumed to vary linearly in the x and z directions and a lower one in
 341 which the water is assumed motionless with zero horizontal density gradient.

342 **IV.3 Inverse model to estimate the geostrophic velocity**

343 In order to estimate the absolute geostrophic velocity defined as :

$$V_n(x, z) = v_s(x, z) + b(x) \quad (2)$$

344

345 the reference level velocity $b(x) = V_n(x, z_0)$ must be known. In the absence of direct velocity
 346 measurements, an indirect estimate of this velocity must be used. Oceanographers have dealt with
 347 this problem since decades using box inverse modeling in which an optimal estimate of the reference
 348 velocity is that satisfying a set of conservation constraints. Here we use the steady geostrophic box
 349 inverse model described by Wunsch (1996) in which conservation of mass, salt and heat are imposed
 350 (within realistic uncertainties) on specified control volumes delimited by boundaries where fluxes are
 351 estimated from observations. Usually, the control volumes are bounded in the horizontal by a closed
 352 hydrographic section either extending from the surface to the bottom or bounded in the vertical by
 353 prescribed isopycnal surfaces. Although the choice of isopycnal surfaces is motivated by the
 354 assumption that diapycnal fluxes should be relatively small compared with the isopycnal fluxes, the
 355 former must be included explicitly in the constraints, which leads to additional unknowns to the
 356 problem. For the k^{th} layer bounded by a closed hydrographic section with area $A_{h,k}$, the conservation
 357 of a given tracer, C , can be written as :

$$\int \int_{A_k^v} \rho C V_n dx dz + \left[A^h (w^* \overline{\rho C} + D^c) \right]_{k+1}^k = S_k^c \quad (3)$$

358

359 In (3), the left hand side of the equation represents the horizontal divergence of the tracer fluxes
 360 associated with the geostrophic flow (first term) and diapycnal exchanges through the upper and
 361 lower isopycnal boundaries (sum of the second and third terms) as defined in equation (4) below,
 362 and the right hand side, S_k^c , gathers external tracer sources and sinks (e.g. air-sea exchanges if the

control volume extends to the surface) and neglected ageostrophic and time dependent contributions. V_n is the horizontal velocity component normal to the lateral boundary of the box. Index k refers to the lower boundary of the k^{th} layer and $k - 1$ to the upper boundary. A_k^h is the area of the isopycnal surface defining the upper boundary of the k^{th} layer while $\overline{\rho_k C_k}$ is the averaged tracer concentration on this surface (the overbar denotes area averaging), w_k^* is the diapycnal advective velocity through the surface and D^c is the effective diffusive flux defined as (McIntosh and Rintoul, 1997; Sloyan and Rintoul, 2000; Naveira Garabato et al. 2003):

$$D_k^c = \overline{\rho_k C_k} w_k^{*c} - \overline{\rho_k C_k} w_k^* = -\kappa^* \left(\frac{\partial \rho C}{\partial z} \right)_k \quad (4)$$

370

In (4), $\rho_k C_k w_k^*$ is the net diapycnal flux of tracer C through the k^{th} isopycnal surface and the right hand side term parameterizes diapycnal diffusion with κ^* being the effective diffusivity coefficient (Sloyan and Rintoul, 2000; Ganachaud, 2003). This effective diffusivity is specific to each tracer (excluding mass) and parameterizes all diapycnal processes which cannot be represented by a mean diapycnal velocity w^* (Sloyan and Rintoul, 2000). In practice, the inverse model is solved for w^* and for effective diffusive fluxes D_k^c of all tracers. Mass conservation is derived by setting $C = 1$ and $D_k^{\text{mass}} \approx 0$ (check if D^{mass} is equal to zero) for all k . In all layers but the surface layer we assume $S_k^c = 0$ as a first guess. In practice, the salt and heat conservations are formulated relative to a reference tracer value (taken here as the estimated average of the tracer over the considered layer volume, see Table 4). As explained by Wunsch (2006), this formulation reduces the impact of possible mass imbalance on the tracer imbalance.

In (3) the tracer divergence in the bottom friction layer is ignored. In the surface layer, S_{1c} includes the tracer convergence associated with the Ekman transport through the lateral boundaries:

$$S_{c1} = - \oint \frac{\vec{\tau}}{f} \left(\frac{1}{h_E} \int_{-h_E}^0 C dz \right) \cdot \vec{dl} \quad (5)$$

384

where h_E is the Ekman layer thickness, τ is the surface wind stress and dl is the unit vector aligned with the lateral boundary of the control volume.

The conservation constraint (3) can be applied simultaneously to several layers and/or tracers. Upon discretizing the horizontal integral into a sum of tracer fluxes estimated at N_b station pairs, (3) translates into a system of equations which can be written as:

Equation (6)

$$Ax + n = -\Gamma \quad (6)$$

391

where $x = [\{b_i\}; \{w_k^*\}; \{D_k^c\}]$, $k = 1, N_w$, $i = 1, N_b$, is the column vector of the unknowns with N_w the number of layers, N_b the number of reference velocities to be estimated at each station pair, and $N = N_b + 2N_w$ the number of unknowns. A is the $M \times N$ observation matrix, with the N columns corresponding to the N unknowns (the reference level velocities, the diapycnal velocities and the diffusive fluxes between layers) and the M rows corresponding to the M constraints. In agreement with Wunsch (1978), the column of matrix A corresponding to the bottom velocity are weighed according to the vertical area associated with the station pair. We call Γ the column vector of the observations which contains the initial imbalance in the tracer constraint estimate. Since the number

of constraints M is usually smaller than the number of unknowns N , the system (6) is underdetermined.

The solution of (6) can be estimated using the Gauss-Markov approach (see Appendix B) in which uncertainty on the observations is explicitly taken into account in the form of a noise column vector, n , of dimension M which is added to the right hand side of equation (6) as the projection of the uncertainty onto the constraints. With this approach, the unknown reference velocity is considered a random variable with its mean and covariance being input to the problem.

The reference level $z_0(x)$ is specific to each pair of hydrographic stations where the geostrophic velocity is estimated. Without a priori knowledge of the velocity distribution at a particular level, we postulate that there exists a level of lowest energy in the water column where the velocity can be assumed small so that the first guess for the reference velocity can be chosen as $b(x) = 0$. In the following, this particular level will be taken as the DCL of each station pair. Justification of this choice is provided in the following section.

V. Observed current velocity structure and seasonality from mooring observations

We first examine current velocity observations at mooring MG in order to evaluate the relevance of the steady geostrophic assumption and to obtain an order of magnitude for the reference level velocities to be solved by the inverse model.

The ADCP observations at mooring MG provide useful information on the current structure and variability in a deep layer extending from the bottom (ca. 900 m) to roughly 500 m depth. In both 2008 and 2009, the kinetic energy of the low-pass filtered current showed a strong seasonal cycle at all levels, with an annual minimum reached in summer and followed by an abrupt increase in February (note however that this particular period of the year was not perfectly resolved as it corresponds to the time of mooring servicing) prior to reaching a maximum throughout the fall-winter period (the latter associated with large low-frequency variability). The annual cycle was observed down to the bottom layer where the seasonal evolution of the kinetic energy (KE) appeared to be associated with concomitant changes in the deep stratification (Figure 4). The mean squared Brunt-Väisälä frequency, N^2 ($N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}$), in the layer extending between the two shallowest microcats of the mooring (roughly between 261 m and 577 db, see Table 1) indeed showed a strong seasonal cycle roughly in opposite phase to the KE cycle. The N^2 evolution highlighted a period of weak stratification in fall-winter (N^2 values as low as 10^{-6} s^{-2} were found in May 2009) which was followed by a period of progressive restratification occurring between mid-August and early January in both years. This evolution suggests that December-January, which includes the time of our hydrographic surveys, corresponds to the most stratified (for the intermediate levels) and least energetic (for the deep water column) period of the year. This period of the annual minimum of KE will be hereafter referred to as the summer period. Note that, since the MG mooring was first deployed in mid-January 2008, the period of averaging is reduced in this particular year.

The seasonal evolution of the bottom KE shown in Figure 4 was likely related to the seasonal deepening of the core of the current during the destratification phase and its removal during the restratification phase. Current velocities recorded during the winter period (July-August-September) in 2008 revealed a vertical structure characterized by a predominantly along-slope (southeastward) current heading to the MGT throughout the entire water column. Along-slope velocities reached almost 5 cm s^{-1} in the near bottom layer (Figure 5a).

In summer, in January-February, strong baroclinicity of the current contrasted with the equivalent barotropic structure observed in winter (Figure 5b). The current was characterized by a marked anticlockwise upward veering of the current, having a dominant along-slope southeastward component (directed toward the MGT) close to the bottom, then turning within a 220 m depth range to a dominant on-slope component at 700m, and ultimately to a dominant north-northwestward current at 500 m (directed toward the sill). The magnitude of the current also increased upward with speed reaching almost more than 10 cm s^{-1} at 500 m while being on the order of 1 cm s^{-1} at the bottom. A similar picture was retrieved in the summer 2009 (not shown), yet current speeds at 500 m did not reach beyond 5 cm s^{-1} . The significant upslope component of the flow above 700 m would be consistent with an along-slope increase of the mean water column density when closer to the MGT. In the 220 m thick bottom layer, the upslope flow remained very small suggesting that a level of no motion does exist at some distance from the bottom (see also Figure 6). The bottom velocity averaged over this bottom layer was indeed fairly small, amounting to $1.6 \pm 1.2 \text{ cm s}^{-1}$ and $0.9 \pm 2.5 \text{ cm s}^{-1}$, in 2008 and 2009, respectively.

The mean summer shear at MG was compared with the geostrophic shear evaluated from a CTD station pair in the vicinity of the mooring. As the CTD sections were primarily aligned with the cross-slope direction (Figure 1), the geostrophic shear can be assumed to represent roughly the along-slope component of the flow. Without a-priori knowledge of a reference velocity, the geostrophic velocity was calculated relative to the DCL of the two stations, allowing for non-zero velocities at the bottom. Comparing the shape of the along-slope velocity shear, reasonable correspondence was found between the ADCP measurements and the geostrophic estimate (Figure 6). In particular, both velocity profiles showed an intensification of the current at the intermediate level (300-500 m) (although the maximum was found slightly farther up in the geostrophic estimate, perhaps due to the CTD station pair lying higher up on the slope relative to the mooring) and a rapid decrease of the along-slope velocity when approaching the bottom. As will be discussed in section VI.2, the baroclinic structure of the flow which was observed in the deep layer at the MG mooring characterized more widely the geostrophic current deduced from the hydrographic observations in the AD.

To summarize, the substantial baroclinicity of the flow observed in summer 2008, the reasonable agreement between the measured velocity shear at the MG mooring and its geostrophic estimate and the existence of a relatively weak bottom flow (despite sloping bottom floor at the mooring would suggest enhanced bottom flow there) are all arguments suggesting that inverse modeling could be a relevant tool to estimate the summer circulation in the AD.

VI. The geostrophic circulation in summer 2008

VI.1 Implementation of the inverse model

VI.1.a Model geometry

The inverse model which is described in section IV.3 has been implemented using a subset of 50 CTD casts from the ALBION 2008 summer cruise as input data. The inversion was performed separately on three different control volumes, hereafter referred to as model boxes, each bounded by a closed CTD section, allowing for some volume overlapping between boxes (Figure 1). The three model boxes (Table 3) were defined in order to insure approximate synopticity of the observations (all CTD casts defining the boundary of a given box were obtained within a time interval of 25-36 hours depending on the box), while encompassing a reasonable water volume to reduce uncertainties on conservation constraints. The Sill box (depth range 220-665 m, area $0.34 \cdot 10^4 \text{ km}^2$), covering the outer shelf region,

can be considered representative of the exchanges through the Adélie Sill. Its northern boundary will be hereafter referred to as the Sill section. The Depression box (depth range 220-786 m, area $0.50 \cdot 10^4 \text{ km}^2$) encompassed the northern part (directly upstream of the sill) and the central part of the AD, while the Mertz box (depth range 294-1123 m, area $0.17 \cdot 10^4 \text{ km}^2$) encompassed the southern, deepest part of the AD with its southernmost boundary lying along the MGT some 10-20 km away from the tongue. The latter will be hereafter referred to as the Mertz section. All three boxes were defined by two CTD subsections running roughly parallel across the depression and joined together by two side subsections. Some of these side subsections (for the Sill box and the Depression box) were running along the shallows of the Mertz Bank (over bottom floor of ca. 300-400 m) and the Adélie Bank (over bottom floor of ca. 220-250 m) or reached close to the entrance of Commonwealth Bay over depth of ca. 550m. However, for the Mertz box, the cross-depression subsections did not run far enough to reach the shallow parts of the coast since the box had to be closed in the deepest part of the depression in water depths of more than 1100 m.

For each box, the conservation constraints (Equation 6) were formulated on three different model layers. The isopycnal surfaces which were chosen as model layer interfaces were selected based on considerations on the stratification and on the water mass distribution. Ideally, the interfaces should be located within stratified regions of the water column to reduce vertical exchanges which are expected to be poorly resolved by a box model formalism. On the other hand, the layer transports and budgets should be easily interpretable in terms of water mass pathways and transformation.

Two isopycnal surfaces, $\sigma_\theta=27.725$ (mean depth 137-181 m) and $\sigma_\theta=27.80$ (mean depth 316-330 m) were selected as interfaces between the upper and intermediate layer, and between the intermediate and lower layer, respectively. As such, the $\sigma_\theta=27.725$ isopycnal was lying immediately below the upper, temperature- and salinity-stratified layer which concentrates most of the effects of the air-sea fluxes and encompassed the less diluted mode of AASW (Figure 7). This upper layer also included remnants of the winter surface mixed layer materialized by a core of WW lying at the base of the layer. The intermediate layer concentrated most of the mCDW, the latter mostly appearing in a highly diluted mode (maximum averaged concentration of less than 20%), and was characterized by a local minimum of stratification consistent with enhanced mixing at this level. The $\sigma_\theta=27.80$ isopycnal which was chosen as the lower limit of this intermediate layer was lying immediately above the strong halocline capping the DSW reservoir which constituted the deeper layer (Figure 7).

VI.1.b First guess on model unknowns : mean and uncertainty

When using linear inverse modelling, it is usually assumed that the estimate of the unknown reference level velocity should arise as a small correction to a prescribed first guess value. The observations at MG suggest that it is reasonable to assume small reference velocities near the bottom. However, lacking information over the rest of the AD, we had to assume that these velocities were small all over the depression, and small enough that a null velocity can be chosen as a first guess. This choice is in agreement with the weak bottom flow found in summer in model simulations of this region (Kusahara et al., 2011a). In absence of a-priori information on the spatial distribution of the velocity at any particular level we chose to put the a-priori level of no motion at the DCL between pair stations to allow for possible counter-flow as was indeed observed in the near bottom layer at MG. Doing so, we also avoid propagating the uncertainty on the flow reconstructed below the DCL towards the full velocity profile above (Ganachaud, 2003).

A rough estimate of a first guess on the diapycnal velocities could be obtained from examination of the time evolution of the density distribution based on temperature, salinity and pressure recorded by the microcats at the MG mooring and linearly interpolated between the measurement levels. Linear regression of the depth of the $\sigma_\theta=27.725$ and $\sigma_\theta=27.80$ isopycnals on time could thus be performed over the period of minimum kinetic energy identified in section V and suggested that, over that period, small subsidence occurred in the water column which was associated with diapycnal velocities w^* of order $0.1 \pm 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ and $4.3 \pm 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ for the $\sigma_\theta=27.725$ and $\sigma_\theta=27.80$ isopycnal, respectively. In view of these small velocities, we assumed as first guess that diapycnal exchanges of mass and tracers were equal to zero ($w^*=0$, $D^c=0$).

The Gauss-Markov approach requires estimating an a-priori uncertainty on the model unknowns. For the reference velocity, the latter can be obtained by taking the magnitude of the along-slope velocities observed at the bottom (second ADCP bin from the bottom) at MG in summer, which was $1.5 \cdot 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$. For the diapycnal velocities, an uncertainty of $1.5 \pm 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ was assumed in order for the resulting uncertainty on the diapycnal volume flux (estimated to 0.15 Sv when integrated over the whole AD area of about 10^4 km^2) to be one order of magnitude less than the uncertainty on the advective transport associated with the reference velocity (estimated to 3 Sv when integrated over a lateral boundary of about $2 \cdot 10^2 \text{ km}^2$). This scaling is equivalent to allowing the imbalance in the tracer conservation constraints to be mainly accommodated by adjustment of the reference velocity with diapycnal exchanges playing a minor role (see Wunsch, 2006, for a discussion on this subject). Uncertainty on the diapycnal tracer fluxes D_k^c across a given isopycnal surface level k was estimated from the product of the diapycnal velocity uncertainty with the isopycnal area-average of the tracer anomaly relative to the reference value. Depending on the level, uncertainty estimates were found to vary in the range $0.6\text{-}1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and $5\text{-}20 \text{ W m}^{-2}$ for salt and heat, respectively. According to equation (4), this would be equivalent to selecting an effective diffusivity of $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

VI.1.c Conservation constraints

Conservation constraints were applied simultaneously on the three layers introduced in VI.1.a (Table 3). Mass conservation was applied on each layer as well as on the total volume (the latter constraint being independent on uncertainties on the diapycnal fluxes). Given the large uncertainties on the air-sea heat and fresh water fluxes, and anticipating that a large part of these fluxes might have been accommodated by concomitant tendencies in the heat and fresh water contents of the upper layer, both being associated with as large uncertainties, it was decided to waive the heat and salt conservation constraints in the upper layer for all the three boxes and only require heat and salt conservation in the other two layers.

In the Gauss-Markov framework, explicit account of the noise on the observations leads to an uncertainty on the a-priori estimate of the constraints which is assumed to be a random variable with null mean and a covariance matrix R_{nn} . There are several noise sources in an inverse box model (see Ganachaud et al, 2003, for a review). Details about the error estimation are provided in Appendix C, while the magnitude of the different errors can be visualized in Figure 8. All sources of errors were assumed independent of each other and individual noise variances were therefore added altogether to give an estimate of the total error on the constraints.

The magnitude of the residuals on the conservation constraints prior to inversion, relative to the a-priori error, is a measure of the expected impact of these constraints on the inverse model solution. Residuals prior to the inversion are computed as:

570 Equation (7)

571
$$n_0 = -\Gamma - Ax_0 \quad (7)$$

572 and are shown in Figure 8. A general look at this figure indicates that initial residuals on the
573 constraints have same order of magnitude as the a-priori error on these constraints so that the
574 system is weakly constrained. In the Mertz box, apart from a marginally significant mass imbalance
575 in the upper layer, all constraints are satisfied in all layers within the estimated error. By contrast,
576 significant mass imbalances are identified in both the Sill box and the Depression Box. In the
577 Depression box, mass convergences of 0.20 Sv are diagnosed in the upper and intermediate layer,
578 with significant freshwater convergence (equivalent diapycnal flux of 1 mm day⁻¹) only in the
579 intermediate layer. In the Sill box, similar mass convergence of 0.18 and 0.14 Sv occurs in the
580 intermediate and lower layer, respectively, with concomitant, large (compared to the atmospheric
581 surface flux) freshwater accumulation (equivalent diapycnal flux of 3.8 mm day⁻¹) and heat deficit
582 (equivalent diapycnal flux of 108 W m⁻²) in the intermediate layer. Smaller fresh water accumulation
583 is diagnosed in the deep layer of this box (equivalent diapycnal flux of 1 mm day⁻¹). The large initial
584 residuals at the sill may be the result of the hypothesis of low bottom kinetic energy being more
585 adapted to the inner depression than to the shallow sill region. It is also in the Sill box that the along-
586 depression bottom topography rises the most rapidly toward the sill so that convergence of the
587 along-depression flow must be accommodated by adjustment of the barotropic flow.

588 Only for the upper layer mass conservation constraint was a source term added to the above
589 geostrophic flow convergence in the form of an Ekman transport convergence. Disregarding the near
590 coastal region where the wind stress is poorly estimated by the ERA-I reanalysis, the wind stress curl
591 averaged over the AD was small in January 2008 (Figure 2) and led to Ekman suction velocities in the
592 range 1.2-2.1 10⁻⁶ m s⁻¹, depending on the model box, or, for an AD area of roughly 10⁴ km², to an
593 equivalent lateral mass flux convergence of O(10⁻³ Sv) which appears to be negligible in view of the
594 O(10⁻¹ Sv) error on the upper layer geostrophic mass flux convergence. Despite atmospheric
595 reanalyses are known to underestimate the surface winds in both winter and summer in Antarctic
596 coastal areas (yet with better performance of the ERA-I reanalysis compared with the ERA-40
597 reanalysis, Rodrigo et al., 2012), it is reasonable to conclude that, in summer 2008, the surface
598 Ekman flow contributed very little to the overall mass budget of the region.

599 **VI.2 Reconstruction of the summer circulation using the inverse model**

600 In this section, results from the inverse model are presented for a control case using the set of
601 parameters described in VI.1. Results concern the circulation and the water mass transports on the
602 shelf as well as the associated tracer fluxes.

603 **VI.2.a Geostrophic circulation and volume transports**

604 *Bottom flow*

605 Cross-section bottom velocities after the inversion are plotted in Figure 9. For each station pair,
606 these velocities were estimated midway between the DCL and the bottom of the deeper station.
607 Consistently with the large residuals found in the lower layers of the Sill and Depression boxes,
608 correction on the bottom velocities were larger in the vicinity of the sill (0.2-1.3 cm s⁻¹). However,
609 bottom velocities were the strongest on the northeastern side of the Mertz box in the 500-850 m
610 isobaths range (maximum velocities on the order of 1.6 cm s⁻¹) where bottom currents flowed from
611 the sill toward the Mertz. The magnitude of the bottom flow calculated at the closest station pair to

612 the mooring MG ($1.3 \pm 1 \text{ cm s}^{-1}$) was very similar to the along-slope bottom velocity recorded by the
613 ADCP over the period of minimum bottom kinetic energy (see section V).

614 In the sill region on-shelf bottom velocities were found limited to the northeastern part of the sill. Yet
615 the flow might not have penetrated farther south but rather contributed to the northward
616 recirculation observed in the northwestern part of the sill. The inflow to the inner depression which
617 occurred to the south of the sill was much larger than the inflow to the north of the sill suggesting a
618 diverging bottom flow fed by vertical advection or mixing. This information would be consistent with
619 the negligible bottom velocities found in the interior sill region, on the northern section of the
620 Depression box, which do not suggest a continuous horizontal southward bottom flow over the sill.

621 *Gyre circulation*

622 A more complete view of the spatial distribution of the currents can be obtained by examining
623 different vertical sections across the AD between the sill and the Mertz region (Figure 10 a-f). The
624 sections run roughly aligned with the bottom topography gradient and should capture the essentials
625 of the along-slope flow. The bottom flow was everywhere small compared with the magnitude of the
626 baroclinic shear. On all sections the flow appeared to be mainly concentrated above the $\sigma=27.80$
627 isopycnal roughly corresponding to the upper boundary of the DSW. The vertical structure of the
628 current was mostly equivalent barotropic with surface (or subsurface) intensified velocities and only
629 occasional (like, e.g., in the vicinity of the MG mooring) reversal of the flow in the near bottom layer.
630 Considering the succession of cross sections, a coherent structure of the flow is identified in the
631 upper 300-400 m. The flow was organized into a southeastward inflowing branch over the upper
632 northwestern flank of the Mertz Bank (roughly above the 300-400 m isobaths) and a northwestward
633 outflowing branch centered over the northeastern slope of the AD and progressively displaced
634 toward the central depression and over the western sill at it approached the outer shelf. Core
635 velocities (with maximum magnitude on order of $12.0\text{-}19.5 \text{ cm s}^{-1}$) were found closer to the surface
636 in the inflow branch than the outflow branch where a subsurface velocity maximum was identified
637 between 100 m and 400 m depending on the section. Only on the southernmost section near the
638 MGT did the outflow branch appear as a surface intensified flow with enhanced baroclinic shear in
639 the upper layer. Our results therefore suggest differing characteristics for the two branches. While
640 the inflow branch was clearly surface intensified with 71% of its transport occurring in the upper
641 layer, the outflow branch was more barotropic with 83% of its transport almost equally distributed
642 between the upper and intermediate layer.

643 The inflow and outflow branches were located on either side of the DSW dome, the latter
644 culminating over the upper slope of the Mertz Bank (over the 400 m - 500 m isobaths) except at the
645 northern sill where it was displaced toward the Adélie Bank. This feature suggests that the DSW
646 dome acted as a dynamic guide for the upper layer circulation.

647 *Integrated transports*

648 To the first order, the vertically integrated flow on the shelf resembles a clockwise gyre circulation
649 fed by an inflow and an outflow in the eastern and western sill, respectively (Figure 11a). Upon
650 averaging the magnitude of the gyre circulation between the six sections crossing successively the AD
651 from the sill to the MGT, values of $0.342 \pm 0.125 \text{ Sv}$ and $0.638 \pm 0.361 \text{ Sv}$ were obtained for the
652 transports in the inflow and outflow branch, respectively. However, the variability of the transports
653 along the depression was high and some exchanges must have existed between the inner depression
654 and the neighboring regions to the east and west of the gyre. Net inflows to the depression of $0.13 \pm$

0.13 Sv and 0.95 ± 0.19 Sv were diagnosed through the Sill section and Mertz section, respectively. While the net inflow at the sill was within the error bar, the large flow entering the depression through the Mertz section was certainly a real feature (which will be discussed in the next section) contributing to make an outflow branch almost twice as large as the inflow branch. Progressively decreasing strength of the outflow branch as it flows from the MGT toward the sill further suggests possible recirculations in the inner depression.

The distribution of the transports along the Mertz and Sill sections confirms that most of the water supplied to the outflow branch should have entered the depression between the Mertz section and the MGT, and in all three layers (Table 5). Any southward flow through this section being blocked in the upper two layers by the immersed part of the MGT, we suspect that part of the net mass imbalance along the Mertz section in these layers (0.80 Sv) was fed by the northward recirculation of an additional inflow from the Mertz Bank taking place near the tip of the MGT. In the lower layer, the net outflow of 0.15 Sv into the inner depression was likely due to dense water flowing from underneath the MGT.

VI.2.b Water mass distribution and pathways

In Figure 10 the water mass distribution derived from the OMP analysis was superimposed to the velocity distributions to identify the main water mass pathways. On all sections the intermediate layer of the model appeared dominated by the presence of mCDW, with local maxima of mCDW relative concentrations roughly located within the velocity cores of the inflow and outflow branches. In the summer 2008, the mCDW entered the shelf in the northeastern part of the sill and, from there, turned eastward towards the Mertz Bank and continued its way southeastward following the upper flank of the Mertz Bank up to the MGT. After recirculating in front of the glacier the water mass entered the outflow branch of the gyre circulation flowing toward the sill

Transports associated with the more diluted mode of mCDW (water containing less than 40% of mCDW) were much larger than those associated with the less diluted mode (water containing more than 40% of mCDW) (Figure 11 b,c). Note that water masses which contained less than 10% of the mCDW end-member were considered too diluted to be considered as a mCDW mode. Even in the inflow branch was the transport of the more diluted mode dominant as the less diluted mode was generally lying underneath the surface intensified velocity core (Figure 10). Consistently, at the shelf break, almost two-thirds of the inflow 0.19 Sv of mCDW through the northern sill section was mainly achieved by the more diluted mode. As expected, the mCDW relative concentrations were usually lower in the outflow branch than in the inflow branch, and higher in the sill region than in the inner depression. Figure 11b indeed shows that the less diluted mode of mCDW entering the sill was not penetrating beyond the middle of the AD, at about $66^{\circ}30'S$. Very little of this mode seems to have fed the more diluted mode found farther south while recirculation was evident as a northward flow through the southern and northern sections of the Depression box. Farther south, the mCDW only appeared in its diluted mode with substantial recirculation of the northward outflowing branch within the Mertz box (Figure 11c). Additionally, as for the total transport (Figure 11a), the mCDW end-member transports (not shown) showed discontinuities along the inflow branch, mainly at $66^{\circ}40'S$ at the Mertz tip, and also possibly near $66^{\circ}30'S$. These discontinuities suggest existence of lateral inflows of mCDW, most probably from the Mertz Bank as the base of the MGT tongue was deep enough to prevent any mCDW outflowing from underneath the glacier. To cancel the net imbalance of 0.039 Sv of mCDW end-member passing northwestward through the Mertz section

698 would require an equivalent inflow of this end-member between the MGT and the section. Figure
699 11c suggests that this inflow could have been almost entirely achieved by 0.21 Sv of diluted mCDW.

700 The two upper water masses, the AASW and the WW, exhibit circulations schemes (not shown)
701 roughly similar to that of the mCDW. Similarly to the mCDW, substantial net transports of these two
702 water masses from the MGT into the AD were found through the Mertz section. In particular, 0.6 Sv
703 of AASW (AASW being counted as water containing more than 10% of AASW end-member) from the
704 Mertz Bank could have contributed to a northward recirculation in front of the MGT. Both the AASW
705 and the WW also likely participated to substantial exchanges (on the order of 0.2 Sv) to the west,
706 between the inner depression and the shallow coastal region or the Adelie Bank.

707 The transports associated with the densest ($\sigma_\theta > 27.88$) variety of DSW, which is susceptible to form
708 the AABW, was found to be negligible (not shown). In particular, no significant export could be
709 detected through the Sill section at the shelf break mostly because of too small amount of this water
710 present at the sill. Although a large proportion of the volume of DSW end-member was found in
711 DSW varieties having concentrations lower than 50 %, these more diluted varieties spread all over
712 the water column and could hardly be interpreted as organized patterns of DSW. The DSW
713 circulation was rather well represented by the distribution of varieties containing more than 50% of
714 the DSW end member, the 50% concentration isopleth also coinciding approximately with the
715 $\sigma_\theta = 27.80$ isopycnal forming the upper boundary of the dense water reservoir in the AD. The
716 circulation highlighted an outflow pattern linking the MGT to the sill which was fed by waters
717 originating from below the MGT (Figure 11d). A total transport of 0.15 Sv of these less diluted DSW
718 varieties was found to flow northward through the Mertz section, with only a small portion (0.03 Sv)
719 of this flow possibly contributing to a recirculation across the section. This result suggests that about
720 0.12 Sv of DSW were flowing from underneath the MGT. Less than one-third (0.05 Sv) of this
721 transport was identified as ISW, the latter being found to spread over the entire northeastern slope
722 of the AD along the MGT (Figure 12). Very little of the water outflowing from underneath the MGT
723 however could reach the shelf break. A negligible amount (0.04 Sv) of the less diluted mode managed
724 to escape the shelf in the northwestern part of the sill. In terms of DSW end-member, three-fourth of
725 the DSW flowing from underneath the Mertz indeed was found to recirculate before reaching the sill.
726 (Table 6)

727 VI.2.c Diapycnal fluxes

728 Although being described by isopycnal averages of variables, the inverse model representation of
729 vertical dynamics is certainly too crude, equivalent diapycnal velocities and effective diapycnal tracer
730 fluxes can be estimated. These are reported in Table 7 for the different layer interfaces. The tracer
731 fluxes are converted into effective diapycnal diffusivity coefficients following equation (4). Vertical
732 diapycnal velocities were all in the range 10^{-6} - 10^{-5} m s⁻¹ and effective diffusivities varied between -1.7
733 and $1.7 \cdot 10^{-4}$ m²s⁻¹ for the heat and -1.4 and $5.8 \cdot 10^{-4}$ m²s⁻¹ for the salt. Uncertainties on these
734 quantities were always larger than the mean, suggesting that diapycnal mass and tracer exchanges
735 are not significantly different from zero. This result was expected considering that the a-priori
736 uncertainty on these unknowns was chosen so that correction to the horizontal dynamics was
737 prioritized by the model solution over diapycnal processes. In the Mertz box, negative salt
738 diffusivities were robustly found through the 27.80 isopycnal surface which represents the deep
739 halocline capping the dense waters. These counter gradient fluxes would suggest existence of other
740 mixing processes (mesoscale eddy correlation or gravity waves) than purely Fickian diffusion at this

level, with horizontal or vertical scales that were not resolved by our observations nor adequately represented by our diffusive flux parameterization. Negative heat diffusivities were also obtained through the 27.725 isopycnal roughly separating the mCDW layer from the upper layer but these were only found if the vertical temperature gradient was estimated based on the layer average temperatures (G_1 in Table 7). Using a more local (in terms of vertical scale) estimate of this gradient (G_2 in Table 7) leads to positive diffusivities which would represent heat diffusion between the warm mCDW and the cold WW overlying it.

VI.3 Heat and fresh water budgets

We here consider vertically integrated heat and fresh water transports calculated relative to reference temperature (-1.52°C) and salinity (34.39, in practical salinity units) equal to the average values over the three model boxes. The transports roughly followed the same gyre pattern as the volume transports (Table 5). The main conduits for the heat and freshwater inflow and outflow at the shelf break however were found at different levels in the water column. A net inflow of 446 ± 158 GW and 0.93 ± 0.20 mSv was taking place through the northern sill, almost entirely associated with the inflow branch. However, while the heat input in the inflow branch was almost entirely distributed between the upper layer and the warm mCDW in the intermediate layer, the fresh water input to the shelf was contributed almost exclusively by the upper layer. In the upper layer only small portions of the heat (25%) and fresh water (13%) inputs were recirculated northward at the sill, suggesting that most of the imported heat and fresh water was stored or lost farther on the shelf, either through air sea exchanges or being exported through the lateral boundaries of the domain. At the Mertz section, the inflow branch was still carrying heat and freshwater southward in the upper layer which were likely recirculated northward in front of the MGT together with the warm, fresh upper waters originating from the Mertz Bank. Similarly, in the intermediate layer, the heat imported in the inflow branch was not observed to recirculate at the sill. Instead, an overall tendency to decreasing heat transport along the mCDW path toward the MGT suggests progressive mixing of this water mass with the ambient colder waters on the shelf. A consistent decrease of the mCDW core temperature could indeed be identified along this branch. In contrast, the net heat and fresh water fluxes in this layer through the Mertz section provide evidence of interaction with the MGT. Since, relative to the inflow branch, the return outflow branch through the section was not recirculating northward an equivalent amount of heat while carrying northward a larger amount of fresh water, this outflow branch must have been fed by an additional source of relatively cold and fresh water. The origin of this water will be discussed in section VII. Consistently with the volume transport, the northward heat and freshwater transports through the Mertz section in the lower layer suggest an outflow of cold, saline water, likely originating from underneath the MGT, with some 20% of recirculation through the section.

Since the inverse model did not require heat and freshwater conservation in the upper model layer, it is interesting to diagnose a-posteriori the heat and fresh water budgets of this layer to evaluate the degree of realism of the model solution and to identify the primary contributions to these budgets. Large, significant heat transport divergences were diagnosed in this layer which, depending on the model box, were in the range $9\text{--}68 \text{ W m}^{-2}$ (relative to the mean layer temperature and translated into equivalent surface flux based on the model box area). The Ekman flow made a significant (30%) contribution to this divergence in the Mertz box. Diapycnal heat fluxes at the base of the surface layer were found negligible. The transport divergences however remained small compared with the atmospheric surface heat input ($212 \pm 25 \text{ W m}^{-2}$) estimated from the ERA-I reanalysis. This result

785 suggests that the upper waters were subject to a warming trend at the time of our observations.
786 Heat content changes estimated over the early summer period between the CEAMARC cruise and
787 the ALBION cruise indeed suggest that substantial warming of the upper layer, in the range $104\text{-}126 \pm$
788 29 Wm^{-2} , did occur between the two cruises. Although these estimates should be taken with caution
789 due to large uncertainties, they are in agreement with the model solution.

790 Depending on the model box, freshwater transport convergences in the range $5.3\text{-}9.7 \text{ mm day}^{-1}$
791 were diagnosed in the upper layer, with larger amplitude in the Sill and Mertz box. While the
792 contribution of the Ekman transport to these convergences was very small in the Mertz box, it
793 exceeded 60% of the total transport convergence in the Sill and Depression box thus suggesting that
794 wind was more efficient in transporting the surface fresh water in the outer shelf region (diapycnal
795 fluxes were again negligible). Sea ice melt, which was estimated from the AMSR-E SIC data to be in
796 the range $1.6\text{-}4.7 \text{ mm day}^{-1}$ over the melting period, contributed additional fresh water input to the
797 region. Considering that net evaporation ($0.46 \pm 0.31 \text{ mm day}^{-1}$) was too small to compensate for any
798 of these freshwater inputs, freshening of the upper water column must have been at play during the
799 ALBION cruise. Upper layer freshwater content changes estimated between the CEAMARC cruise
800 and the ALBION cruise indeed confirm this freshening trend, with values in the range $7.7\text{-}27.1 \pm 4.7$
801 mm day^{-1} . It should however be kept in mind that these estimates are highly sensitive to the selected
802 reference salinity.

803 **VII. Discussion**

804 **VII.1 Insight on the shelf dynamics based on the inverse model**

805 A circulation scheme for the AGVC shelf has been reconstructed based on hydrographic observations
806 carried out in summer 2008 and an inverse geostrophic model. The scheme provides the first
807 comprehensive view of the summer circulation over the entire Adélie Depression and Adélie Sill
808 domain while being consistent with mass, heat and salt conservation constraints in the limit of
809 prescribed uncertainties. Knowledge on the summer circulation in this region so far was only indirect,
810 being based on either hydrographic property distributions (Lacarra et al, 2011) or model simulation
811 results (Kushara et al, 2011a).

812 The circulation in the eastern AD was found to have a strong baroclinic component. More specifically,
813 our analysis of the geostrophic circulation suggests a strong impact of the deep stratification
814 associated with the DSW distribution on the summer shelf circulation. Remembering that the DSW
815 distribution is largely seasonal, being controlled by the history of winter homogenization and spring
816 restratification, this result suggests strong seasonality of the shelf circulation in agreement with
817 independent current measurements at our MG mooring (section V) and earlier model simulations
818 (Kushara et al, 2011a). Similar control on the seasonal evolution of the circulation by the
819 thermohaline structure was also suggested in the western Ross Sea based on model simulations
820 (Assmann et al., 2003). In agreement with results of Kushara et al. (2011a) we find a surface
821 intensified circulation organized along a clockwise cyclonic gyre around a dense water dome.
822 However, several sets of observations collected in this region, including not only the present ALBION
823 2008 dataset but also the summer 2001 observations from the NBP00-08 cruise (Jacobs et al., 2004)
824 or the summer 2009 ALBION cruise, (Lacarra et al., 2011), indicate that the geometry of the dome
825 used to differ from the one found in these earlier simulations. While in the latter, the dense water
826 dome appeared to be centered over the central, deepest part of the depression, the available
827 observations rather suggest a marked asymmetry of the dome which was found to lie against, and to

828 be aligned with, the northeastern slope of the depression. Consistently, in 2008, the gyre circulation
829 was displaced above the flank of the Mertz Bank rather than organized along the isobaths
830 surrounding the depression.

831 Examination of the vertical distribution of the stretching component of the Ertel PV ($q = -\frac{fN^2}{g}$)
832 indeed revealed that vortex stretching in the intermediate water column in the eastern Adélie
833 Depression was largely determined by the topography of the dense water dome and the
834 stratification immediately above (Figure 12). In particular, above the dome, the mCDW layer tends to
835 be squeezed, forcing the core of the water mass to flow against the flanks of the dense water dome.
836 On the other hand, enhanced stretching in the upper part of the intermediate layer, due to rising of
837 the isopycnals toward the Antarctic coast was identified in the southwestern depression (clearly
838 identified from the $\sigma_{\theta}=27.725$ isopycnal in Figure 12), adding another PV constraint on the mCDW
839 flow. The reconstructed mCDW circulation in summer 2008 indeed appeared to be largely
840 constrained by conservation of the stretching component of the Ertel potential vorticity (figure
841 13b). The inflow at the shelf break occurred mainly to the east of the Adélie Sill and turned
842 southeastward as a current steered by the southwestern slope of the Mertz bank. From there the
843 current continued toward the MGT, flowing against the northeastern flank of the dense water dome.
844 The deep stratification over the slope however did not provide a continuous guide to the flow toward
845 the MGT. Recirculations (especially one occurring near 66°20'S) which could be inferred from flow
846 continuity requirements between our CTD sections indeed corresponded to concordant faults in the
847 DSW dome, driving the flow back into the depression and to the sill (Figure 13b). In front of the MGT,
848 the same continuity considerations suggested an important inflow following the northwestern side of
849 the MGT from the tip of the glacier across the slope of the Mertz Bank into the AD interior. This flow
850 likely merged with the branch which was flowing over the upper slope of the bank and was forced to
851 recirculate westward by the presence of the MGT. The MGT draft, estimated to about 300m at the
852 MGT tip, was indeed large enough, especially on the shallow Mertz Bank, to induce substantial
853 shrinking of the water column and barotropic potential vorticity changes (Figure 13a). Similar
854 arguments have indeed been proposed by Darelius et al. (2014) concerning the Filchner-Ronne Ice
855 Shelf. From the MGT, the northward recirculation of the mCDW toward the sill was also constrained
856 by the deep density distribution. Additionally, it was likely forced to remain confined over the lower
857 northeastern slope of the AD by enhanced horizontal potential vorticity gradients resulting from
858 subsurface upwelling and stretching of the upper water column near the coast which prevented the
859 flow from extending too far into this region (note however that the circulation in the southwestern
860 and western AD was not properly resolved by our CTD array).

861 As mentioned above, the dome structure of the dense water, particularly its asymmetry relative to
862 the depression center is a recurrent feature in the summer observations on the AGVC shelf. Kusahara
863 et al. (2011a) concluded that the summer circulation simulated in their model could be a relaxation
864 of the winter buoyancy-driven circulation. If this scenario were to be valid, the summer dense water
865 dome could be the result of a collapse of the homogeneous dense water patch formed in winter. In
866 absence of additional forcing, the shape of the patch after cessation of the polynya activity would be
867 expected to reflect the geometry of the region of enhanced sea ice production. Remnants of winter
868 mixing could indeed explain the potential vorticity minimum near the Antarctic coast. Similar deep
869 winter mixed layers were indeed mentioned in summer 2000-2001 in this region by Sambrotto et al.
870 (2003) which were associated with more saline surface waters compared to the depression interior,
871 following a pattern similar to what was observed in summer 2008 (Lacarra et al., 2011). Deep winter

872 mixed layers were also found in summer in Commonwealth Bay, one of the most active part of the
873 MGP (Lacarra et al., 2011, Vaillancourt et al., 2003).

874 Although no direct information exists on the ice production in the MGP, previous estimates from
875 satellite microwave observations suggested maximum production near the the coast, in the vicinity
876 of Buchanan Bay, rather than on the upper slope of the Mertz Bank. On the other hand, Williams et
877 al. (2003) in winter 1999 observed a dense water chimney centered over the deepest part of the AD.
878 Given these results, it is likely that other mechanisms than a pure relaxation of the winter mixed
879 patch contributed to creating or maintaining (from winter though spring) the asymmetric doming
880 structure of the dense water layer observed in summer.

881 One possibility would be that the wind stress curl contributed to sustained suction in the water
882 column in the region coinciding with the dense water dome. Although the curl deduced from the
883 ERA-I reanalysis might not capture the actual scales of the surface wind, the January climatology
884 does suggest upward velocities associated with surface divergence between 66°S and 66°45'S (in
885 2008 these velocities could have generated a 30 m lift of the isopycnals in three months). Near the
886 Antarctic coast, the wind stress curl from ERAI is not reliable due to the proximity of land. Yet the
887 dominant westward component of the wind in January near the coast, also found in the 2008
888 observations at the coastal AWS at Cape Denison, is expected to generate a large scale downwelling
889 which might have participated to the observed southwestward deepening of the deep $\sigma=27.80$
890 isopycnal forming the southwestern flank of the dome. Collapse of the $\sigma=27.80$ isopycnal in the
891 central AD in response to drainage of the dense reservoir by export at the sill or underneath the MGT
892 might also have participated to shaping the dome in spring.

893 Coastal downwelling at the coast, although not fully resolved by our CTD array, would be consistent
894 with the existence of a barotropic coastal current flowing westward from the MGT, as was indeed
895 simulated by Mayet et al. (2013) with a barotropic tidal model, or by Kushara et al. (2011a). Rising
896 of subsurface isopycnals, as we indeed observed at the coast near Buchanan Bay and Watt Bay,
897 would however suggest that this westward component of the current was bottom intensified.
898 Although we lack direct evidence of such a structure, it would be capable of transporting some dense
899 water (including the ISW) from the MGT westward. The model study by Kushara et al. (2011a)
900 indicated that such a deep flow would turn north upon encountering the Adelie Bank and contribute
901 to DSW export at the sill.

902 Although the reconstructed DSW circulation in the model is subject to large uncertainties, our
903 conclusion that no dense water in the range $\sigma>27.88$ was being exported at the Adélie sill in January
904 2008 is likely to be robust. Similarly, Williams et al. (2008) analyzing data from a mooring located
905 upstream of the sill in 1999-2000 found no evidence of this dense mode after January 8, 2000. Our
906 model also suggests insignificant net outflow associated with the less dense varieties of DSW which
907 were observed in relatively small volume in the western part of the sill. In the same time, a significant
908 transport of DSW was found to flow from underneath the MGT. Gradual weakening of this vein of
909 DSW as it travelled across the AD toward the sill was not counterbalanced by equal amounts of
910 recirculated water which would indicate that it was diluted through mixing with ambient water
911 masses. Note that, according to our mooring observations, this outflow would be a seasonal feature
912 and would give way to a reversed deep circulation in winter with DSW flowing into the MGT, as
913 already suggested by, e.g., Cougnon et al (2013).

Our summer 2008 results differ from earlier model estimates of the mean seasonal outflow at the Adélie Sill which suggested export of order 0.1-0.2 Sv in the $\sigma_\theta > 27.80$ density range in January (Kushara et al., 2011a, further corrected to account for their model bias). A possible explanation would be that, in 2008, the DSW outflow had ceased earlier than average in the season. Rough estimates of the time evolution of the isopycnal depths prior to the ALBION cruise indeed suggest that, contrary to the relative steadiness observed during this cruise (section VI.1.b), substantial vertical velocities were still present in the interior water column in the preceding month. The latter were estimated using the stratification evolution observed between December 2007 (the time of the CEAMARC cruise) and early January (the time of the Albion 2008 cruise). A linear regression (in which the spatial variability was taken into account as a random noise) of the depths of selected isopycnals over time was performed in the common domain covered by the CEAMARC and ALBION cruise and indeed revealed downward displacements of the 27.80 isopycnal surface on the order of $5.3 \text{ m} \pm 1.1 \text{ day}^{-1}$ ($R^2=0.4$, $p\text{-value}<0.001$). For the 27.725 isopycnal, the downward displacements were half this value. Part of the collapse of the dense water bulge in the depression (for an equivalent diapycnal mass transport of 0.51 Sv) prior to the ALBION cruise might have reflected ongoing export of dense water at the sill. This scenario would be consistent with observed decrease of the PV in the western AD and at the sill between the two cruises (not shown) which would trace the export pathway for the dense water during that period.

Mixing on the Antarctic shelf has been shown to occur in relation to tidal motions, with significant impact on the water mass properties (e.g. in the Ross Sea, Muench et al., 2009), on the AABW formation (Whitworth et al., 2006) or on the regional heat budget and circulation (e.g. in the Weddell Sea, Daae et al., 2009). On the northern part of the Adélie Bank, Hirano et al. (2010) also observed strong turbulent dissipation rate ($\varepsilon > 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$) corresponding to turbulent diffusivity which were higher than the value retrieved in our inverse model. Breaking of internal waves on the upper part of the continental slope was mainly responsible for such high dissipation rates. One of the reasons for the small diffusivity simulated by the inverse model is certainly due its lack of representation of the geographical contrasts in the vertical dynamics, especially those associated with topographic slope along the coast or the shallow banks. Carrying out an analysis of the noise due to the IGW indeed revealed strong spatial heterogeneity in the displacements of the isopycnals in relation to these waves which cannot be taken into account with the geometry of the model boxes.

VII.2 Modification of the mCDW on the AGVC shelf and interaction with the Mertz Glacier

The contrast between Figure 11 b and c, in particular absence of the less diluted mode of mCDW in the southern part of the AD, suggests progressive dilution of the mCDW on its way from the Adélie sill to the MGT. Figure 15 indeed shows that the mean concentration of mCDW end-member in the inflow branch decreased from roughly 25% at the sill to about 10% near the MGT. Consistently the averaged concentration in the outflow branch was half that in the inflow branch. Dilution may be partly the result of exchanges with more diluted modes of mCDW present on the Mertz Bank. While a strong dilution along the inflow branch occurred within the Sill box, probably as a result of eastward recirculation of some water from the more diluted return branch, another one was indeed identified between the Depression box and the Mertz box, which could be the result of an inflow of more diluted mCDW from the Mertz Bank. Similarly, a large decrease in concentration between the inflow and outflow branch was observed along the Mertz section which we could relate to additional supply of a diluted mCDW mode to the gyre circulation from the Mertz Bank. This supply would be

957 consistent with the net volume, heat and fresh water transports through the Mertz section as
958 discussed in section VI.3.

959 While interaction of the mCDW with the Antarctic glaciers or ice shelves has been shown to occur at
960 several locations on the West Antarctic shelf, including the Antarctic Peninsula (Herraiz-Borreguero
961 et al., 2015), these were much less documented on the East Antarctic shelf. Still large glacier retreat
962 was diagnosed in some regions like the Totten Glacier (Liu et al., 2015). For the MGT, indirect
963 observations of glacial melt in winter were first provided by Bindoff et al. (2001) based on an
964 observed transport of 0.5 Sv of ISW. This scenario was confirmed by the simulations of Cougnon et al.
965 (2013), but a warm bias in the simulated DSW properties may have affected the results. According to
966 our transport estimates through the Mertz section (calculated relative to the mean temperature,
967 $T_{ref} = -1.393^{\circ}\text{C}$, and salinity, $S_{ref} = 34.499$, of the mCDW layer on this section), a net import of 94 ± 14
968 GW was achieved by the mCDW inflowing through the Mertz section to the MGT area (Table 5). In
969 the same time a net fresh water export of 0.073 ± 0.011 mSv exited this area with the outflowing
970 branch of mCDW. A question therefore arises as to the origin of the heat sink and fresh water source
971 which could balance these exchanges and maintain stationary conditions near the MGT, and to which
972 extent glacial melt could be involved in this balance. Two possible scenarios have been considered,
973 one involving exclusively the lateral inflow of 0.19 ± 11 Sv from the Mertz Bank, and the other one
974 allowing for a contribution from glacial melt through interaction of the mCDW with the sides of the
975 MGT. In the first scenario no such melting being allowed, the lateral inflow must have supplied a
976 relatively cold, fresh (or diluted) mode of mCDW with characteristics $T_{in} < T_{ref}$; $S_{in} < S_{ref}$) to the AD
977 (assuming that the region located between the MGT and the Mertz section had the same mean
978 temperature and salinity as on the Mertz section). In the second scenario involving interaction of the
979 mCDW with the MGT, given that the net heat available through the Mertz section was more than
980 four times as large as the heat necessary to produce a melt water amount equivalent to the net
981 freshwater returned to the section, different melt rates could be obtained depending on the
982 assumption made on the proportion of heat actually used as latent heat of melting. A lower limit of
983 0.073 ± 0.011 mSv (or 0.66 ± 0.10 m an^{-1} for a 35 km x 100 km floating ice tongue, Lescarmontier,
984 2012) for the glacier melt rate was obtained by postulating that this rate was just equal to the fresh
985 water export through the Mertz section, a cold ($T_{in} < T_{ref}$, $S = S_{ref}$) lateral inflow being able to
986 compensate for the extra heat import through the section. Alternatively, an upper limit of $0.306 \pm$
987 0.046 mSv (or 2.76 ± 0.41 m an^{-1}) was obtained for the glacier melt rate by assuming that all the heat
988 imported through the Mertz section was available for glacier melting while a saline ($S_{in} > S_{ref}$, $T = T_{ref}$)
989 lateral inflow provided the necessary salt to the region near the MGT to compensate for the excess
990 of glacial meltwater.

991 A similar heat and freshwater budget performed on the DSW, considered as the precursor of the
992 ISW, was also used to estimate basal glacier melting. The 0.05 Sv of ISW transported through the
993 Mertz section were assumed to be produced by a similar volume of DSW which would have
994 incorporated meltwater through interaction with the underneath of the MGT. The DSW precursor
995 was assumed to be at the freezing point (relative to 50 dbar) and to have such salinity that, in the T-S
996 space, it would fall on the Gade line passing through the mean temperature and salinity of the ISW. A
997 glacial melt rate of 0.03 ± 0.03 mSv (or 0.27 ± 0.27 m an^{-1}) and 0.05 ± 0.02 mSv (or 0.44 ± 0.18 m an^{-1})
998 was calculated depending on whether it was deduced from the amount of heat that the DSW must
999 have released to the glacier or from the amount of freshwater that the DSW must have gained in

1000 order to match the observed ISW temperature and salinity, respectively. These melt rates are very
1001 small.

1002 Despite the above calculations suggest that significant glacier melt could possibly occur through
1003 interaction of the warm mCDW with the sides of the glacier, the lateral area of the MGT is likely to be
1004 too small (200 times smaller than its underside area) to support this hypothesis. Lateral advection of
1005 a fresher and colder water mass to explain cooling and freshening of the mCDW near the MGT is
1006 certainly more plausible. Alternatively, our range of non-zero melt rates falls in the range of annual
1007 glacial melt rates of $1.2 \pm 0.4 \text{ m an}^{-1}$ – $3.8 \pm 1.5 \text{ m an}^{-1}$ reported by Cougnon et al. (2013) in a model
1008 simulation where the Mertz cavity allowed DSW exchanges between the AD and the Mertz
1009 Depression to the east. These authors suggest that the melt rate depends on the activity of the
1010 polynya, which would qualify 2007-2008 as a year of medium activity, as actually suggested by the
1011 atmospheric heat flux time-series (their figure 2b). In their simulation, glacier melting did occur in
1012 summer during years of weak polynya activity and was achieved primarily by enhanced presence of
1013 relatively warmer water interacting with the base of the ice shelf. In summer 2008, our calculations
1014 give smaller basal melt rates values than those reported by Liu et al (2015) ($0.6 - 2 \text{ m an}^{-1}$) for the
1015 Mertz Glacier in a large scale study of the Antarctic glaciers, most probably because small amounts of
1016 ISW were found to be exported to the AD from underneath the Mertz. Our ISW transport of 0.05 Sv
1017 was ten times smaller than the transport found in winter 1999 by Williams et al. (2003). One likely
1018 reason is that our Mertz section was missing an important part of the ISW outflow which would take
1019 place closest to the Antarctic coast. Nevertheless, our study suggests that both lateral melt and basal
1020 melt were plausibly impacting the Mertz glacier mass balance in summer 2008, in proportions which
1021 have still to be determined.

1022 **VIII. Summary and concluding remarks**

1023 A circulation scheme for the mCDW on the East Antarctic shelf off the AGVC Land was proposed
1024 based on simple geostrophic dynamics (figure 15). While this simplified framework was found very
1025 useful to study the first order budgets of the shelf and their consequences on the ocean-glacier
1026 interaction, they should be taken with caution in view of the neglected dynamics. Eddies, which were
1027 definitely not resolved by our observational array, are known to play a significant role in the
1028 exchanges of mCDW at the shelf break as well as in its interaction with the glacial features (Herraiz-
1029 Borreguero et al., 2015). In particular, potential vorticity budgets (Thompson et al., 2014) and
1030 idealized numerical simulations (Stewart et al., 2015) indicate substantial eddy contribution to these
1031 exchanges.

1032 Our results suggest a strong impact of the annual cycle of DSW formation on the circulation and
1033 transports on the AGVC Land shelf. Model could be a useful tool to explore more comprehensively
1034 this link. As the latter implies an important role of the density distribution in constraining the
1035 circulation, effort should be put on improving the representation of the full seasonal cycle of the
1036 water mass properties and formation process in models. So far this representation remains
1037 approximate.

1038 Our analysis was dedicated to the pre-calving situation when the Mertz Glacier was still acting as an
1039 efficient physical barrier to ocean currents and sea ice drift. In particular, it was argued that the
1040 mCDW was recirculating along the MGT, a process which should increase the residence time of this
1041 water mass and its capacity to provide heat to the ambient waters in the AD. Calving of part of the
1042 glacier in 2010 may have induced severe reorganization of the circulation impacting in particular the

ice-ocean interactions. Following the MGT calving in February 2010, the inflow of mCDW might have penetrated farther along the upper flank of the Mertz Bank, entering the Mertz Depression and reducing the heat storage in the AD while, on the other hand, reduced DSW production might have favored farer penetration in the AD. To evaluate and understand the net effect of these multiple changes on the shelf dynamics and, more generally, on the environmental conditions of the region, it is highly desirable that adequate observational programs be pursued.

Appendix A

Determination of mooring orientation

We want to estimate the constant orientation angle of the ADCP mooring in the horizontal plane. The estimate is performed by searching for the orientation which provides the best (in a least square sense) fit between the principal axis of the tidal constituent ellipse extracted from the ADCP measurements and those simulated by a barotropic tidal model (T-UGOM, see Mayet et al., 2013). The different constituents of the barotropic tide were extracted from the vertically averaged ADCP velocities using the t-tide software (Pawlowicz et al., 2002). Vertical averaging was performed over the depth range warranting the retrieval of 50% of good data at any considered level and excluded the frictionless bottom layer. Only those constituents which were significant with respect of the t-tide SNR (squared ratio of amplitude to error) criterion ($SNR > 1$) were selected. Estimates of the mooring orientation angle were determined by searching, separately for each of the selected tidal constituents, the best fit between the observation and model tidal ellipse orientations. The best estimate of the mooring orientation was finally obtained by averaging the orientations angles deduced for each constituent after weighing each constituent angle by a factor proportional to the angle significance as retrieved from t-tide.

Appendix B : The Gauss-Markov solution

Equation (6) was solved using the Gauss-Markov solution framework. An advantage of the Gauss-Markov formalism is that it explicitly takes into account the available knowledge on statistics of the model unknown and noise. The solution procedure is based on the minimization of the covariance matrix, P , associated with the solution estimate relative to its true value, x :

$$P = \langle (\tilde{x} - x)(\tilde{x} - x)^T \rangle \quad (B1)$$

Assuming a linear relationship between the unknown matrix and the observation matrix, Γ , one obtains the following expression for the unknown estimate and the covariance matrix P :

$$\tilde{x} = x_0 - R_{xx}A^T(AR_{xx}A^T + R_{nn})^{-1}(\Gamma - Ax_0) \quad (B2)$$

$$P = R_{xx} - R_{xx}A^T(AR_{xx}A^T + R_{nn})^{-1}AR_{xx} \quad (B3)$$

in which R_{xx} and R_{nn} are the covariance matrix of the unknowns and the noise, respectively. One can then deduce an expression for the noise, n , and its covariance :

$$\tilde{n} = -\Gamma - A\tilde{x} \quad (B4)$$

$$P_{nn} = \langle (\tilde{n} - n)(\tilde{n} - n)^T \rangle = APA^T \quad (B5)$$

Appendix C : Estimation of the different sources of observation noise

1080 We detail in this section the various sources of random error taken into account in our observations.
1081 Their actual impact on the a-priori estimation of the conservation constraints was evaluated by
1082 estimating the amplitude of the associated anomalies on the density field (the observation vector).
1083 These anomalies are then introduced in the constraints, either as random noise amplitude (and their
1084 effect estimated taking the variance of the outputs of Monte-Carlo experiments) or deterministic
1085 perturbations (and their effect estimated by the rms difference from a control case).

1086 The error due to the instrumental noise (see Lacarra et al., 2011) was tested with a random noise
1087 added to the density field with magnitude corresponding to 0.01 °C in temperature and 0.01 in
1088 salinity, and was found to be negligible compared with other sources of error. The error due to
1089 inadequate mapping of the bottom flow over uneven topography (Ganachaud, 2003) (the Jacobsen
1090 and Jensen method being based on strong simplification of the density distribution below the DCL)
1091 was tested using two additional estimates of the bottom flow between stations pairs based on: (i) a
1092 reference level at the DCL and a no motion layer below and (ii) a reference level at the bottom depth
1093 at the deeper station. The related error on the total volume convergence for each box is in the range
1094 0.03-0.14 Sv.

1095 Another expected source of error was under-sampling of the relevant spatial flow scales, the mean
1096 station spacing of 14 km (with extrema of 7 and 40 km) being about twice the mean internal Rossby
1097 radius (9 ± 4 km). The temperature and salinity field indeed suggest that the geometry of the dense
1098 water dome on the northeastern AD slope or some of the MCDW features were poorly resolved by
1099 the CTD array. We therefore expect this error to be of first order although it is very difficult to
1100 estimate. We tested the sensitivity of the mass conservation constraint to the random removal of
1101 one CTD station. The error estimate may however be questionable as it implicitly assumes that the
1102 impact of under-sampling would be the same in all range of spatial flow scales, which is obviously not
1103 the case. The related error on the total volume convergence was in the range 0.03-0.07 Sv which is
1104 on same order as the error associated with the bottom flow estimate

1105 Tidal motions are important on the Antarctic shelf, with amplitude of surface waves reaching up to
1106 30 cm (Mayet et al., 2013) and impacting the pressure field. This impact was estimated by randomly
1107 adding vertically uniform pressure anomalies to the pressure measured at the CTD stations. The
1108 anomaly magnitude was estimated from the standard deviation of 200 pressure sequences randomly
1109 extracted in time from the MG mooring bottom pressure record. The net transport error due to this
1110 tidal noise on the pressure sensor was negligible compared with the other sources of error.

1111 A major source of error was likely to be due to high frequency processes (such as Internal Gravity
1112 Waves, IGW) which could not be sampled with the CTD array. An estimate of their overall impact on
1113 the density field was obtained from the variance of the isopycnal vertical displacements estimated
1114 using an estimate of the variance of the isopycnal vertical displacements deduced from the IGW
1115 strain variance in a selected range of vertical wavelengths (10-150 m, see Kunze et al., 2006). This
1116 error was found to be dominant, ranging between 0.1 and 0.22 Sv depending on the model box, and
1117 most notably for the Mertz box.

1118 **Acknowledgements**

1119 We would thank L. Testut and B. Legresy from LEGOS, Toulouse for providing us with the T-UGOm
1120 outputs and data on the Mertz draft and underlying bathymetry. Fruitful discussions with C. Herbaut
1121 (about sea ice variability), H. Mercier (about box inverse modeling), P. Bouruet-Aubertot (on IGW
1122 noise estimate), S. Close (on statistics) and M. Lacarra are greatly acknowledged. We thank E. Sultan

1123 for her continued investment in the ALBION project field work which made it possible to collect the
1124 data set used in this work. The authors wish to thank Captain Stanislas Zamora and the crew of SV
1125 l'Astrolabe for their assistance in collecting the data during the ALBION cruises. We are also grateful
1126 to the French Institut Paul Emile Victor (IPEV) staff, to the Division Technique of INSU and to Mickael
1127 Beauverger for their efficient technical support in the preparation and implementation of the ALBION
1128 experiment. The ALBION project was supported by the French LEFE programme and by IPEV. The lead
1129 author is supported by a doctoral fellowship from the French Minister of Education and Research
1130 (gs3) (MESR).

1131

1132 **References**

- 1133 Aoki, S., Rintoul, S. R., Ushio, S., Watanabe, S., & Bindoff, N. L. (2005). Freshening of the Adélie Land
1134 Bottom water near 140 E. *Geophysical Research Letters*, 32 (23).
- 1135 Aoki, S., Sasai, Y., Sasaki, H., Mitsudera, H., & Williams, G. D. (2010). The cyclonic circulation in the
1136 Australian--Antarctic basin simulated by an eddy-resolving general circulation model. *Ocean*
1137 *Dynamics*, 60 (3), 743-757.
- 1138 Aoki, S., Kitade, Y., Shimada, K., Ohshima, K. I., Tamura, T., Bajish, C. C., et al. (2013). Widespread
1139 freshening in the Seasonal Ice Zone near 140 E off the Adélie Land Coast, Antarctica, from 1994
1140 to 2012. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118 (11), 6046-6063.
- 1141 Arrigo, K. R., & Van Dijken, G. L. (2003). Phytoplankton dynamics within 37 Antarctic coastal polynya
1142 systems. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 108(C8).
- 1143 Azaneu, M., Kerr, R., Mata, M. M., & Garcia, C. A. (2013). Trends in the deep Southern Ocean (1958–
1144 2010): Implications for Antarctic Bottom Water properties and volume export. *Journal of*
1145 *Geophysical Research: Oceans*, 118(9), 4213-4227.
- 1146 Beaman, R. J., O'Brien, P. E., Post, A. L., & De Santis, L. (2011). A new high-resolution bathymetry
1147 model for the Terre Adélie and George V continental margin, East Antarctica. *Antarctic Science*,
1148 23 (01), 95-103.
- 1149 Bindoff, N. L., Rosenberg, M. A., & Warner, M. J. (2000). On the circulation and water masses over
1150 the Antarctic continental slope and rise between 80 and 150 E. *Deep Sea Research Part II:*
1151 *Topical Studies in Oceanography* , 47 (12), 2299-2326.
- 1152 Bindoff, N. L., Williams, G. D., & Allison, I. (2001). Sea-ice growth and water-mass modification in the
1153 Mertz Glacier polynya, East Antarctica, during winter. *Annals of Glaciology*, 33 (1), 399-406.
- 1154 Bintanja, R., Van Oldenborgh, G. J., Drijfhout, S. S., Wouters, B., & Katsman, C. A. (2013). Important
1155 role for ocean warming and increased ice-shelf melt in Antarctic sea-ice expansion. *Nature*
1156 *Geoscience*, 6 (5), 376-379.
- 1157 Budillon, G., Pacciaroni, M., Cozzi, S., Rivaro, P., Catalano, G., Ianni, C., et al. (2003). An optimum
1158 multiparameter mixing analysis of the shelf waters in the Ross Sea. *Antarctic Science*, 15 (01),
1159 105-118.
- 1160 Carmack, E. C., & Foster, T. D. (1975). Circulation and distribution of oceanographic properties near
1161 the Filchner Ice Shelf. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 22, pp. 77-90.
- 1162 Cavalieri, D. J., & Martin, S. (1985). A passive microwave study of polynyas along the Antarctic Wilkes
1163 Land coast. *Oceanology of the Antarctic Continental Shelf*, 227-252.
- 1164 Cougnon, E. A., Galton-Fenzi, B. K., Meijers, A. J., & Leger, B. (2013). Modeling interannual dense
1165 shelf water export in the region of the Mertz Glacier Tongue (1992--2007). *Journal of*
1166 *Geophysical Research: Oceans*, 118 (10), 5858-5872.
- 1167 Daae, K. L., Fer, I., & Abrahamsen, E. P. (2009). Mixing on the continental slope of the southern
1168 Weddell Sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 114(C9).

1169 Darelus, E., Makinson, K., Daae, K., Fer, I., Holland, P. R., & Nicholls, K. W. (2014). Hydrography and
 1170 circulation in the Filchner Depression, Weddell Sea, Antarctica. *Journal of Geophysical Research:*
 1171 *Oceans* , 119 (9), 5797-5814.

1172 Dee, D. P., Uppala, S. M., Simmons, A. J., Berrisford, P., Poli, P., Kobayashi, S., et al. (2011). The ERA-
 1173 Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly*
 1174 *Journal of the Royal Meteorological Society* , 137 (656), 553-597.

1175 Dinniman, M. S., Klinck, J. M., & Smith, W. O. (2011). A model study of Circumpolar Deep Water on
 1176 the West Antarctic Peninsula and Ross Sea continental shelves. *Deep Sea Research Part II:*
 1177 *Topical Studies in Oceanography*, 58 (13), 1508-1523.

1178 Dragon, A.-C., Houssais, M.-N., Herbaut, C., & Charrassin, J.-B. (2014). A note on the intraseasonal
 1179 variability in an Antarctic polynia: Prior to and after the Mertz Glacier calving. *Journal of Marine*
 1180 *Systems*, 130, 46-55.

1181 Foldvik, A., Gammelsrød, T., Nygaard, E., & Østerhus, S. (2001). Current measurements near Ronne
 1182 Ice Shelf: Implications for circulation and melting. *Journal of Geophysical Research: Oceans*,
 1183 106(C3), 4463-4477.

1184 Ganachaud, A. (2003). Error budget of inverse box models: The North Atlantic. *Journal of*
 1185 *Atmospheric and Oceanic Technology*, 20 (11), 1641-1655.

1186 Gill, A. E. (1973). Circulation and bottom water production in the Weddell Sea. *Deep Sea Research*
 1187 *and Oceanographic Abstracts*, 20, pp. 111-140.

1188 Gordon, A. L. (1971). *Oceanography of Antarctic waters* (pp. 169-203). American Geophysical Union.

1189 Gordon, A. L., Huber, B. A., & Busecke, J. (2015). Bottom water export from the western Ross Sea,
 1190 2007 through 2010. *Geophysical Research Letters*, 42(13), 5387-5394.

1191 Gordon, A. L., & Tchernia, P. L. (1972). Waters of the continental margin off Adelie Coast, Antarctica.
 1192 *Antarctica Oceanology II: The Australian-New Zealand Sector*, 59-69.

1193 Ha, H. K., Wahlin, A. K., Kim, T. W., Lee, S. H., Lee, J. H., Lee, H. J., et al. (2014). Circulation and
 1194 modification of warm deep water on the central Amundsen Shelf. *Journal of Physical*
 1195 *Oceanography*, 44 (5), 1493-1501.

1196 Hellmer, H. H., Huhn, O., Gomis, D., & Timmermann, R. (2011). On the freshening of the
 1197 northwestern Weddell Sea continental shelf. *Ocean Sci*, 7, 305-316.

1198 Herraiz-Borreguero, L., Coleman, R., Allison, I., Rintoul, S. R., Craven, M., & Williams, G. D. (2015).
 1199 Circulation of modified Circumpolar Deep Water and basal melt beneath the Amery Ice Shelf,
 1200 East Antarctica. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120 (4), 3098-3112.

1201 Hirano, D., Kitade, Y., Nagashima, H., & Matsuyama, M. (2010). Characteristics of observed turbulent
 1202 mixing across the Antarctic Slope Front at 140E, East Antarctica. *Journal of oceanography*, 66 (1),
 1203 95-104.

1204 Jacobs, S. S. (1989). Marine controls on modern sedimentation on the Antarctic continental shelf.
 1205 *Marine Geology*, 85(2), 121-153.

1206 Jacobs, S. S. (1991). On the nature and significance of the Antarctic Slope Front. *Marine Chemistry*,
 1207 35(1), 9-24.

1208 Jacobs, S. S. (2004). Bottom water production and its links with the thermohaline circulation.
1209 Antarctic Science, 16 (04), 427-437.

1210 Jacobs, S. (2006). Observations of change in the Southern Ocean. Philosophical Transactions of the
1211 Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 364(1844), 1657-
1212 1681.

1213 Jacobs, S. S., Amos, A. F., & Bruchhausen, P. M. (1970). Ross Sea oceanography and Antarctic bottom
1214 water formation. Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts, 17, pp. 935-962.

1215 Jacobs, S. S., Hellmer, H. H., & Jenkins, A. (1996). Antarctic ice sheet melting in the Southeast Pacific.
1216 Geophysical Research Letters, 23 (9), 957-960.

1217 Jacobs, S. S., Giulivi, C. F., & Mele, P. A. (2002). Freshening of the Ross Sea during the late 20th
1218 century. Science, 297(5580), 386-389.

1219 Jacobs, S. S., Mele, P. A., Smethie Jr, W. M., & Mortlock, R. A. (2004). Summer Oceanographic
1220 Measurements near the Mertz Polynya (140–150° E) on NB Palmer Cruise 00-08. Tech. Rep.
1221 LDEO-2003-3, LDEO.

1222 Jacobs, S. S., & Giulivi, C. F. (2010). Large multidecadal salinity trends near the Pacific-Antarctic
1223 continental margin. Journal of Climate, 23(17), 4508-4524.

1224 Jacobsen, J. P., & Jensen, A. J. (1926). Examination of hydrographic measurements from research
1225 vessels Explorer and Dana during the summer of 1924. Conseil Permanent International pour
1226 l'Exploration de la Mer, Rapports et Procès-Verbaux , 39, 31-84.

1227 Journel, A., & Huijbregts, C. (1978). Kriging geostatistics.

1228 Kalén, O., Assmann, K. M., Wåhlin, A. K., Ha, H. K., Kim, T. W., & Lee, S. H. (2015). Is the oceanic heat
1229 flux on the central Amundsen sea shelf caused by barotropic or baroclinic currents?. Deep Sea
1230 Research Part II: Topical Studies in Oceanography.

1231 Kushara, K., Hasumi, H., & Williams, G. D. (2011a). Dense shelf water formation and brine-driven
1232 circulation in the Adélie and George V Land region. Ocean Modelling , 37 (3), 122-138.

1233 Kushara, K., Hasumi, H., & Williams, G. D. (2011b). Impact of the Mertz Glacier Tongue calving on
1234 dense water formation and export. Nature communications , 2, 159.

1235 Lacarra, M., Houssais, M.-N., Herbaut, C., Sultan, E., & Beauverger, M. (2014). Dense shelf water
1236 production in the Adélie Depression, East Antarctica, 2004–2012: Impact of the Mertz Glacier
1237 calving. Journal of Geophysical Research: Oceans, 119 (8), 5203-5220.

1238 Lacarra, M., Houssais, M.-N., Sultan, E., Rintoul, S. R., & Herbaut, C. (2011). Summer hydrography on
1239 the shelf off Terre Adélie/George V Land based on the ALBION and CEAMARC observations
1240 during the IPY. Polar Science, 5 (2), 88-103.

1241 Legrésy, B., Wendt, A., Tabacco, I., Rémy, F., & Dietrich, R. (2004). Influence of tides and tidal current
1242 on Mertz Glacier, Antarctica. Journal of Glaciology, 50 (170), 427-435.

1243 Lescarmontier, L. (2012). Studies of the processes of fracturing, deformation and iceberg calving in
1244 Antarctica: A history of the Mertz Glacier. Etude des processus de fracturation, déformation et
1245 vîlage d'iceberg en Antarctique: Une histoire du glacier Mertz. Ph.D. dissertation, University of
1246 Tasmania.

1247 Liu, Y., Moore, J. C., Cheng, X., Gladstone, R. M., Bassis, J. N., Liu, H., et al. (2015). Ocean-driven
1248 thinning enhances iceberg calving and retreat of Antarctic ice shelves. *Proceedings of the*
1249 *National Academy of Sciences*, 112 (11), 3263-3268.

1250 Marsland, S. J., Bindoff, N. L., Williams, G. D., & Budd, W. F. (2004). Modeling water mass formation
1251 in the Mertz Glacier Polynya and Adélie Depression, East Antarctica. *Journal of Geophysical*
1252 *Research: Oceans* (1978-2012), 109 (C11).

1253 Martinson, D. G., Stammerjohn, S. E., Iannuzzi, R. A., Smith, R. C., & Vernet, M. (2008). Western
1254 Antarctic Peninsula physical oceanography and spatio--temporal variability. *Deep Sea Research*
1255 *Part II: Topical Studies in Oceanography*, 55 (18), 1964-1987.

1256 Massom, R. A., Harris, P. T., Michael, K. J., & Potter, M. J. (1998). The distribution and formative
1257 processes of latent-heat polynyas in East Antarctica. *Annals of Glaciology*, 27, 420-426.

1258 Matheron, G. (1963). Principles of geostatistics. *Economic geology*, 58(8), 1246-1266.

1259 Mayet, C., Testut, L., Legresy, B., Lescarmontier, L., & Lyard, F. (2013). High-resolution barotropic
1260 modeling and the calving of the Mertz Glacier, East Antarctica. *Journal of Geophysical Research:*
1261 *Oceans* , 118 (10), 5267-5279.

1262 McIntosh, P. C., & Rintoul, S. R. (1997). Do box inverse models work? *Journal of physical*
1263 *oceanography*, 27 (2), 291-308.

1264 Meredith, M. P. (2013). Oceanography: Replenishing the abyss. *Nature Geoscience* , 6 (3), 166-167.

1265 Moffat, C., Owens, B., & Beardsley, R. C. (2009). On the characteristics of Circumpolar Deep Water
1266 intrusions to the west Antarctic Peninsula continental shelf. *Journal of Geophysical Research:*
1267 *Oceans* (1978--2012), 114 (C5).

1268 Montes-Hugo, M. A., Vernet, M., Martinson, D., Smith, R., & Iannuzzi, R. (2008). Variability on
1269 phytoplankton size structure in the western Antarctic Peninsula (1997–2006). *Deep Sea*
1270 *Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 55(18), 2106-2117.

1271 Muench, R., Padman, L., Gordon, A., & Orsi, A. (2009). A dense water outflow from the Ross Sea,
1272 Antarctica: Mixing and the contribution of tides. *Journal of Marine Systems*, 77(4), 369-387.

1273 Naveira Garabato, A. C., Stevens, D. P., & Heywood, K. J. (2003). Water mass conversion, fluxes, and
1274 mixing in the Scotia Sea diagnosed by an inverse model. *Journal of physical oceanography* , 33
1275 (12), 2565-2587.

1276 Nicol, S., Pauly, T., Bindoff, N. L., Wright, S., Thiele, D., Hosie, G. W., et al. (2000). Ocean circulation
1277 off east Antarctica affects ecosystem structure and sea-ice extent. *Nature*, 406(6795), 504-507.

1278 Orsi, A. H. (2010). Oceanography: Recycling bottom waters. *Nature Geoscience*, 3 (5), 307-309.

1279 Orsi, A. H., Whitworth, T., & Nowlin, W. D. (1995). On the meridional extent and fronts of the
1280 Antarctic Circumpolar Current. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 42(5),
1281 641-673.

1282 Orsi, A. H., Johnson, G. C., & Bullister, J. L. (1999). Circulation, mixing, and production of Antarctic
1283 Bottom Water. *Progress in Oceanography*, 43 (1), 55-109.

1284 Pawlowicz, R., Beardsley, B., & Lentz, S. (2002). Classical tidal harmonic analysis including error
1285 estimates in MATLAB using T_TIDE. *Computers & Geosciences*, 28 (8), 929-937.

1286 Pritchard, H. D., Ligtenberg, S. R., Fricker, H. A., Vaughan, D. G., Van den Broeke, M. R., & Padman, L.
1287 (2012). Antarctic ice-sheet loss driven by basal melting of ice shelves. *Nature*, 484 (7395), 502-
1288 505.

1289 Purkey, S. G., & Johnson, G. C. (2013). Antarctic Bottom Water warming and freshening:
1290 Contributions to sea level rise, ocean freshwater budgets, and global heat gain*. *Journal of*
1291 *Climate*, 26 (16), 6105-6122.

1292 Rignot, E., & Jacobs, S. S. (2002). Rapid bottom melting widespread near Antarctic ice sheet
1293 grounding lines. *Science*, 296 (5575), 2020-2023.

1294 Rignot, E., Velicogna, I., Van den Broeke, M. R., Monaghan, A., & Lenaerts, J. T. (2011). Acceleration
1295 of the contribution of the Greenland and Antarctic ice sheets to sea level rise. *Geophysical*
1296 *Research Letters*, 38 (5).

1297 Rignot, E., Jacobs, S., Mouginot, J., & Scheuchl, B. (2013). Ice-shelf melting around Antarctica.
1298 *Science*, 341 (6143), 266-270.

1299 Rintoul, S. R. (1998). On the origin and influence of Adélie Land Bottom Water. *Ocean, Ice, and*
1300 *Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin*, 151-171.

1301 Rintoul, S. R. (2007). Rapid freshening of Antarctic Bottom Water formed in the Indian and Pacific
1302 oceans. *Geophysical Research Letters*, 34 (6).

1303 Rodrigo, J. S., Buchlin, J.-M., van Beeck, J., Lenaerts, J. T., & van den Broeke, M. R. (2013). Evaluation
1304 of the antarctic surface wind climate from ERA reanalyses and RACMO2/ANT simulations based
1305 on automatic weather stations. *Climate dynamics*, 40 (1-2), 353-376.

1306 Rosenberg, M. and Rintoul, S. (unpublished) Aurora Australis Marine Science Cruise AU0803 and
1307 AU0806 - oceanographic field measurements and analysis ACECRC, Hobart, unpublished report.

1308 Sambrotto, R. N., Matsuda, A., Vaillancourt, R., Brown, M., Langdon, C., Jacobs, S. S., et al. (2003).
1309 Summer plankton production and nutrient consumption patterns in the Mertz Glacier Region of
1310 East Antarctica. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 50 (8), 1393-1414.

1311 Schmidtko, S., Heywood, K. J., Thompson, A. F., & Aoki, S. (2014). Multidecadal warming of Antarctic
1312 waters. *Science*, 346 (6214), 1227-1231.

1313 Shadwick, E. H., Rintoul, S. R., Tilbrook, B., Williams, G. D., Young, N., Fraser, A. D., et al. (2013).
1314 Glacier tongue calving reduced dense water formation and enhanced carbon uptake.
1315 *Geophysical Research Letters*, 40 (5), 904-909.

1316 Sloyan, B. M., & Rintoul, S. R. (2000). Estimates of area-averaged diapycnal fluxes from basin-scale
1317 budgets. *Journal of Physical Oceanography*, 30 (9), 2320-2341.

1318 Smith, W. O., Dinniman, M. S., Hofmann, E. E., & Klinck, J. M. (2014). The effects of changing winds
1319 and temperatures on the oceanography of the Ross Sea in the 21st century. *Geophysical*
1320 *Research Letters*, 41 (5), 1624-1631.

1321 Sokolov, S., & Rintoul, S. R. (2002). Structure of Southern Ocean fronts at 140 E. *Journal of Marine*
1322 *Systems*, 37 (1), 151-184.

1323 Spence, P., Griffies, S. M., England, M. H., Hogg, A. M., Saenko, O. A., & Jourdain, N. C. (2014). Rapid
1324 subsurface warming and circulation changes of Antarctic coastal waters by poleward shifting
1325 winds. *Geophysical Research Letters*, 41 (13), 4601-4610.

1326 Stewart, A. L., & Thompson, A. F. (2015). Eddy-mediated transport of warm Circumpolar Deep Water
1327 across the Antarctic Shelf Break. *Geophysical Research Letters*, 42 (2), 432-440.

1328 Tamura, T., Ohshima, K. I., & Nihashi, S. (2008). Mapping of sea ice production for Antarctic coastal
1329 polynyas. *Geophysical Research Letters*, 35 (7).

1330 Tamura, T., Williams, G. D., Fraser, A. D., & Ohshima, K. I. (2012). Potential regime shift in decreased
1331 sea ice production after the Mertz Glacier calving. *Nature communications*, 3, 826.

1332 Thompson, A. F., Heywood, K. J., Schmidtko, S., & Stewart, A. L. (2014). Eddy transport as a key
1333 component of the Antarctic overturning circulation. *Nature Geoscience*, 7 (12), 879-884.

1334 Tomczak, M. (1981). A multi-parameter extension of temperature/salinity diagram techniques for the
1335 analysis of non-isopycnal mixing. *Progress in Oceanography*, 10(3), 147-171.

1336 Vaillancourt, R. D., Sambrotto, R. N., Green, S., & Matsuda, A. (2003). Phytoplankton biomass and
1337 photosynthetic competency in the summertime Mertz Glacier Region of East Antarctica. *Deep*
1338 *Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography* , 50 (8), 1415-1440.

1339 Whitworth, T., Orsi, A. H., Kim, S.-J., Nowlin, W. D., & Locarnini, R. A. (1998). Water masses and
1340 mixing near the Antarctic Slope Front. *Ocean, ice, and atmosphere: interactions at the Antarctic*
1341 *continental margin*, 1-27.

1342 Whitworth, T., & Orsi, A. H. (2006). Antarctic Bottom Water production and export by tides in the
1343 Ross Sea. *Geophysical Research Letters*, 33(12).

1344 Williams, G. D., & Bindoff, N. L. (2003). Wintertime oceanography of the Ad\'elie Depression. *Deep*
1345 *Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 50 (8), 1373-1392.

1346 Williams, G. D., Bindoff, N. L., Marsland, S. J., & Rintoul, S. R. (2008). Formation and export of dense
1347 shelf water from the Ad\'elie Depression, East Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, 113
1348 (C4), C04039.

1349 Williams, G. D., Aoki, S., Jacobs, S. S., Rintoul, S. R., Tamura, T., & Bindoff, N. L. (2010). Antarctic
1350 bottom water from the Adelie and George V land coast, East Antarctica (140-149 E). *Journal of*
1351 *Geophysical Research: Oceans* (1978-2012), 115 (C4).

1352 Wunsch, C. (2006). Discrete inverse and state estimation problems: with geophysical fluid
1353 applications. Cambridge University Press.

1354 Wunsch, C. (1978). The North Atlantic general circulation west of 50 W determined by inverse
1355 methods. *Reviews of Geophysics*, 16 (4), 583-620.

1356 Wunsch, C. (1996). The ocean circulation inverse problem. Cambridge University Press.

1357 Zwally, H. J., Comiso, J. C., & Gordon, A. L. (1985). Antarctic offshore leads and polynyas and
1358 oceanographic effects. *Oceanology of the Antarctic Continental Shelf*, 203-226.

1359

1360 **List of Tables**

1361 **Table 1:** Description of the MG mooring : location, time period, water depth, instruments (name,
1362 instrument level, measured parameter)

	Location	Period	Depth (m)	Instrument, levels (measured parameters)			
2008	66° 50.320'S 144° 56.624'E	19 jan 2008 - 15 jan 2009	901	adcp 75kHz, 901m (u,v)	m-sbe37, 901m (T,C,P)	m-sbe37, 594m (T,C,P)	m-sbe37, 278m (T,C,P)
2009	66° 50.117'S 144° 56.772'E	15 jan 2009 - 14 jan 2010	880	adcp 75kHz, 880m (u,v)	m-sbe37, 880m (T,C,P)	m-sbe37, 546m (T,C,P)	m-sbe37, 237m (T,C,P)

1363

1364

1365 **Table 2:** Properties of water mass end members used in the OMP analysis (see details in text)

Water mass	Acronym	Potential temperature ϑ (°C)	Salinity S (psu)	Dissolved Oxygen O_2 (μmol.l ⁻¹)
Antarctic Surface Water	AASW	-0.089	34.190	367
Winter Water	WW	-1.886	34.360	312
Modified Circumpolar Deep water	mCDW	0.030	34.595	244
Dense Shelf Water	DSW	-1.917	34.711	323
Ice Shelf water	ISW	Variety of DSW with $\vartheta < \vartheta_{f(50 \text{ dbar})}$		

1366

1367 **Table 3 :** Geometry of the model boxes

	Surface area (10 ⁹ m ²)	Lateral area (10 ⁹ m ²)	Mean depth	$\sigma_0 = 27.725$ mean depth	$\sigma_0 = 27.8$ mean depth
Sill box	34.2	0.92	404± 127	155± 56	316± 65
Depression box	50.4	1.4	482± 176	137± 39	336± 71
Mertz box	17.2	1.2	609± 265	181± 53	330± 78

1368

1369 **Table 4** : Mean hydrographic properties of the model domain

	Layer 1		Layer 2		Layer 3	
	ϑ (°C)	S	ϑ (°C)	S	ϑ (°C)	S
Sill box	-1.11 ± 0.56	34.35 ± 0.10	-1.36 ± 0.45	34.50 ± 0.03	-1.85 ± 0.16	34.60 ± 0.04
Depression box	-0.98 ± 0.65	34.35 ± 0.10	-1.57 ± 0.30	34.49 ± 0.02	-1.85 ± 0.16	34.60 ± 0.04
Mertz box	-1.35 ± 0.53	34.35 ± 0.10	-1.36 ± 0.45	34.50 ± 0.03	-1.85 ± 0.16	34.60 ± 0.04

1370

1371 **Table 5:** Volume (Sv), heat (GW) (relative to $\theta_{ref} = -1.52^\circ\text{C}$) and freshwater (mSv) (relative to
1372 $S_{ref} = 34.49$) transports across the Sill and Mertz sections (see details in text) and heat (W m^{-2}) and
1373 freshwater (mm day^{-1}) convergence within model control volumes. Section definition can be found in
1374 Figure 1. All convergences have been converted to equivalent flux per unit area of the isopycnal
1375 surface bounding the control volume.

		Inflow			Outflow			Net		
		Volume (Sv)	Heat (GW)	Fresh water (mSv)	Volume (Sv)	Heat (GW)	Fresh water (mSv)	Volume (Sv)	Heat (GW)	Fresh water (mSv)
Sill section	Layer 1	0.233 ± 0.053	256 ± 60	1.06 ± 0.23	0.099 ± 0.05	62 ± 81	0.14 ± 0.19	0.134 ± 0.07	194 ± 93	0.92 ± 0.28
	Layer 2	0.084 ± 0.031	201 ± 97	-0.06 ± 0.04	0.070 ± 0.031	-4 ± 15	-0.02 ± 0.01	0.014 ± 0.040	205 ± 96	-0.04 ± 0.04
	Layer 3	0.018 ± 0.011	1 ± 6	-0.05 ± 0.04	-0.018 ± 0.011	-46 ± 29	-0.01 ± 0.07	-0.023 ± 0.026	48 ± 30	0.04 ± 0.07
	Total	0.334 ± 0.091	458 ± 156	0.95 ± 0.17	0.210 ± 0.106	12 ± 64	0.02 ± 0.13	0.125 ± 0.128	446 ± 158	0.93 ± 0.20
Mertz section	Layer 1	0.224 ± 0.028	361 ± 38	1.36 ± 0.15	0.729 ± 0.054	607 ± 46	3.53 ± 0.25	0.505 ± 0.058	246 ± 54	2.17 ± 0.27
	Layer 2	0.083 ± 0.018	88 ± 23	-0.02 ± 0.01	0.381 ± 0.036	-139 ± 43	0.09 ± 0.02	0.299 ± 0.038	-228 ± 48	0.11 ± 0.02
	Layer 3	0.033 ± 0.020	-40 ± 27	-0.09 ± 0.07	0.178 ± 0.097	-213 ± 162	-0.48 ± 0.43	0.145 ± 0.097	-173 ± 162	-0.39 ± 0.43
	Total	0.340 ± 0.066	410 ± 34	1.25 ± 0.07	1.289 ± 0.186	255 ± 179	3.14 ± 0.21	0.949 ± 0.190	-154 ± 183	1.89 ± 0.23

1376

1377

1378

1379

1380 **Table 6:** Transports of the end-members and diluted mode of the mCDW and DSW.

		Inflow	Outflow	Net
Sill box	mCDW end-member	0.071± 0.026	0.016± 0.010	0.055± 0.026
	mCDW (10-40 %)	0.114± 0.028	0.050± 0.027	0.065 ± 0.035
	mCDW (40-100%)	0.071± 0.030	0.002± 0.005	0.069± 0.030
	DSW end-member	0.034± 0.013	0.079± 0.033	0.044± 0.032
	DSW (50-100%)	0.008± 0.007	0.036± 0.022	-0.029± 0.023
Mertz box	mCDW end-member	0.037± 0.008	0.076± 0.009	0.039± 0.011
	mCDW (10-40 %)	0.118± 0.024	0.325± 0.037	0.207 ± 0.040
	mCDW (40-100%)	0.008± 0.004	0± 0	-0.008 ± 0.004
	DSW end-member	0.061± 0.021	0.345± 0.096	284± 0.096
	DSW (50-100%)	0.027± 0.018	0.150 ± 0.095	0.123± 0.095

1381
1382 **Table 7:** Equivalent diapycnal velocities and effective diapycnal diffusivities estimated on the
1383 isopycnal surfaces separating the model layers for the three model boxes. To diagnose the effective
1384 diffusivity coefficient, the diapycnal tracer gradients have been estimated based on either the
1385 difference between the tracer averages in the layers above and below the interface (G_1) or the tracer
1386 difference across the interface (G_2).

Box	Interface	$W^* \cdot 10^5$ (ms^{-1})	κ^{*S} ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$)		κ^{*H} ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$)	
			G_1^S	G_2^S	G_1^H	G_2^H
Sill	1	0.5± 0.9	1.8± 7.9	1.7± 7.6	-1.7± 9.9	0.8± 4.8
	2	0.6± 0.8	4.1± 7.2	5.8± 10.0	2.6± 7.6	1.1± 3.3
Depression	1	-0.1± 0.8	3.0± 7.6	3.8± 9.5	-0.7± 9.1	1.7± 21.6
	2	0.3± 0.7	0± 7.4	0± 4.5	1.2± 8.6	39.8± 288.7
Mertz	1	-0.2± 1.2	1.9± 9.4	2.3± 10.9	-1.0± 9.9	1.5± 14.8
	2	0.5± 1.1	-1.4± 9.5	-0.9± 6.3	1.2± 9.9	0.3± 2.8

1387

1388 **Figure captions**

1389 **Figure 1.** Distribution of the hydrographic casts collected during the ALBION 2008 summer cruise and
1390 the three model boxes (Sill box in blue, Depression box in red and Mertz box in green), superimposed
1391 on the shelf bathymetry (after Mayet et al., 2013 adapted from Beaman et al, 2011). The Mertz
1392 Glacier Tongue (MGT) is also plotted with its pre- and post-calving geometry. Also shown are the MG
1393 mooring (red square with a yellow cross), the Cape Denison AWS (yellow square with a red cross).
1394 The end points of the sub-section used to define the inflow and outflow branches in the text are
1395 shown as white circles.

1396 **Figure 2.** Mean surface wind in January 2008 deduced from the Era-I reanalysis (black arrow) and
1397 from Cape Denison AWS observations (red arrow). Ekman pumping velocity (in 10^{-6} m s^{-1}) (red and
1398 blue shading indicates upward and downward velocities, respectively).

1399 **Figure 3.** θ -S diagram of the CTD casts collected on the Sill section. End-member water masses
1400 include: Antarctic Surface Water (AASW), modified Circumpolar Deep Water (mCDW), Dense Shelf
1401 Water (DSW) and Winter Water (WW). The dashed black line represents the freezing point of
1402 seawater at 50 dbar (see explanation in text). Dots are colored according to the associated transport
1403 across the section (northward transports are in red).

1404 **Figure 4.** Bottom kinetic energy (KE) (in cm^2s^{-2}) (black line) and the squared Brunt-Väisälä frequency
1405 in the intermediate layer (in s^{-2}) (red line) in 2008 and 2009 at the MG mooring.

1406 **Figure 5.** Ellipse of the current at the MG mooring in (a) winter and (b) summer in 2008. Arrows are
1407 colored according to depth.

1408 **Figure 6.** Along-slope geostrophic shear close to the MG mooring in 2008 (dashed black line) and
1409 mean along-slope (blue) and cross-slope (red) components of the summer velocity measured at the
1410 MG mooring in 2008. The confidence interval is shaded in the corresponding color.

1411 **Figure 7.** Mean percentage of each water mass end-member as a function of density (in σ_0 units)
1412 estimated from all ALBION 2008 CTD casts. Winter Water (green), AntArctic Surface Water (cyan),
1413 modified Circumpolar Deep Water (red), Dense Shelf Water (blue). Mean stratification (grey dashed
1414 line).

1415 **Figure 8.** Standard solution residuals of volume, heat anomaly, and salinity anomaly in individual
1416 layers before (black dashed line) and after (blue bars) inversion for (a) the Sill box, (b) the Depression
1417 box and (c) the Mertz box. Blue shading corresponds to one standard deviation uncertainty after
1418 inversion. Red shading corresponds to one standard deviation of the a-priori noise uncertainty.

1419 **Figure 9.** Cross-section bottom velocities after inversion (see explanation in text).

1420 **Figure 10.** Cross-section geostrophic velocities after inversion (velocities toward (from) the shelf edge
1421 are shown in red (blue) colors) for (a)-(b) the northern and southern Sill box sections, (c)-(d) the
1422 northern and southern Depression box sections and (e)-(f) the northern and southern Mertz box
1423 sections. Also shown are isopleths of the mCDW end-member dilution and model isopycnal layers
1424 (grey line).

1425 **Figure 11. (a)** Vertically integrated transport deduced from the inverse model across box sections. **(b)**
1426 Transport of the mCDW modes containing at least 40% of the mCDW end-member. **(c)** Transport of
1427 the mCDW modes containing between 10% and 40% of the mCDW end-member. **(d)** Transport of the

1428 DSW modes containing at least 50% of the DSW end-member. In (b)-(d) the insert shows at θ -S plot
1429 of the corresponding modes (red).

1430 **Figure 12.** Stretching component of the Ertel PV (in $10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$) along the Mertz section. The PV has
1431 been vertically averaged using a 100-m running window. The Mertz draft is from Mayet et al. (2013)
1432 (grey line). Also shown are model isopycnal layers (black line) and the θ_f (at 50db) isopleth (blue line).

1433 **Figure 13.** Distribution of (a) fH^{-1} contours, where H is the thickness of the water column (in $10^{-7} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$)
1434 1) (b) stretching component of the Ertel potential vorticity ($-fN^2g^{-1}$) vertically averaged over the model
1435 intermediate layer (in $10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Also shown in (b) is the depth of the $\sigma_0=27.8$ isopycnal (blue
1436 contour). Isobaths are shown every 200m (grey line) and the Mertz Glacier Tongue is indicated in
1437 black.

1438 **Figure 14.** Meridional evolution of the mean percentage of mCDW end-member along the inflow
1439 (solid black line) and outflow (dashed grey line) branches.

1440 **Figure 15.** Sketch of the mCDW (red arrows (purple), ISW (magenta arrow) and DSW (blue)
1441 circulation, superimposed on the percentage of the mCDW end-member in the mCDW core
1442 (orange). Also shown is the depth of the $\sigma_0=27.8$ isopycnal (blue contour).

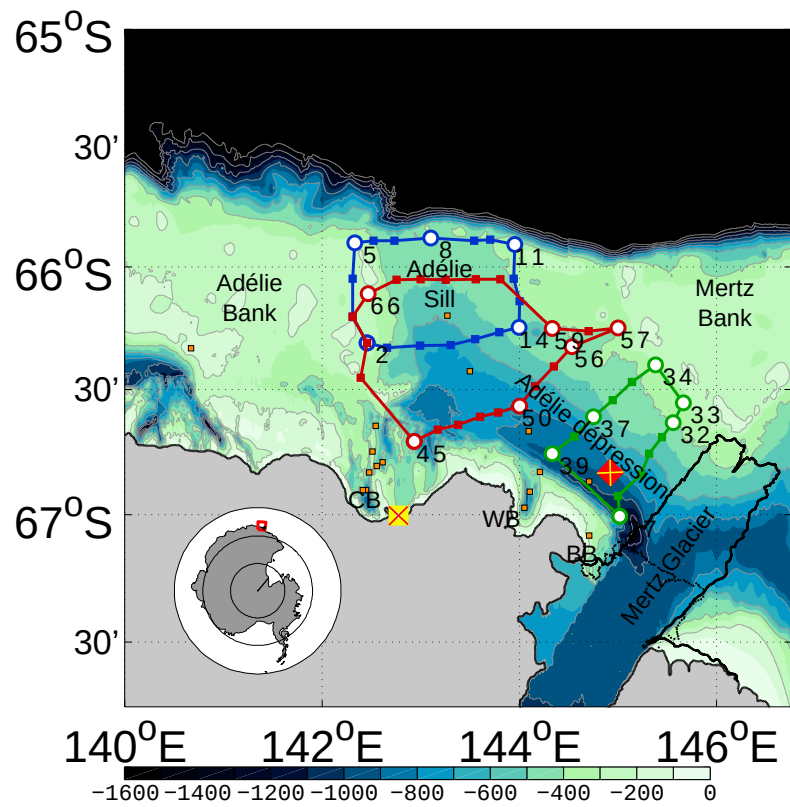


FIGURE 1

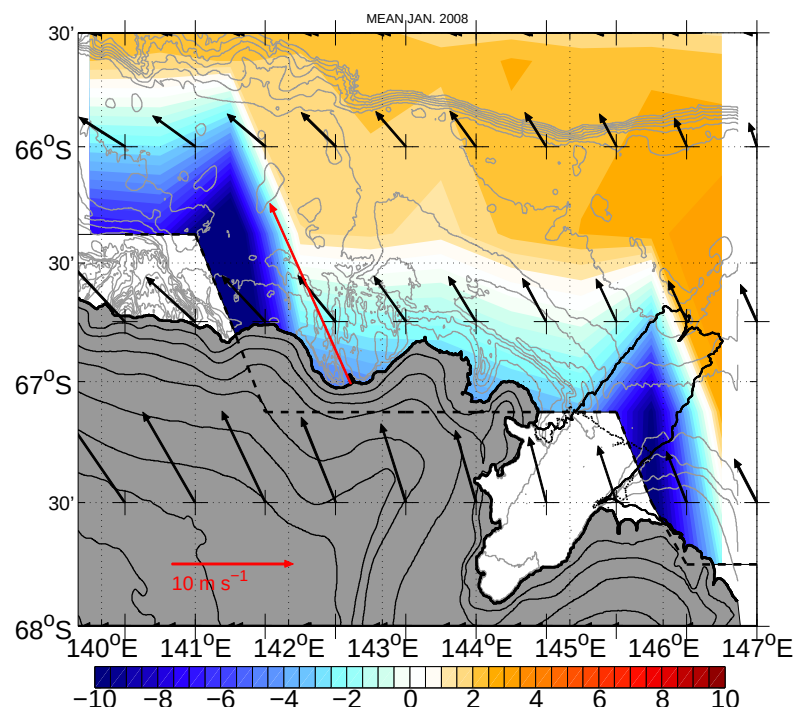


FIGURE 2

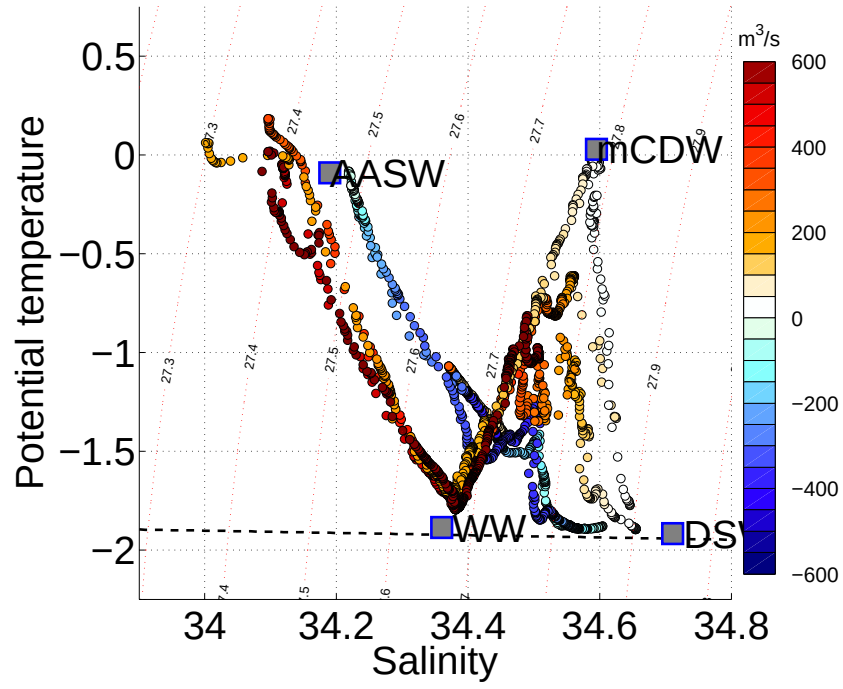


FIGURE 3

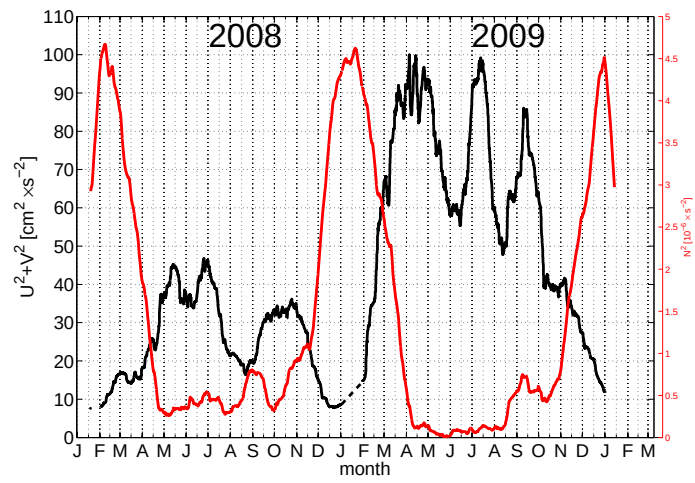


FIGURE 4

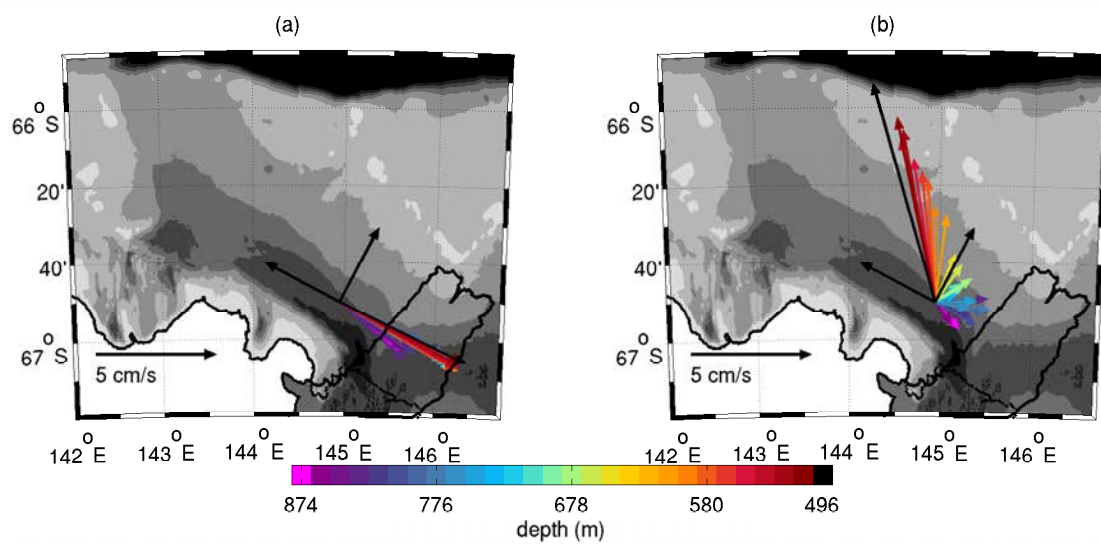


FIGURE 5

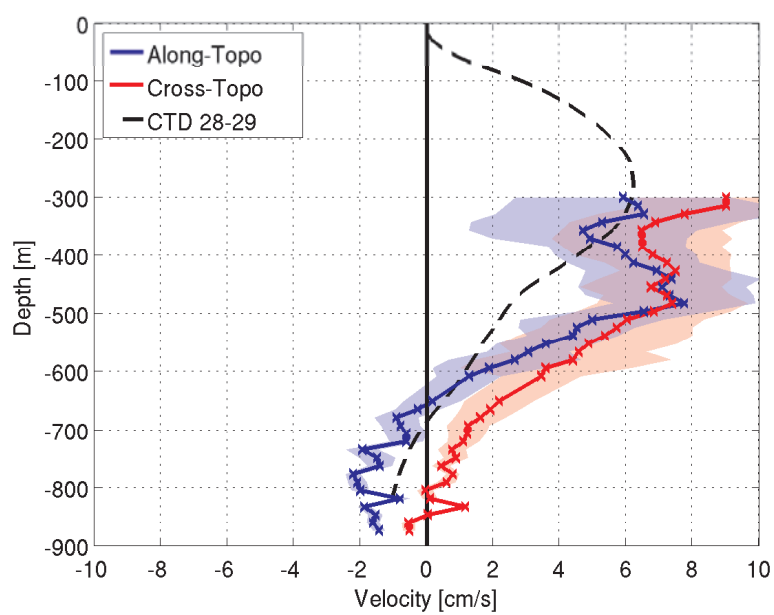


FIGURE 6

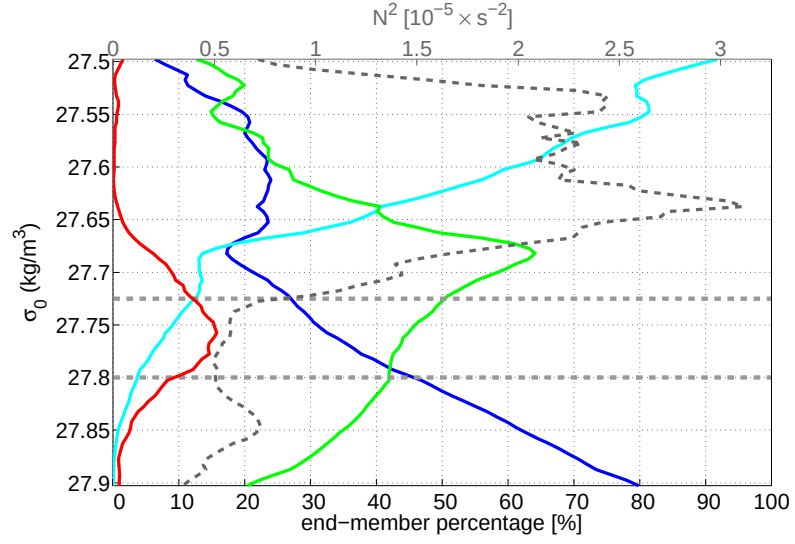
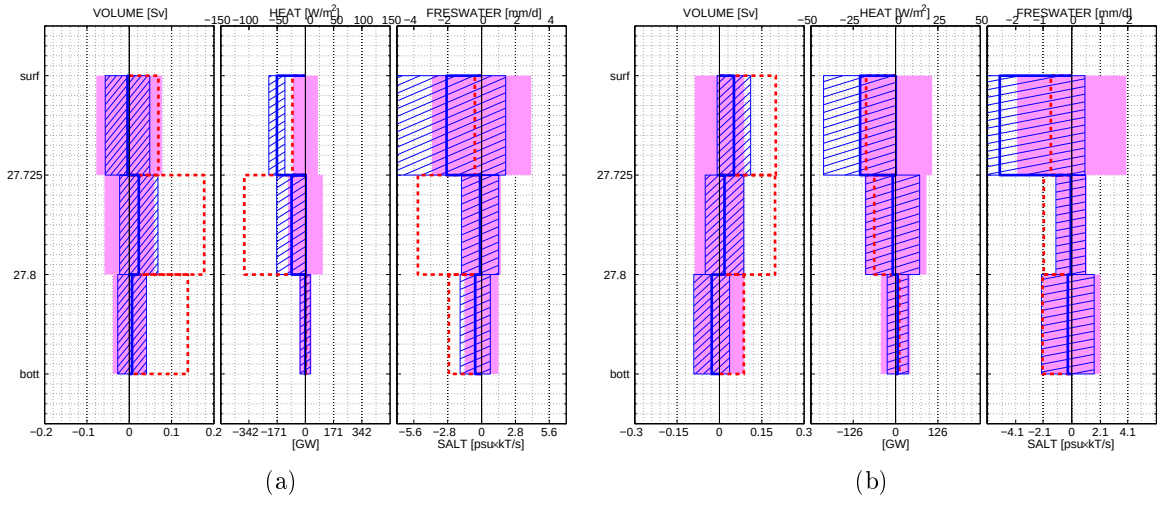
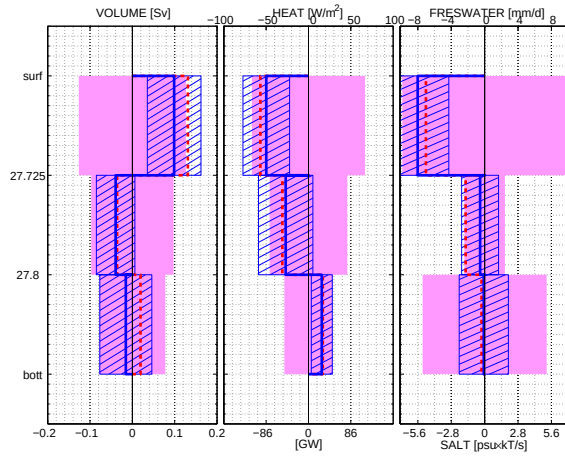


FIGURE 7



(a)

(b)



(c)

FIGURE 8

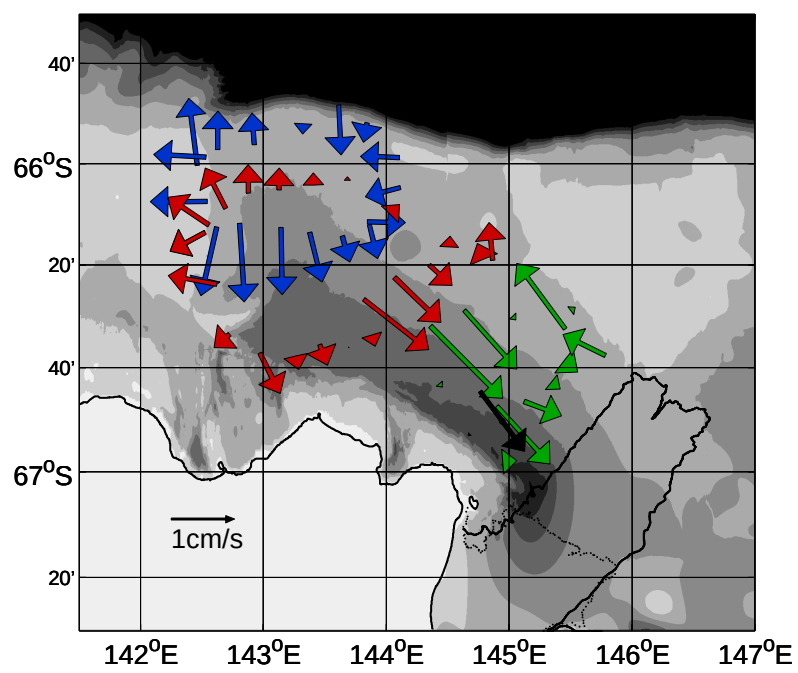


FIGURE 9

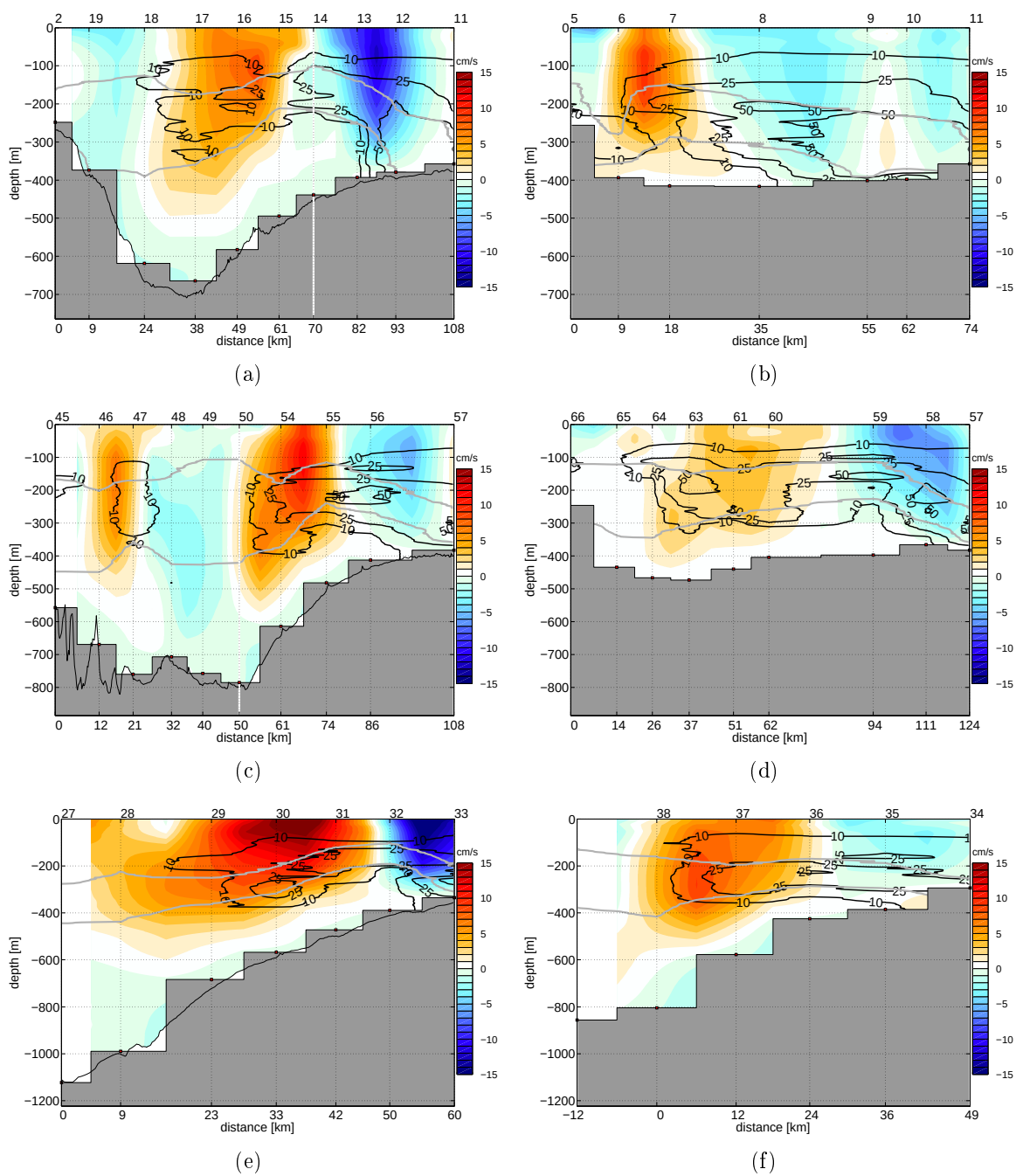


FIGURE 10

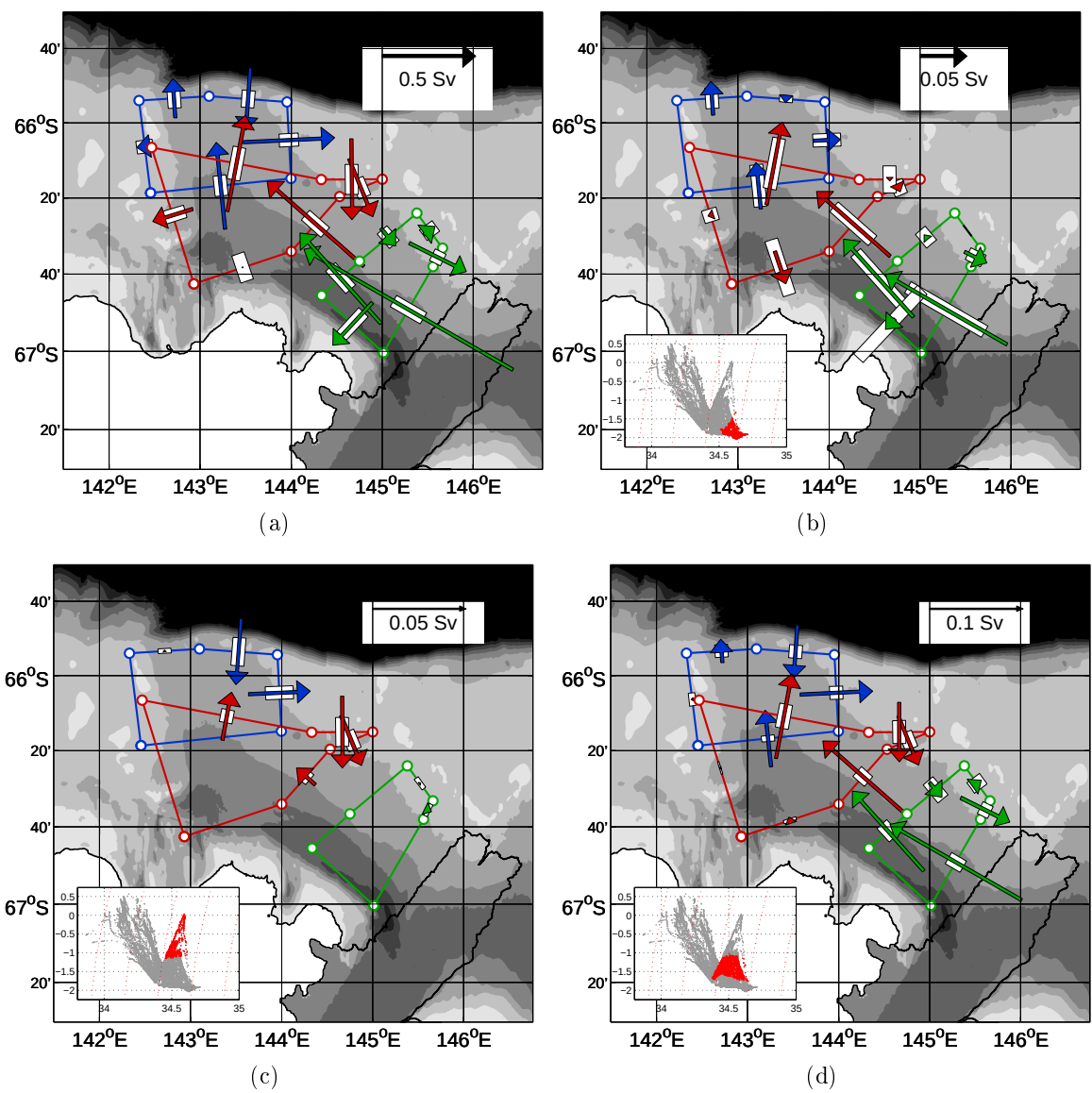


FIGURE 11

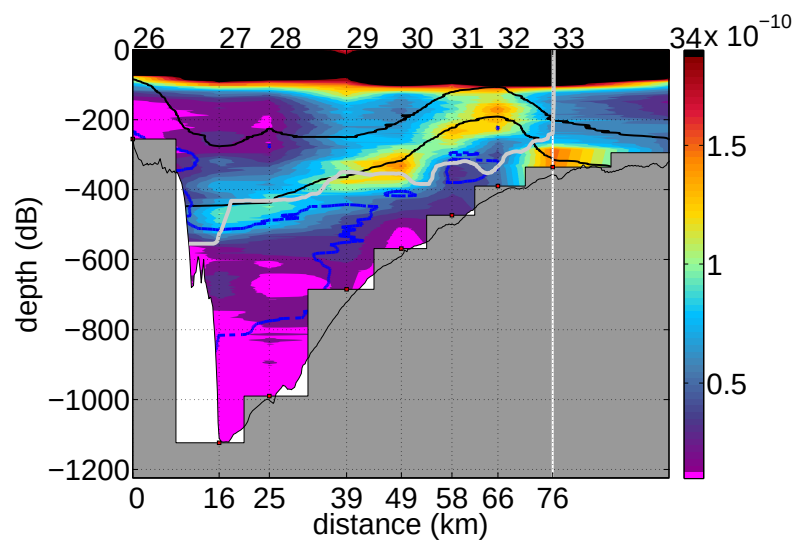


FIGURE 12

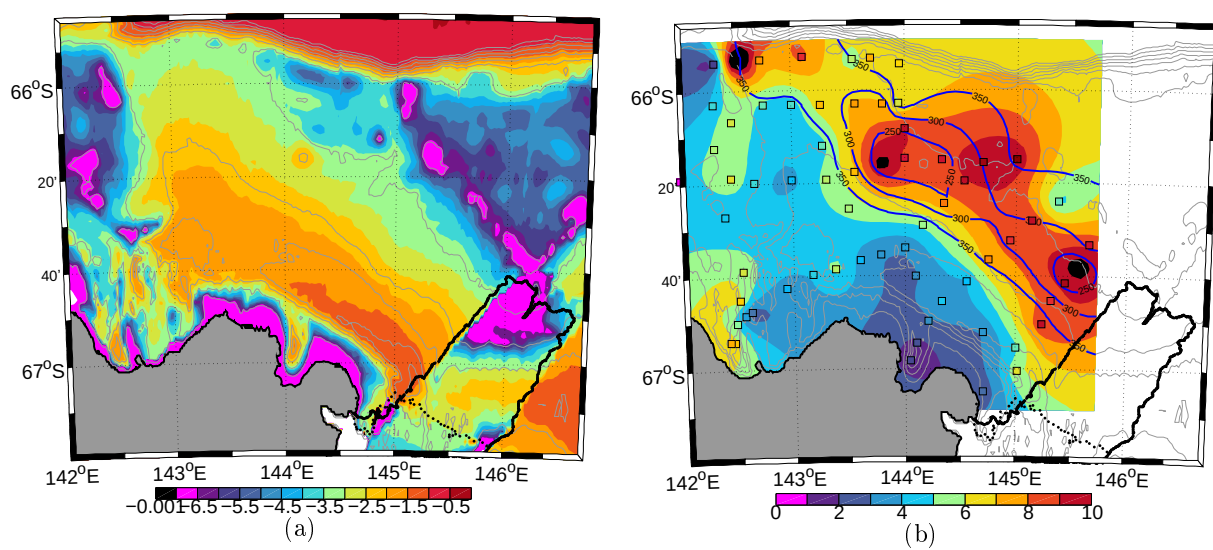


FIGURE 13

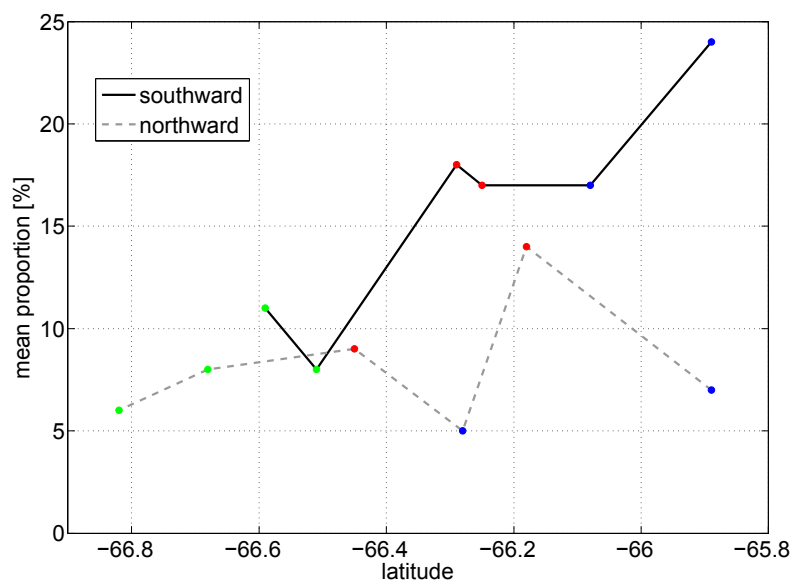


FIGURE 14

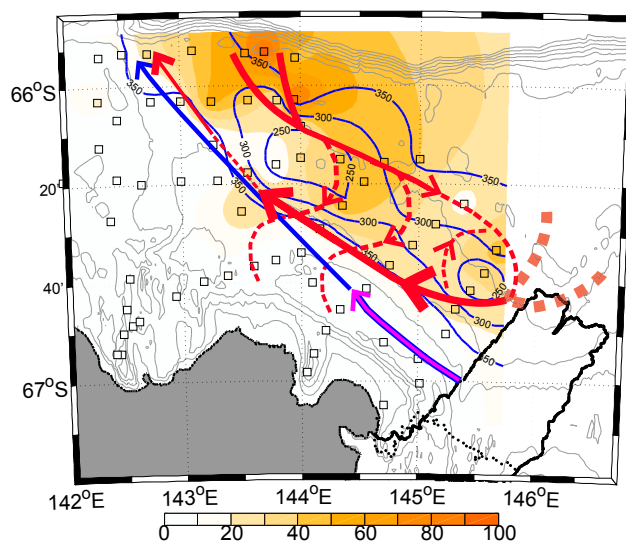


FIGURE 15

Bibliographie

- Aoki, S., Y. Kitade, K. Shimada, K. Ohshima, T. Tamura, C. Bajish, M. Moteki, and S. Rintoul, 2013 : Widespread freshening in the seasonal ice zone near 140°E off the Adélie land coast, Antarctica, from 1994 to 2012. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **118** (11), 6046–6063. 7
- Aoki, S., Y. Sasai, H. Sasaki, H. Mitsudera, and G. D. Williams, 2010 : The cyclonic circulation in the Australian–Antarctic basin simulated by an eddy-resolving general circulation model. *Ocean Dynamics*, **60** (3), 743–757. 3
- Aoki, S., and Coauthors, 2007 : A series of cyclonic eddies in the Antarctic divergence off Adélie coast. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **112** (C5). 3
- Arrigo, K. R., G. L. van Dijken, and A. L. Strong, 2015 : Environmental controls of marine productivity hot spots around Antarctica. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **120** (8), 5545–5565. 12
- Arrthun, M., P. R. Holland, K. W. Nicholls, and D. L. Feltham, 2013 : Eddy-driven exchange between the open ocean and a sub-ice shelf cavity. *Journal of Physical Oceanography*, **43** (11), 2372–2387. 19, 177
- Assmann, K., H. Hellmer, and A. Beckmann, 2003 : Seasonal variation in circulation and water mass distribution on the Ross Sea continental shelf. *Antarctic Science*, **15** (01), 3–11. 125
- Ball, F., 1956 : The theory of strong katabatic winds. *Australian Journal of Physics*, **9** (3), 373–386. 10
- Ball, F., 1957 : The katabatic winds of Adélie land and King George V land. *Tellus A*, **9** (2). 111
- Bass, A. M., N. C. Munksgaard, D. O’Grady, M. J. Williams, H. C. Bostock, S. R. Rintoul, and M. I. Bird, 2014 : Continuous shipboard measurements of oceanic $\delta^{18}\text{O}$, δD and $\delta^{13}\text{C}$ DIC along a transect from New Zealand to Antarctica using cavity ring-down isotope spectrometry. *Journal of Marine Systems*, **137**, 21–27. 156, 158, 160
- Beaman, R. J., P. E. O’Brien, A. L. Post, and L. De Santis, 2011 : A new high-resolution bathymetry model for the Terre Adélie and George V continental margin, East Antarctica. *Antarctic Science*, **23** (01), 95–103. 8, 9, 30, 114
- Benetti, M., G. Reverdin, C. Pierre, S. Khatiwala, B. Tournadre, S. Olafsdottir, and A. Naamar, 2016 : Variability of sea ice melt and meteoric water input in the surface Labrador current off Newfoundland. *Journal of Geophysical Research : Oceans*. 156
- Bindoff, N., G. Williams, and I. Allison, 2001 : Sea-ice growth and water-mass modification in the Mertz glacier polynya, East Antarctica, during winter. *Annals of Glaciology*, **33** (1), 399–406. 13, 15, 17, 18, 30, 47
- Bindoff, N. L., S. R. Rintoul, and R. Massom, 2000a : Bottom water formation and polynyas in Adélie land, Antarctica. *Papers and Proceedings of the Royal Society of Tasmania*, Vol. 133, 51–56. 3
- Bindoff, N. L., M. A. Rosenberg, and M. J. Warner, 2000b : On the circulation and water masses over the Antarctic continental slope and rise between 80°E and 150°E. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **47** (12), 2299–2326. 17
- Bintanja, R., G. Van Oldenborgh, S. Drijfhout, B. Wouters, and C. Katsman, 2013 : Important role for ocean warming and increased ice-shelf melt in Antarctic sea-ice expansion. *Nature Geoscience*, **6** (5), 376–379. 2

- Bintanja, R., G. Van Oldenborgh, and C. Katsman, 2015 : The effect of increased fresh water from antarctic ice shelves on future trends in antarctic sea ice. *Annals of Glaciology*, **56 (69)**, 120–126. 2
- Bosse, A., 2015 : Circulation générale et couplage physique-biogéochimie à (sous-) mésoéchelle en méditerranée nord-occidentale à partir de données in situ. Ph.D. thesis, Paris 6. 173
- Budéus, G., B. Cisewski, S. Ronski, D. Dietrich, and M. Weitere, 2004 : Structure and effects of a long lived vortex in the greenland sea. *Geophysical research letters*, **31 (5)**. 173
- Budillon, G., M. Pacciaroni, S. Cozzi, P. Rivaro, G. Catalano, C. Ianni, and C. Cantoni, 2003 : An optimum multiparameter mixing analysis of the shelf waters in the ross sea. *Antarctic Science*, **15 (01)**, 105–118. 40, 111
- Campagne, P., and Coauthors, 2015 : Glacial ice and atmospheric forcing on the mertz glacier polynya over the past 250 years. *Nature communications*, **6**, 3, 21
- Carmack, E. C., and T. D. Foster, 1975 : Circulation and distribution of oceanographic properties near the filchner ice shelf. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, Elsevier, Vol. 22, 77–90. 132
- Carter, L., I. McCave, and M. J. Williams, 2008 : Circulation and water masses of the southern ocean : a review. *Developments in earth and environmental sciences*, **8**, 85–114. 4
- Cavalieri, D. J., and S. Martin, 1985 : A passive microwave study of polynyas along the antarctic wilkes land coast. *Oceanology of the Antarctic Continental Shelf*, 227–252. 2
- Cobbs, N., 1930 : *Australasian Antarctic Expedition 1911-1914 Under the Leadership of Sir Douglas Mawson : Marine Free-living Nemas 1911-1914* 6 (7). *Zoology and Botany*. University of Adelaide. 10
- Cougnon, E., B. Galton-Fenzi, A. Meijers, and B. Legrésy, 2013 : Modeling interannual dense shelf water export in the region of the mertz glacier tongue (1992–2007). *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **118 (10)**, 5858–5872. 19, 21, 56, 123, 162, 185
- Cox, K., and Coauthors, 2010 : Interannual variability of arctic sea ice export into the east greenland current. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **115 (C12)**. 155
- Craig, H., and L. I. Gordon, 1965 : Deuterium and oxygen 18 variations in the ocean and the marine atmosphere. 155
- Darelius, E., K. Makinson, K. Daae, I. Fer, P. Holland, and K. Nicholls, 2014 : Hydrography and circulation in the filchner depression, weddell sea, antarctica. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **119 (9)**, 5797–5814. 127, 132
- D’Asaro, E. A., 1988 : Observations of small eddies in the beaufort sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **93 (C6)**, 6669–6684. 173
- Dee, D., and Coauthors, 2011 : The era-interim reanalysis : Configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **137 (656)**, 553–597. 31
- Dinniman, M. S., and J. M. Klinck, 2004 : A model study of circulation and cross-shelf exchange on the west antarctic peninsula continental shelf. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **51 (17)**, 2003–2022. 4
- Dinniman, M. S., J. M. Klinck, and W. O. Smith, 2011 : A model study of circumpolar deep water on the west antarctic peninsula and ross sea continental shelves. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **58 (13)**, 1508–1523. 4, 132
- Dodd, P. A., B. Rabe, E. Hansen, E. Falck, A. Mackensen, E. Rohling, C. Stedmon, and S. Kristiansen, 2012 : The freshwater composition of the fram strait outflow derived from a decade of tracer measurements. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **117 (C11)**. 155

- Dragon, A.-C., M.-N. Houssais, C. Herbaut, and J.-B. Charrassin, 2014 : A note on the intraseasonal variability in an antarctic polynia : Prior to and after the mertz glacier calving. *Journal of Marine Systems*, **130**, 46–55. 9, 30
- Emery, W., and R. Thomson, 2001 : Data analysis methods in physical oceanography elsevier. *Science BV Amsterdam, The Netherlands*. 59, 180
- Ferrick, M., D. Calkins, N. Perron, J. Cragin, and C. Kendall, 2002 : Diffusion model validation and interpretation of stable isotopes in river and lake ice. *Hydrological processes*, **16 (4)**, 851–872. 160
- Fogt, R. L., J. Perlwitz, A. J. Monaghan, D. H. Bromwich, J. M. Jones, and G. J. Marshall, 2009 : Historical sam variability. part ii : twentieth-century variability and trends from reconstructions, observations, and the ipcc ar4 models*. *Journal of Climate*, **22 (20)**, 5346–5365. 3
- Frezzotti, M., A. Cimbelli, and J. G. Ferrigno, 1998 : Ice-front change and iceberg behaviour along oates and george v coasts, antarctica, 1912–96. *Annals of Glaciology*, **27**, 643–650. 9
- Gade, H. G., 1979 : Melting of ice in sea water : A primitive model with application to the antarctic ice shelf and icebergs. *Journal of Physical Oceanography*, **9 (1)**, 189–198. 16, 48, 164
- Ganachaud, A., 2000 : Large scale oceanic circulation and fluxes of freshwater, heat, nutrients and oxygen. Tech. rep., Doctoral thesis, DTIC Document. 95, 96, 97
- Ganachaud, A., 2003 : Error budget of inverse box models : The north atlantic. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **20 (11)**, 1641–1655. 75, 81, 82, 93
- Ganachaud, A., and C. Wunsch, 2000 : Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, **408 (6811)**, 453–457. 74
- Gill, A., 1973 : Circulation and bottom water production in the weddell sea. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, Elsevier, Vol. 20, 111–140. 2
- Gordon, A. L., 1971 : *Oceanography of Antarctic waters*. Wiley Online Library. 2
- Gordon, A. L., and P. L. Tchernia, 1972 : Waters of the continental margin off adelia coast, antarctica. *Antarctica Oceanology II : The Australian-New Zealand Sector*, 59–69. 8, 13
- Gordon, R. L., and J. M. Huthnance, 1987 : Storm-driven continental shelf waves over the scottish continental shelf. *Continental Shelf Research*, **7 (9)**, 1015–1048. 179
- Gwyther, D., B. Galton-Fenzi, J. Hunter, and J. Roberts, 2014 : Simulated melt rates for the totten and dalton ice shelves. *Ocean Science*, **10 (3)**, 267–279. 185
- Ha, H., and Coauthors, 2014 : Circulation and modification of warm deep water on the central amundsen shelf. *Journal of Physical Oceanography*, **44 (5)**, 1493–1501. 132
- Herraiz-Borreguero, L., I. Allison, M. Craven, K. W. Nicholls, and M. A. Rosenberg, 2013 : Ice shelf/ocean interactions under the amery ice shelf : Seasonal variability and its effect on marine ice formation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **118 (12)**, 7117–7131. 19, 171, 178
- Herraiz-Borreguero, L., R. Coleman, I. Allison, S. R. Rintoul, M. Craven, and G. D. Williams, 2015 : Circulation of modified circumpolar deep water and basal melt beneath the amery ice shelf, east antarctica. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **120 (4)**, 3098–3112. 19, 113, 170, 171
- Heywood, K. J., and Coauthors, 2014 : Ocean processes at the antarctic continental slope. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **372 (2019)**, 20130047. 113
- Hirano, D., Y. Kitade, H. Nagashima, and M. Matsuyama, 2010 : Characteristics of observed turbulent mixing across the antarctic slope front at 140e, east antarctica. *Journal of oceanography*, **66 (1)**, 95–104. 18, 77, 113

- Hirawake, T., S. Kudoh, S. Aoki, and S. R. Rintoul, 2003 : Eddies revealed by seawifs ocean color images in the antarctic divergence zone near 140 e. *Geophysical research letters*, **30** (9). 3, 12
- Hofmann, E. E., and J. M. Klinck, 1998 : *Thermohaline variability of the waters overlying the west Antarctic Peninsula continental shelf*. Wiley Online Library. 5
- Houpert, L., 2013 : Contribution to the study of transfer processes from the surface to the deep ocean in the mediterranean sea using in situ measurements. Ph.D. thesis, Université de Perpignan Via Domitia. 173
- Jacobs, S., 2006 : Observations of change in the southern ocean. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **364** (1844), 1657–1681. 2
- Jacobs, S. S., 1989 : Marine controls on modern sedimentation on the antarctic continental shelf. *Marine Geology*, **85** (2), 121–153. 15, 111, 112
- Jacobs, S. S., A. F. Amos, and P. M. Bruchhausen, 1970 : Ross sea oceanography and antarctic bottom water formation. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, Elsevier, Vol. 17, 935–962. 2, 132
- Jacobs, S. S., R. G. Fairbanks, and Y. Horibe, 1985 : Origin and evolution of water masses near the antarctic continental margin : evidence from h218o/h216o ratios in seawater. *Oceanology of the Antarctic Continental Shelf*, 59–85. 155
- Jacobs, S. S., H. H. Hellmer, and A. Jenkins, 1996 : Antarctic ice sheet melting in the southeast pacific. *Geophysical Research Letters*, **23** (9), 957–960. 2
- Jacobsen, J., and A. J. Jensen, 1926 : Examination of hydrographic measurements from research vessels explorer and dana during the summer of 1924. *Conseil Permanent International pour l'Exploration de la Mer, Rapports et Procès-Verbaux*, **39**, 31–84. 73, 81
- Jenkins, A., 1999 : The impact of melting ice on ocean waters. *Journal of Physical Oceanography*, **29** (9), 2370–2381. 16
- Jenkins, A., and S. Jacobs, 2008 : Circulation and melting beneath george vi ice shelf, antarctica. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **113** (C4). 16
- Journel, A. G., and C. J. Huijbregts, 1978 : *Mining geostatistics*. Academic press. 112
- Kasajima, Y., K. A. Olsson, T. Johannessen, M.-J. Messias, E. Jeansson, R. G. Bellerby, and I. Skjelvan, 2006 : A submesoscale coherent eddy in the greenland sea in 2003. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **111** (C7). 173
- Kern, S., 2009 : Wintertime antarctic coastal polynya area : 1992–2008. *Geophysical Research Letters*, **36** (14). 162
- Koenig, Z., C. Provost, Y.-H. Park, R. Ferrari, and N. Sennéchaël, 2016 : Anatomy of the antarctic circumpolar current volume transports through drake passage. *Journal of Geophysical Research : Oceans*. 3
- Koubbi, P., and Coauthors, 2010 : Estimating the biodiversity of the east antarctic shelf and oceanic zone for ecoregionalisation : example of the ichthyofauna of the ceamarc (collaborative east antarctic marine census) caml surveys. *Polar Science*, **4** (2), 115–133. 12
- Kunze, E., E. Firing, J. M. Hummon, T. K. Chereskin, and A. M. Thurnherr, 2006 : Global abyssal mixing inferred from lowered adcp shear and ctd strain profiles. *Journal of Physical Oceanography*, **36** (8), 1553–1576. 81, 82, 83
- Kusahara, K., H. Hasumi, and T. Tamura, 2010 : Modeling sea ice production and dense shelf water formation in coastal polynyas around east antarctica. *Journal of Geophysical Research : Oceans* (1978–2012), **115** (C10). 18, 19

- Kusahara, K., H. Hasumi, and G. D. Williams, 2011a : Dense shelf water formation and brine-driven circulation in the adélie and george v land region. *Ocean Modelling*, **37** (3), 122–138. 93, 103, 111, 125, 126, 127
- Kusahara, K., H. Hasumi, and G. D. Williams, 2011b : Impact of the mertz glacier tongue calving on dense water formation and export. *Nature communications*, **2**, 159. 9, 30, 56
- Kustka, A. B., and Coauthors, 2015 : The roles of mcdw and deep water iron supply in sustaining a recurrent phytoplankton bloom on central pennell bank (ross sea). *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **105**, 171–185. 12
- Lacarra, M., 2013 : Etude de la formation d'eau dense sur le plateau est-antarctique à partir d'observations hydrologiques dans la polynie du mertz. Ph.D. thesis, Paris 6. 13, 47, 48, 165
- Lacarra, M., M.-N. Houssais, C. Herbaut, E. Sultan, and M. Beauverger, 2014 : Dense shelf water production in the adélie depression, east antarctica, 2004–2012 : Impact of the mertz glacier calving. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **119** (8), 5203–5220. 9, 13, 21, 27, 28, 29, 30, 33, 34, 47, 48, 56, 68, 129, 141, 162, 165
- Lacarra, M., M.-N. Houssais, E. Sultan, S. Rintoul, and C. Herbaut, 2011 : Summer hydrography on the shelf off terre adélie/george v land based on the albion and ceamarc observations during the ipy. *Polar Science*, **5** (2), 88–103. 13, 14, 15, 17, 19, 30, 34, 41, 69, 82, 111, 112, 113, 123, 164
- Legrésy, B., A. Wendt, I. Tabacco, F. Rémy, and R. Dietrich, 2004 : Influence of tides and tidal current on mertz glacier, antarctica. *Journal of Glaciology*, **50** (170), 427–435. 8, 31, 127
- Lescarmontier, L., 2012 : Studies of the processes of fracturing, deformation and iceberg calving in antarctica : A history of the mertz glacier. etude des processus de fracturation, deformation et velage d'iceberg en antarctique : Une histoire du glacier mertz. Ph.D. thesis, University of Tasmania. 8, 127
- Lherminier, P., H. Mercier, C. Gourcuff, M. Alvarez, S. Bacon, and C. Kermabon, 2007 : Transports across the 2002 greenland-portugal ovide section and comparison with 1997. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **112** (C7). 137
- Lilly, J. M., and S. C. Olhede, 2012 : Generalized morse wavelets as a superfamily of analytic wavelets. *Signal Processing, IEEE Transactions on*, **60** (11), 6036–6041. 43
- Lilly, J. M., and P. B. Rhines, 2002 : Coherent eddies in the labrador sea observed from a mooring. *Journal of Physical Oceanography*, **32** (2), 585–598. 42, 171, 173, 174
- Lilly, J. M., P. B. Rhines, F. Schott, K. Lavender, J. Lazier, U. Send, and E. D'Asaro, 2003 : Observations of the labrador sea eddy field. *Progress in Oceanography*, **59** (1), 75–176. 42, 43, 173
- Liu, Y., J. C. Moore, X. Cheng, R. M. Gladstone, J. N. Bassis, H. Liu, J. Wen, and F. Hui, 2015 : Ocean-driven thinning enhances iceberg calving and retreat of antarctic ice shelves. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **112** (11), 3263–3268. 2, 162
- Marshall, G. J., 2003 : Trends in the southern annular mode from observations and reanalyses. *Journal of Climate*, **16** (24), 4134–4143. 3
- Marshall, J., and F. Schott, 1999 : Open-ocean convection : Observations, theory, and models. *Reviews of Geophysics*, **37** (1), 1–64. 172
- Marshall, J., and K. Speer, 2012 : Closure of the meridional overturning circulation through southern ocean upwelling. *Nature Geoscience*, **5** (3), 171–180. 5
- Marsland, S., N. Bindoff, G. Williams, and W. Budd, 2004 : Modeling water mass formation in the mertz glacier polynya and adélie depression, east antarctica. *Journal of Geophysical Research : Oceans* (1978–2012), **109** (C11). 19, 21, 56, 141

- Martinson, D., and D. McKee, 2012 : Transport of warm upper circumpolar deep water onto the western antarctic peninsula continental shelf. *Ocean Science*, **8** (4), 433. 132, 170
- Massom, R., P. Harris, K. J. Michael, and M. Potter, 1998 : The distribution and formative processes of latent-heat polynyas in east antarctica. *Annals of Glaciology*, **27**, 420–426. 11
- Massom, R. A., and S. E. Stammerjohn, 2010 : Antarctic sea ice change and variability—physical and ecological implications. *Polar Science*, **4** (2), 149–186. 9
- Masson-Delmotte, V., and Coauthors, 2008 : A review of antarctic surface snow isotopic composition : observations, atmospheric circulation, and isotopic modeling*. *Journal of Climate*, **21** (13), 3359–3387. 156
- Matheron, G., 1963 : Principles of geostatistics. *Economic geology*, **58** (8), 1246–1266. 112
- Mawson, D., 1930 : *Home of the Blizzard : Being the Story of the Australasian Antarctic Expedition, 1911-1914, Abridged*. publisher not identified. 10
- Mayet, C., L. Testut, B. Legresy, L. Lescarmontier, and F. Lyard, 2013 : High-resolution barotropic modeling and the calving of the mertz glacier, east antarctica. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **118** (10), 5267–5279. 8, 18, 30, 38, 84, 126
- McIntosh, P. C., and S. R. Rintoul, 1997 : Do box inverse models work ? *Journal of physical oceanography*, **27** (2), 291–308. 74, 75, 76, 77, 95
- McWilliams, J. C., 1985 : Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics*, **23** (2), 165–182. 172
- Meijers, A., B. Galton-Fenzi, and Rintoul, en préparation depuis 2010 : Observations and modelling of dense shelf water circulation and export near the mertz glacier tongue. *Journal of Geophysical Research : Oceans*. 63
- Melling, H., and R. M. Moore, 1995 : Modification of halocline source waters during freezing on the beaufort sea shelf : evidence from oxygen isotopes and dissolved nutrients. *Continental Shelf Research*, **15** (1), 89–113. 155
- Meredith, M. P., 2013 : Oceanography : Replenishing the abyss. *Nature Geoscience*, **6** (3), 166–167. 5, 13
- Miles, T., S. H. Lee, A. Wåhlin, H. K. Ha, T. W. Kim, K. M. Assmann, and O. Schofield, 2015 : Glider observations of the dotson ice shelf outflow. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*. 12
- Miller, A. J., P. F. Lermusiaux, and P.-M. Poulain, 1996 : A topographic-rossby mode resonance over the iceland-faeroe ridge. *Journal of physical oceanography*, **26** (12), 2735–2747. 179
- Moffat, C., B. Owens, and R. C. Beardsley, 2009 : On the characteristics of circumpolar deep water intrusions to the west antarctic peninsula continental shelf. *Journal of Geophysical Research : Oceans* (1978–2012), **114** (C5). 19, 43, 59, 132, 170
- Mosby, H., 1934 : *The waters of the Atlantic Antarctic ocean : (With 50 figures in the text)*. I kommisjon hos Jacob Dybwad. 16
- Muench, R., L. Padman, A. Gordon, and A. Orsi, 2009 : A dense water outflow from the ross sea, antarctica : Mixing and the contribution of tides. *Journal of Marine Systems*, **77** (4), 369–387. 30
- Naveira Garabato, A. C., D. P. Stevens, and K. J. Heywood, 2003 : Water mass conversion, fluxes, and mixing in the scotia sea diagnosed by an inverse model. *Journal of physical oceanography*, **33** (12), 2565–2587. 75
- Nicholls, K. W., L. Padman, M. Schröder, R. Woodgate, A. Jenkins, and S. Østerhus, 2003 : Water mass modification over the continental shelf north of ronne ice shelf, antarctica. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **108** (C8). 177

- Nihashi, S., and K. I. Ohshima, 2015 : Circumpolar mapping of antarctic coastal polynyas and landfast sea ice : relationship and variability. *Journal of climate*, **28 (9)**, 3650–3670. 9, 10, 11, 13
- Nøst, O., M. Biuw, V. Tverberg, C. Lydersen, T. Hattermann, Q. Zhou, L. Smedsrud, and K. Kovacs, 2011 : Eddy overturning of the antarctic slope front controls glacial melting in the eastern weddell sea. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **116 (C11)**. 4, 19, 170
- Orsi, A., G. Johnson, and J. Bullister, 1999 : Circulation, mixing, and production of antarctic bottom water. *Progress in Oceanography*, **43 (1)**, 55–109. 2
- Orsi, A. H., 2010 : Oceanography : Recycling bottom waters. *Nature Geoscience*, **3 (5)**, 307–309. 7, 13
- Parish, T. R., and D. H. Bromwich, 1991 : Continental-scale simulation of the antarctic katabatic wind regime. *Journal of Climate*, **4 (2)**, 135–146. 3
- Parish, T. R., and D. H. Bromwich, 2007 : Reexamination of the near-surface airflow over the antarctic continent and implications on atmospheric circulations at high southern latitudes*. *Monthly Weather Review*, **135 (5)**, 1961–1973. 10, 11
- Park, Y.-H., E. Charriaud, and M. Fieux, 1998 : Thermohaline structure of the antarctic surface water/winter water in the indian sector of the southern ocean. *Journal of Marine Systems*, **17 (1)**, 5–23. 17
- Pauling, A. G., C. M. Bitz, I. J. Smith, and P. J. Langhorne, 2016 : The response of the southern ocean and antarctic sea ice to fresh water from ice shelves in an earth system model. *Journal of Climate*, **(2016)**. 2
- Pawlowicz, R., B. Beardsley, and S. Lentz, 2002 : Classical tidal harmonic analysis including error estimates in matlab using *t_tide*. *Computers & Geosciences*, **28 (8)**, 929–937. 38
- Pritchard, H., S. Ligtenberg, H. Fricker, D. Vaughan, M. Van den Broeke, and L. Padman, 2012 : Antarctic ice-sheet loss driven by basal melting of ice shelves. *Nature*, **484 (7395)**, 502–505. 2, 5
- Purkey, S. G., and G. C. Johnson, 2013 : Antarctic bottom water warming and freshening : Contributions to sea level rise, ocean freshwater budgets, and global heat gain*. *Journal of Climate*, **26 (16)**, 6105–6122. 2
- Rhines, P., 1970 : Edge-, bottom-, and rossby waves in a rotating stratified fluid. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, **1 (3-4)**, 273–302. 178
- Rignot, E., S. Jacobs, J. Mouginot, and B. Scheuchl, 2013 : Ice-shelf melting around antarctica. *Science*, **341 (6143)**, 266–270. 2
- Rignot, E., and S. S. Jacobs, 2002 : Rapid bottom melting widespread near antarctic ice sheet grounding lines. *Science*, **296 (5575)**, 2020–2023. 2
- Rignot, E., I. Velicogna, M. Van den Broeke, A. Monaghan, and J. Lenaerts, 2011 : Acceleration of the contribution of the greenland and antarctic ice sheets to sea level rise. *Geophysical Research Letters*, **38 (5)**. 2
- Rintoul, S., C. Hughes, and D. Olbers, 2001 : The antarctic circumpolar current system. In : *Ocean Circulation and Climate*/G. Siedler, J. Church and J. Gould, eds. New York : Academic Press. p., 271–302. 5
- Rintoul, S. R., 1998 : On the origin and influence of adélie land bottom water. *Ocean, Ice, and Atmosphere : Interactions at the Antarctic Continental Margin*, 151–171. 8, 12, 13, 15, 111, 112
- Rodrigo, J. S., J.-M. Buchlin, J. van Beeck, J. T. Lenaerts, and M. R. van den Broeke, 2013 : Evaluation of the antarctic surface wind climate from era reanalyses and racmo2/ant simulations based on automatic weather stations. *Climate dynamics*, **40 (1-2)**, 353–376. 31
- Rye, C. D., A. C. N. Garabato, P. R. Holland, M. P. Meredith, A. G. Nurser, C. W. Hughes, A. C. Coward, and D. J. Webb, 2014 : Rapid sea-level rise along the antarctic margins in response to increased glacial discharge. *Nature Geoscience*, **7 (10)**, 732–735. 2

- Sambrotto, R. N., A. Matsuda, R. Vaillancourt, M. Brown, C. Langdon, S. S. Jacobs, and C. Measures, 2003 : Summer plankton production and nutrient consumption patterns in the mertz glacier region of east antarctica. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **50 (8)**, 1393–1414. 12
- Schmidtko, S., K. J. Heywood, A. F. Thompson, and S. Aoki, 2014 : Multidecadal warming of antarctic waters. *Science*, **346 (6214)**, 1227–1231. 3, 5, 15
- Shadwick, E., and Coauthors, 2013 : Glacier tongue calving reduced dense water formation and enhanced carbon uptake. *Geophysical Research Letters*, **40 (5)**, 904–909. 9, 21, 30, 56, 160
- Sloyan, B. M., and S. R. Rintoul, 2000 : Estimates of area-averaged diapycnal fluxes from basin-scale budgets. *Journal of Physical Oceanography*, **30 (9)**, 2320–2341. 74, 75, 77, 96
- Smith, W. O., M. S. Dinniman, E. E. Hofmann, and J. M. Klinck, 2014 : The effects of changing winds and temperatures on the oceanography of the ross sea in the 21st century. *Geophysical Research Letters*, **41 (5)**, 1624–1631. 132
- Sokolov, S., and S. R. Rintoul, 2002 : Structure of southern ocean fronts at 140 e. *Journal of Marine Systems*, **37 (1)**, 151–184. 5
- Speer, K., S. R. Rintoul, and B. Sloyan, 2000 : The diabatic deacon cell*. *Journal of physical oceanography*, **30 (12)**, 3212–3222. 5, 6
- Spence, P., S. M. Griffies, M. H. England, A. M. Hogg, O. A. Saenko, and N. C. Jourdain, 2014 : Rapid subsurface warming and circulation changes of antarctic coastal waters by poleward shifting winds. *Geophysical Research Letters*, **41 (13)**, 4601–4610. 3
- St-Laurent, P., J. M. Klinck, and M. S. Dinniman, 2013 : On the role of coastal troughs in the circulation of warm circumpolar deep water on antarctic shelves. *Journal of Physical Oceanography*, **43 (1)**, 51–64. 4
- Stewart, A. L., and A. F. Thompson, 2013 : Connecting antarctic cross-slope exchange with southern ocean overturning. *Journal of Physical Oceanography*, **43 (7)**, 1453–1471. 170
- Stewart, A. L., and A. F. Thompson, 2015 : Eddy-mediated transport of warm circumpolar deep water across the antarctic shelf break. *Geophysical Research Letters*, **42 (2)**, 432–440. 3, 4, 19, 170
- Sutherland, D. A., R. S. Pickart, E. Peter Jones, K. Azetsu-Scott, A. Jane Eert, and J. Ólafsson, 2009 : Freshwater composition of the waters off southeast greenland and their link to the arctic ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **114 (C5)**. 155
- Swart, N., and J. Fyfe, 2013 : The influence of recent antarctic ice sheet retreat on simulated sea ice area trends. *Geophysical Research Letters*, **40 (16)**, 4328–4332. 2
- Talley, L. D., 2013 : Closure of the global overturning circulation through the indian, pacific, and southern oceans : Schematics and transports. *Oceanography*, **26 (1)**, 80–97. 6
- Tamura, T., K. I. Ohshima, T. Markus, D. J. Cavalieri, S. Nishashi, and N. Hirasawa, 2007 : Estimation of thin ice thickness and detection of fast ice from ssm/i data in the antarctic ocean. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **24 (10)**, 1757–1772. 33
- Tamura, T., G. Williams, A. Fraser, and K. Ohshima, 2012 : Potential regime shift in decreased sea ice production after the mertz glacier calving. *Nature communications*, **3**, 826. 9, 21, 30, 56
- Testor, P., and J. Gascard, 2003 : Large-scale spreading of deep waters in the western mediterranean sea by submesoscale coherent eddies. *Journal of physical oceanography*, **33 (1)**, 75–87. 173
- Thompson, A. F., K. J. Heywood, S. Schmidtko, and A. L. Stewart, 2014 : Eddy transport as a key component of the antarctic overturning circulation. *Nature Geoscience*, **7 (12)**, 879–884. 113, 127, 170
- Thompson, D. W., and J. M. Wallace, 2000 : Annular modes in the extratropical circulation. part i : month-to-month variability*. *Journal of Climate*, **13 (5)**, 1000–1016. 3

- Thomson, R. E., and W. J. Emery, 2014 : *Data analysis methods in physical oceanography*. Newnes. 57
- Tomczak, M., and D. G. Large, 1989 : Optimum multiparameter analysis of mixing in the thermocline of the eastern indian ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **94 (C11)**, 16 141–16 149. 40
- Toyota, T., I. J. Smith, A. J. Gough, P. J. Langhorne, G. H. Leonard, R. J. Van Hale, A. R. Mahoney, and T. G. Haskell, 2013 : Oxygen isotope fractionation during the freezing of sea water. *Journal of glaciology*, **59 (216)**, 697–710. 160
- Vaillancourt, R. D., R. N. Sambrotto, S. Green, and A. Matsuda, 2003 : Phytoplankton biomass and photosynthetic competency in the summertime mertz glacier region of east antarctica. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **50 (8)**, 1415–1440. 30, 125, 156, 157
- Van den Broeke, M., N. Van Lipzig, and E. Van Meijgaard, 2002 : Momentum budget of the east antarctic atmospheric boundary layer : Results of a regional climate model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **59 (21)**, 3117–3129. 3
- Vancoppenolle, M., and Coauthors, 2011 : Assessment of radiation forcing data sets for large-scale sea ice models in the southern ocean. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **58 (9)**, 1237–1249. 32
- Wadhams, P., G. Budéus, J. Wilkinson, T. Løyning, and V. Pavlov, 2004 : The multi-year development of long-lived convective chimneys in the greenland sea. *Geophysical research letters*, **31 (6)**. 173
- Wåhlin, A., O. Kalén, K. Assmann, E. Darelius, H. Ha, T. Kim, and S. Lee, 2015 : Sub-inertial oscillations on the amundsen sea shelf, antarctica. *Journal of Physical Oceanography*, **(2015)**. 179, 180
- Wåhlin, A., R. Muench, L. Arneborg, G. Björk, H. Ha, S. Lee, and H. Alsén, 2012 : Some implications of ekman layer dynamics for cross-shelf exchange in the amundsen sea. *Journal of Physical Oceanography*, **42 (9)**, 1461–1474. 4
- Wåhlin, A., X. Yuan, G. Björk, and C. Nohr, 2010 : Inflow of warm circumpolar deep water in the central amundsen shelf*. *Journal of Physical Oceanography*, **40 (6)**, 1427–1434. 16, 164
- Weiss, R., H. Östlund, and H. Craig, 1979 : Geochemical studies of the weddell sea. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, **26 (10)**, 1093–1120. 155, 156, 158
- Wendler, G., C. Stearns, G. Weidner, G. Dargaud, and T. Parish, 1997 : On the extraordinary katabatic winds of adélie land. *Journal of geophysical research*, **102 (D4)**, 4463–4474. 10
- Whalen, C., L. Talley, and J. MacKinnon, 2012 : Spatial and temporal variability of global ocean mixing inferred from argo profiles. *Geophysical Research Letters*, **39 (18)**. 82
- Whitworth, T., A. Orsi, S.-J. Kim, W. Nowlin, and R. Locarnini, 1998 : Water masses and mixing near the antarctic slope front. *Ocean, ice, and atmosphere : interactions at the Antarctic continental margin*, 1–27. 14, 16, 17
- Williams, G., 2004 : Adélie land bottom water. Ph.D. thesis. 13
- Williams, G., S. Aoki, S. Jacobs, S. Rintoul, T. Tamura, and N. Bindoff, 2010 : Antarctic bottom water from the adélie and george v land coast, east antarctica (140–149 e). *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, **115 (C4)**. 17, 18, 47
- Williams, G., and N. Bindoff, 2003 : Wintertime oceanography of the adélie depression. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **50 (8)**, 1373–1392. 12, 13, 15, 17, 18, 30, 47, 48, 68, 111, 162, 164, 165
- Williams, G., N. Bindoff, S. Marsland, and S. Rintoul, 2008a : Formation and export of dense shelf water from the adélie depression, east antarctica. *Journal of Geophysical Research*, **113 (C4)**, C04 039. 13, 18, 47, 48

- Williams, G., M. Hindell, M.-N. Houssais, T. Tamura, and I. Field, 2011 : Upper ocean stratification and sea ice growth rates during the summer-fall transition, as revealed by elephant seal foraging in the adélie depression, east antarctica. *Ocean Science*, **7** (2). 13, 47
- Williams, G., S. Nicol, B. Raymond, and K. Meiners, 2008b : Summertime mixed layer development in the marginal sea ice zone off the mawson coast, east antarctica. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **55** (3), 365–376. 17
- Wunsch, C., 1978 : The north atlantic general circulation west of 50 w determined by inverse methods. *Reviews of Geophysics*, **16** (4), 583–620. 73, 74, 80, 94
- Wunsch, C., 2006 : *Discrete inverse and state estimation problems : with geophysical fluid applications*. Cambridge University Press. 75, 77, 78, 95
- Yasunari, T., and S. Kodama, 1993 : Intraseasonal variability of katabatic wind over east antarctica and planetary flow regime in the southern hemisphere. *Journal of geophysical research*, **98**, 13. 3
- Zwally, H. J., J. Comiso, and A. Gordon, 1985 : Antarctic offshore leads and polynyas and oceanographic effects. *Oceanology of the Antarctic Continental Shelf*, 203–226. 2