



**HAL**  
open science

# Convection profonde en Mer du Groenland: Etude expérimentale des phases de préconditionnement et de mélange

Pascale Lherminier

► **To cite this version:**

Pascale Lherminier. Convection profonde en Mer du Groenland: Etude expérimentale des phases de préconditionnement et de mélange. Océanographie. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1998. Français. NNT: . tel-00881646

**HAL Id: tel-00881646**

**<https://theses.hal.science/tel-00881646v1>**

Submitted on 8 Nov 2013

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**THESE de DOCTORAT de l'UNIVERSITE PARIS 6**

**Spécialité :**

**Océanographie Physique**

**présentée**

par Madame **Pascale DENIAUD LHERMINIER**

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

**Sujet de la thèse :**

**Convection Profonde en Mer du Groenland :**

**Etude Expérimentale des Phases  
de Préconditionnement et de Mélange**

**soutenue le 17 juin 1998**

**devant le jury composé de :**

Monsieur **Claude FRANKIGNOUL** ..... président

Monsieur **Yves DESAUBIES** ..... rapporteur

Monsieur **Gilles REVERDIN** ..... rapporteur

Madame **Marie-Noëlle HOUSSAIS** ..... examinatrice

Monsieur **Roland GARWOOD** ..... examinateur

Monsieur **Jean-Claude GASCARD** ..... directeur de thèse



## Résumé

La convection profonde en Mer du Groenland, source importante des eaux profondes de l'Atlantique Nord, fait actuellement l'objet de recherches approfondies. Nous présentons ici les principaux résultats obtenus au cours des hivers de 1993 et 1994 à partir de mesures de flotteurs isobares dérivant entre 250 et 850 m de profondeur et d'un vaste ensemble de données hydrologiques, météorologiques et glaciologiques. L'hiver 1994, peu rigoureux, ne donne lieu qu'à une convection semi-profonde dans un bassin libre de glace, où un tourbillon anticyclonique d'environ 40 km de diamètre apparaît comme un site privilégié du mélange convectif à l'ouest du gyre du Groenland. Il semble provenir d'une interaction entre de l'Eau Atlantique Modifiée advectée en surface et une poche froide d'Eau Arctique Intermédiaire située en dessous et issue d'événements convectifs antérieurs pouvant remonter à l'hiver précédent. L'analyse de la physionomie et de la stabilité spatiale et temporelle de ce tourbillon n'a pas permis de relier son origine et son évolution à des scénarios de type cascade directe et cascade inverse habituellement invoqués dans les phénomènes de convection plus profonde. En 1994, l'évolution de la couche mélangée a été plutôt dominée par une dynamique turbulente tridimensionnelle très dépendante du forçage en surface et de la stratification du bassin, elle-même fortement influencée par la présence de structures de méso-échelle. Corrélée aux flux air-mer les plus intenses de l'hiver 1994, la phase de mélange active est identifiée par un changement de régime dans les amplitudes et la signature en fréquence des vitesses verticales de l'eau  $w$  mesurées par les flotteurs. A l'aide d'un modèle non hydrostatique à haute résolution simulant le comportement de flotteurs isobares, nous avons montré que, pendant la phase de mélange, l'apparition d'une composante basse fréquence observée sur les vitesses  $w$  est vraisemblablement associée à l'organisation de cellules turbulentes (panaches) engendrées par les fortes et soudaines pertes de flottabilité en surface.

## Abstract

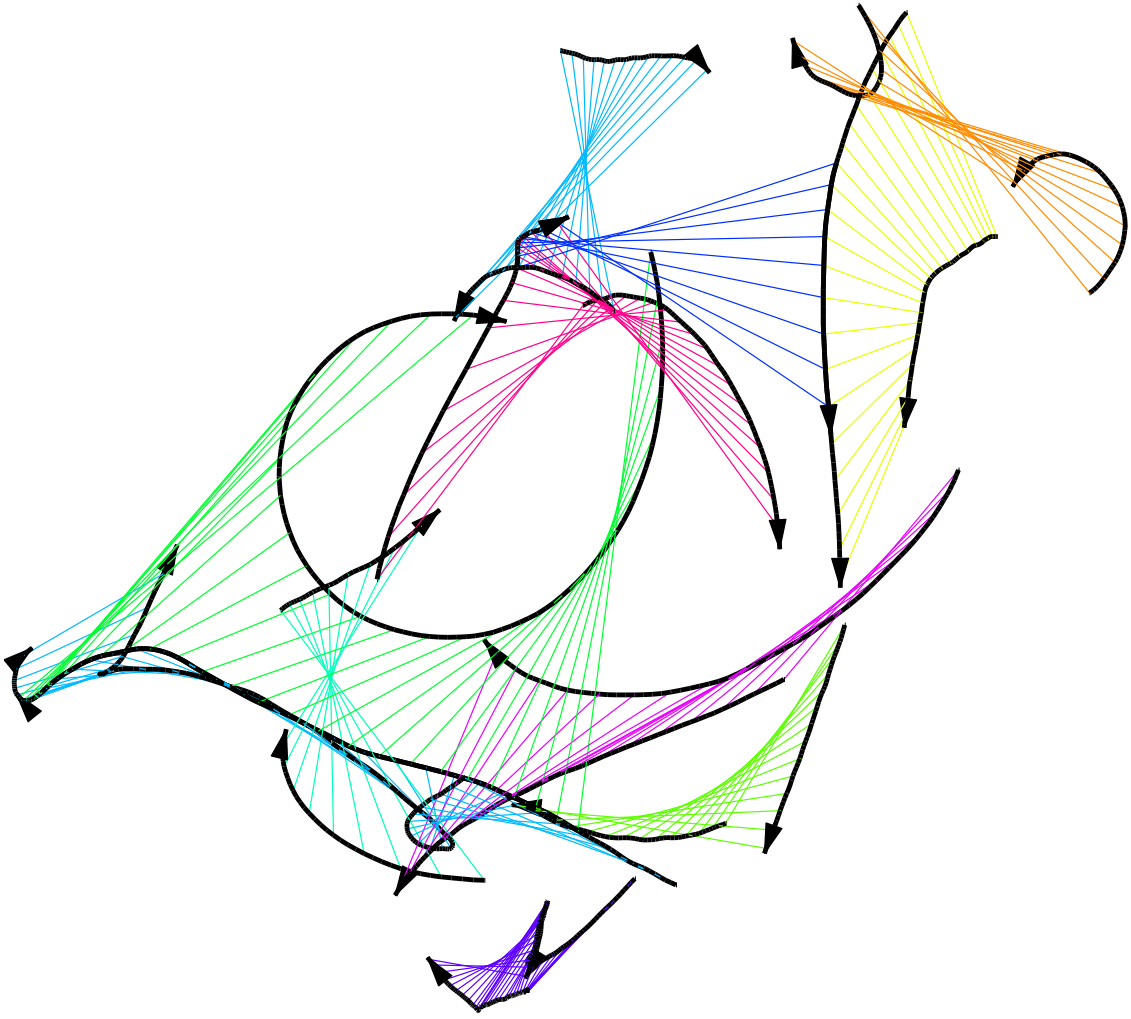
Several oceanographic research projects presently focus on deep convection in the Greenland Sea, which is considered an important source of North Atlantic Deep Water. Major results from studies of 1993 and 1994 winter data, obtained from isobaric floats drifting between 250 and 850 m depth, and from a comprehensive dataset including meteorological, hydrological and ice cover data, are presented here. The relatively mild 1994 winter only induced a partial deep convection in an ice free basin, where an anticyclonic eddy appeared as a better preconditioned site for deep mixing. This eddy seemed to come from an interaction between a surface advection of Modified Atlantic Water and a patch of cold Arctic Intermediate Water below, formed by previous convective events that could have occurred during the preceding winter. Neither the aspect of this feature nor its spatial and temporal stability could be directly related to inverse or direct cascades usually suggested as mechanisms in deep convection processes. In 1994, the mixed layer evolution was controlled by tridimensional turbulent dynamics, very dependent on the surface forcing and on the basin stratification, and strongly influenced by mesoscale structures. Correlated to the most intense air-sea fluxes of 1994 winter, the activation of the mixing phase was identified as a regime transition in the amplitudes and frequencies of water vertical velocities  $w$ . Using a high resolution non hydrostatic model, we showed that low frequency components of  $w$  measured by floats were most likely the effects of the arrangement of turbulent convective cells (plumes) generated by strong and sudden surface buoyancy losses.

# Remerciements

*Je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont encadrée ici, et en particulier Jean-Claude Gascard, qui a toujours été très disponible, très ouvert aux discussions scientifiques et très patient. Je le remercie particulièrement de la confiance qu'il m'a accordée en me proposant ce sujet passionnant, et de l'occasion qu'il m'a donnée de goûter 5 semaines à ce spectacle extraordinaire qu'est la Mer du Groenland en été. Merci à Marie-Noëlle Houssais, Yves Desaubies, Gilles Reverdin, Claude Frankignoul et Nathalie Sennechael, dont les remarques judicieuses m'ont permis d'améliorer beaucoup ce document. J'ai été ravie d'avoir eu de nombreuses fois l'occasion de travailler avec Catherine Rouault, Jacky Lanoisellé, Gilles Saragoni, Antonio Lourenço et Claude Richez, avec qui j'ai beaucoup appris tout en passant des moments très agréables. Je voudrais aussi remercier vivement Roland Garwood, Ramsey Harcourt et Rebecca Stone pour leur accueil chaleureux à Monterey, leur confiance et leur efficacité ; grâce à eux, j'ai pu apporter certains éléments déterminants à mes résultats de thèse.*

*Merci également à Jacqueline Boutin et Sabine Arnault pour leur amicale compagnie dans ce bureau, et à Robert Molcard et Damien Barache de m'avoir guidée sur le chemin épineux des ondelettes. Bravo à l'équipe informatique, et en particulier à Laurent Minoux qui se démène toujours pour satisfaire chacun et tient tête à ces machines parfois récalcitrantes. Je n'oublierai certes pas Danielle Bendjelloul, qui fait de cette épaisse jungle qu'est l'administration à Jussieu un jardin à la française. A vous tous, thésards, post-doc et stagiaires de tous bords, je vous crie un grand merci pour votre soutien. C'est avec un grand plaisir que j'ai côtoyé presque chaque jour Blandine (ah, les cappuccinos du matin, indispensables !), Emmanuelle, Pawel, Arnaud, Christelle, Dorothée, Gerd, Fabrice, Jérôme, Maria, Anne, Nathalie, Eлоdie, Xavier, et tous les autres. Merci à toute ma famille, qui m'a soutenue en toutes circonstances, et en particulier à Mickaël, dont j'ai peut-être abusé du PC !*

*Il est là, à côté de moi : il sort les figures couleur, imperturbable. Il est 23<sup>h</sup> 45. Il est « du matin » ... Merci Fréd.*



*La température s'abaisse à  $-14,5$  °C dans la soirée. L'observation n'indique aucune dérive dans la direction du nord ; nous sommes toujours immobiles par  $78^{\circ} 50'$ . Dans la soirée, je me promène sur la banquise. Il n'existe rien de plus beau que cette nuit arctique. C'est le pays des rêves, coloré des teintes les plus délicates qu'on puisse imaginer : c'est la couleur irréelle ! [...] Et le silence est profond, impressionnant comme la symphonie de l'espace.*

Fridtjof NANSEN, « Vers le Pôle »,  
le 26 septembre 1893.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 La Mer du Groenland : situation générale en hiver-printemps 1994</b>	<b>9</b>
1.1 Analyse des données de surface . . . . .	11
1.1.1 Données météorologiques et données de glace . . . . .	11
1.1.2 Température de surface et fronts hydrologiques . . . . .	13
1.2 Présentation des masses d'eau . . . . .	16
1.2.1 Caractérisation de l'Eau Atlantique Modifiée (MAW) . . . . .	16
1.2.2 Les eaux profondes (DW) . . . . .	19
1.2.3 Les eaux intermédiaires (AIW) . . . . .	19
1.2.4 Tableau synthétique des masses d'eau . . . . .	24
1.3 Analyse temporelle et spatiale de la stratification . . . . .	24
1.3.1 Evolution temporelle de la stratification . . . . .	25
1.3.2 Analyse uni-dimensionnelle de la couche de mélange . . . . .	28
1.3.3 Hétérogénéités spatiales . . . . .	31
1.3.4 Calcul du rayon interne de déformation . . . . .	31
1.4 Synthèse . . . . .	32
<b>2 Caractérisation de la méso-échelle</b>	<b>35</b>
2.1 L'expérience « flotteurs dérivants » . . . . .	35
2.2 Champs horizontaux de température : mise en évidence des structures à méso-échelle . . . . .	37
2.3 Description du tourbillon A à 75°N 6°W . . . . .	42
2.3.1 Description hydrologique . . . . .	42

2.3.2	Calcul des paramètres cinématiques . . . . .	44
2.4	Quantification de l'advection de MAW . . . . .	49
2.5	Evolution du tourbillon A après la convection . . . . .	53
2.6	Synthèse et discussion . . . . .	55
<b>3</b>	<b>Vitesses verticales et mécanismes convectifs de petite échelle</b>	<b>59</b>
3.1	Ondes internes et panaches . . . . .	59
3.2	Evaluation des vitesses verticales en fonction des flux de flottabilité turbulents . . . . .	65
3.2.1	Estimation des flux de flottabilité de surface . . . . .	65
3.2.2	Vitesse verticale et effet thermobarique . . . . .	66
3.3	Séries temporelles des VCM : analyse préliminaire . . . . .	69
3.4	Analyse des hautes fréquences dans les mesures de vitesse verticale des VCM . . . . .	74
3.4.1	Présentation de l'analyse continue par ondelettes . . . . .	74
3.4.2	Application locale et statistique de l'analyse continue par on- delettes . . . . .	81
3.5	Analyse des basses fréquences dans les mesures de vitesse verticale des VCM . . . . .	85
3.5.1	Quantification des vitesses verticales moyennes . . . . .	87
3.5.2	Discussion sur l'effet de l'instabilité barocline . . . . .	88
3.5.3	Application d'un modèle turbulent 3D (LES, Monterey) et simulations de flotteurs. . . . .	88
3.6	Synthèse . . . . .	92
<b>4</b>	<b>Les cascades d'échelles</b>	<b>95</b>
4.1	Vitesses verticales en milieu convectif non stratifié . . . . .	95
4.1.1	Lois d'échelle . . . . .	95
4.1.2	Application numérique en Mer du Groenland en 1994 et com- paraison avec 1989 . . . . .	98
4.2	Formation et évolution des zones convectives en milieu stratifié . . . .	101
4.2.1	Cascade directe et cascade inverse . . . . .	101

---

4.2.2	Importance des structures à méso-échelle . . . . .	105
<b>Conclusion</b>		<b>109</b>
<b>A - Annexe : Le flotteur quasi-lagrangien SOFARGOS-VCM</b>		<b>117</b>
A.1	Le flotteur VCM dérivant . . . . .	117
A.1.1	Historique . . . . .	117
A.1.2	Principe de fonctionnement . . . . .	119
A.1.3	Etalonnage de l'hélice . . . . .	123
A.1.4	Caractéristiques techniques du VCM . . . . .	125
A.2	Etude de l'équilibre statique de flottabilité . . . . .	127
A.2.1	Approfondissement par effet de fluage . . . . .	127
A.2.2	Influence du coefficient de dilatation thermique $\alpha_f$ et discussion sur l'estimation de la salinité in situ . . . . .	128
A.3	Comportement dynamique du flotteur en présence de courants verticaux	132
A.3.1	Problématique . . . . .	132
A.3.2	Relation entre la rotation du flotteur et le déplacement d'eau qui la suscite . . . . .	133
A.3.3	Relation entre le mouvement vertical de l'eau et le déplacement vertical du VCM . . . . .	138
A.3.4	Discussion sur les résultats théoriques . . . . .	145
A.3.5	Validation des résultats expérimentaux . . . . .	148
<b>Acronymes</b>		<b>157</b>
<b>Références</b>		<b>158</b>
<b>Liste des figures</b>		<b>166</b>
<b>Liste des tableaux</b>		<b>169</b>

## TABLE DES MATIÈRES

---

# Introduction

La convection profonde, et la formation des eaux profondes qui en résultent, sont des thèmes de recherche très importants pour la compréhension de la circulation thermohaline à grande échelle. En effet, les sites de convection subpolaires de l'hémisphère nord (Mers du Groenland et du Labrador) sont les principales sources d'eau profonde Nord Atlantique, dont la circulation influe sur le climat en tant que composante des transferts de chaleur entre le pôle et l'équateur. Pour progresser significativement dans la connaissance des phénomènes complexes impliqués dans la convection profonde, des recherches sont actuellement menées très activement en Mer du Labrador et en Mer du Groenland. Ce type de recherche, qui a démarré au début des années 70 avec les expériences MEDOC en Méditerranée, fait appel aussi bien aux observations en mer, qu'aux expériences de laboratoire et à la modélisation numérique.

De nombreux progrès ont été réalisés au cours de ces 25 dernières années en particulier pour identifier les divers éléments qui interviennent dans le processus de convection profonde, comprendre le rôle respectif de chacun d'entre eux et comment ils interagissent. En allant des petites vers les grandes échelles, on peut citer les ondes internes (Saint-Guilly, 1972; Gascard, 1972, 1973 et 1975), les « plumes » ou panaches (Voorhis et Webb, 1970; Schott et Leaman, 1991; Schott et al., 1993; Jones et Marshall, 1993; Maxworthy et Narimousa, 1994), les tourbillons et l'instabilité barocline (Gascard, 1978; Killworth, 1979; Gascard et Clarke, 1983; Hermann et Owens, 1993; Madec et al., 1991; Morawitz et al., 1996; Visbeck et al., 1996), la circulation (gyre) à grande échelle (Madec et Crépon, 1991), les effets topographiques (Hogg, 1973; Madec et al., 1996) et le forçage météorologique, par l'intervention des flux de flottabilité à l'interface air-mer ou par le rotationnel du vent (MEDOC group, 1970

et de très nombreux auteurs). Il est fascinant de constater l'extraordinaire variété des mécanismes impliqués correspondant à un spectre d'échelles spatio-temporelles très large (de quelques centaines de mètres à plusieurs centaines de kilomètres et de quelques heures à plusieurs mois). C'est un trait unique en dynamique des fluides géophysiques et qui a donné lieu à une certaine exhubérance sémantique et à un langage très coloré. C'est ainsi que les « cheminées », les « cônes » et les « panaches » par exemple, sont entrés dans le langage scientifique courant sans pour autant que leur emploi soit toujours parfaitement adapté ou contrôlé.

Cependant les interactions et les transferts d'énergie entre les différentes échelles impliquées sont beaucoup moins bien connus. Dans ce registre, la phase de préconditionnement à la convection et la phase d'ajustement géostrophique pendant la phase post-convective de restratification, constituent à l'heure actuelle les 2 pôles de discussion les plus animés au sein de la communauté scientifique. En ce qui concerne la phase active de la convection profonde, c'est l'équilibre spatio-temporel entre la réponse unidimensionnelle de l'océan (peu stratifié) aux flux (verticaux) de flottabilité engendrés depuis la surface par le forçage météorologique et la réponse tridimensionnelle aux flux (quasi-horizontaux) de flottabilité engendrés par instabilité barocline, qui constitue le sujet principal de réflexion. Il est malgré tout remarquable de constater que le découpage en 3 phases : préconditionnement, mélange, restratification de la convection profonde proposé par le groupe Medoc en 1970, est toujours en usage.

La plus récente découverte concerne indéniablement les panaches qui ont été particulièrement bien mis en évidence au cours d'expériences de laboratoire (Maxworthy et Narimousa, 1994), et des simulations réalisées avec des modèles numériques non hydrostatiques de très haute résolution (Jones et Marshall, 1993). Les observations in situ pour l'étude de panaches associées à la convection profonde en plein océan sont beaucoup plus délicates à mener à cause des conditions météorologiques extrêmes qui théoriquement sont un préalable nécessaire à leur existence. Malgré quelques tentatives, l'observation des panaches dans l'océan est très en retrait par rapport aux observations en laboratoire et aux résultats des modèles. L'indice le plus clair de leur existence repose sur la mesure de vitesses verticales transitoires de forte intensité (de 5 à 10  $cm \cdot s^{-1}$ ) corrélées à des flux de flottabilité importants à l'interface

---

air-mer (jusqu'à  $1 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$ ) comme cela a été observé en mer Méditerranée (Voorhis et Webb, 1970 ; Schott et Leaman, 1991), en mer du Labrador (Gascard et Clarke, 1983) et en mer du Groenland (Schott et al., 1993 ; Lherminier et Gascard, 1998). Les panaches n'induisent pas un transport vertical net du fluide contrairement aux déplacements verticaux engendrés par instabilité barocline (Send et Marshall, 1995). Leur rôle principal est de contribuer à activer de façon très significative le mélange vertical. De plus, certains auteurs évoquent le rôle des panaches dans une cascade inverse d'énergie qui se traduirait par la formation de structures de méso-échelle (cône, tourbillon et cheminée) à partir d'agrégat de panaches (Marshall et Schott, 1998). A l'inverse, l'instabilité barocline génèrerait de petites structures de méso-échelle à partir de structures de plus grande échelle (cascade directe), devenues instables à la suite de leur homogénéisation et leur densification par la convection (Gascard, 1978). Dans le cas où un régime quasi-stationnaire peut être atteint, il correspondrait à un équilibre entre les pertes de flottabilité résultant des échanges air-mer et les gains de flottabilité engendrés par instabilité barocline au sein du fluide (voir Visbeck et al., 1996), et déterminerait une profondeur limite atteinte par la convection profonde. Comme nous l'avons indiqué, ceci fait actuellement l'objet de nombreuses études.

Dans cette thèse et sur la base d'observations récentes réalisées en mer du Groenland en 1993-1994 dans le cadre du projet européen ESOP (European Subpolar Ocean Program), nous réexaminons certains aspects fondamentaux de la convection profonde océanique. ESOP est un projet mené sur 3 ans (1993-1995), ayant pour objectif la compréhension des interactions air-glace-océan en Mer du Groenland, en particulier lors des processus de convection profonde. Nos résultats sont principalement axés sur les mesures de flotteurs quasi lagrangiens ayant dérivé au cours du printemps 1993 et de l'hiver et printemps 1994, mais ils utilisent également des sorties du modèle de prévision météorologique du Centre Européen, ainsi que des mesures hydrologiques et satellitales. Ces observations se situent dans un contexte particulier de convection profonde limitée à moins de  $1 \text{ km}$  de profondeur (soit le quart de la profondeur totale du bassin). A la lumière d'études récentes sur la variabilité décennale à l'échelle de l'Atlantique Nord, cette situation peut être associée à la tendance positive de l'indice NAO (Oscillation Nord Atlantique) pendant les

années 90. Cet indice est calculé à partir des anomalies de pression au niveau de la mer du dipôle formé par les basses pressions d'Islande et les hautes pressions des Açores (Hurrell, 1995). Durant ces 30 dernières années (pour lesquelles il existe des données plus nombreuses sur les eaux profondes des mers subpolaires), l'intensité de la convection profonde dans les sites du Labrador et du Groenland a pu être corrélée avec la NAO, en accord avec les anomalies de flux de chaleurs (i.e. la localisation des fortes tempêtes) induites par les anomalies de pression (Dickson et al., 1996).

Dans ces conditions de convection « semi-profonde », nous présentons en détail, dans un premier chapitre, la situation générale rencontrée en mer du Groenland en 1993-1994 (saison hiver-printemps) aux plans météorologique, glaciologique et hydrologique. Dans un second chapitre, nous mettons en évidence les structures de méso-échelle présentes dans le bassin sur la base de données quasi-lagrangiennes de 7 flotteurs isobares dérivant entre 250 et 850 m de profondeur. Ces données, complétées par des observations hydrologiques in situ et des observations satellitaires, nous permettent également d'évaluer l'importance de l'advection d'eau Atlantique modifiée dans le Gyre du Groenland et son interaction avec la méso-échelle. Dans un troisième chapitre nous analysons de façon très détaillée les mesures de vitesses verticales réalisées par les flotteurs le long de leur trajectoire. Nous étudions en particulier la transition entre le régime de préconditionnement dominé par la signature des ondes d'inertie-gravité, et le régime convectif dominé par la présence de panaches. Une interprétation originale de ces observations est présentée grâce à une simulation numérique de très haute résolution effectuée à partir d'un modèle non hydrostatique de type LES (Large Eddy Simulation). Enfin, dans un dernier chapitre, nous procédons à un examen de nos observations à la lumière des lois d'échelle issues d'expériences de laboratoire et de modèles numériques traitant de la convection profonde; nous y analysons également la pertinence des hypothèses de cascades directe et inverse en présence des structures à méso-échelle pré-existantes dans le gyre et compte tenu de l'approfondissement relativement faible de la couche mélangée pendant l'hiver 1994.



# Chapitre 1

## La Mer du Groenland : situation générale en hiver-printemps 1994

Le Bassin du Groenland (fig. 1.1), profond de 3700 m, est limité par le plateau continental du Groenland (à l'ouest), l'île de Jan Mayen et la dorsale de Mohs (au sud), et la fracture du Groenland (au nord-est). Les bassins limitrophes sont la Mer d'Islande, le Bassin Boreas et le Bassin de Lofoten (qui appartient à la Mer de Norvège). L'ensemble formé par la Mer du Groenland (qui inclut le Bassin du Groenland et le Bassin Boreas), la Mer d'Islande et la Mer de Norvège est usuellement dénommé « Mers GIN ». Avec la Mer de Barents (à l'est du Spitsberg), elles forment les Mers Nordiques.

Du point de vue de la circulation océanique, le Bassin du Groenland est caractérisé par un gyre cyclonique à grande échelle, dénommé par la suite Gyre du Groenland. Il est composé d'une part de 2 courants principaux : le Courant Est-Groenland à l'ouest et le Courant Ouest-Spitsberg à l'est, et d'autre part de courants de recirculation : le Courant de Jan Mayen au sud, et le Courant de Retour Atlantique (RAC<sup>1</sup>) au nord (lui-même composé de boucles de recirculation du Courant Ouest-Spitsberg dont nous reparlerons plus loin).

---

<sup>1</sup>Les abréviations, qui se réfèrent aux noms anglais, sont détaillées en fin de document p. 157.

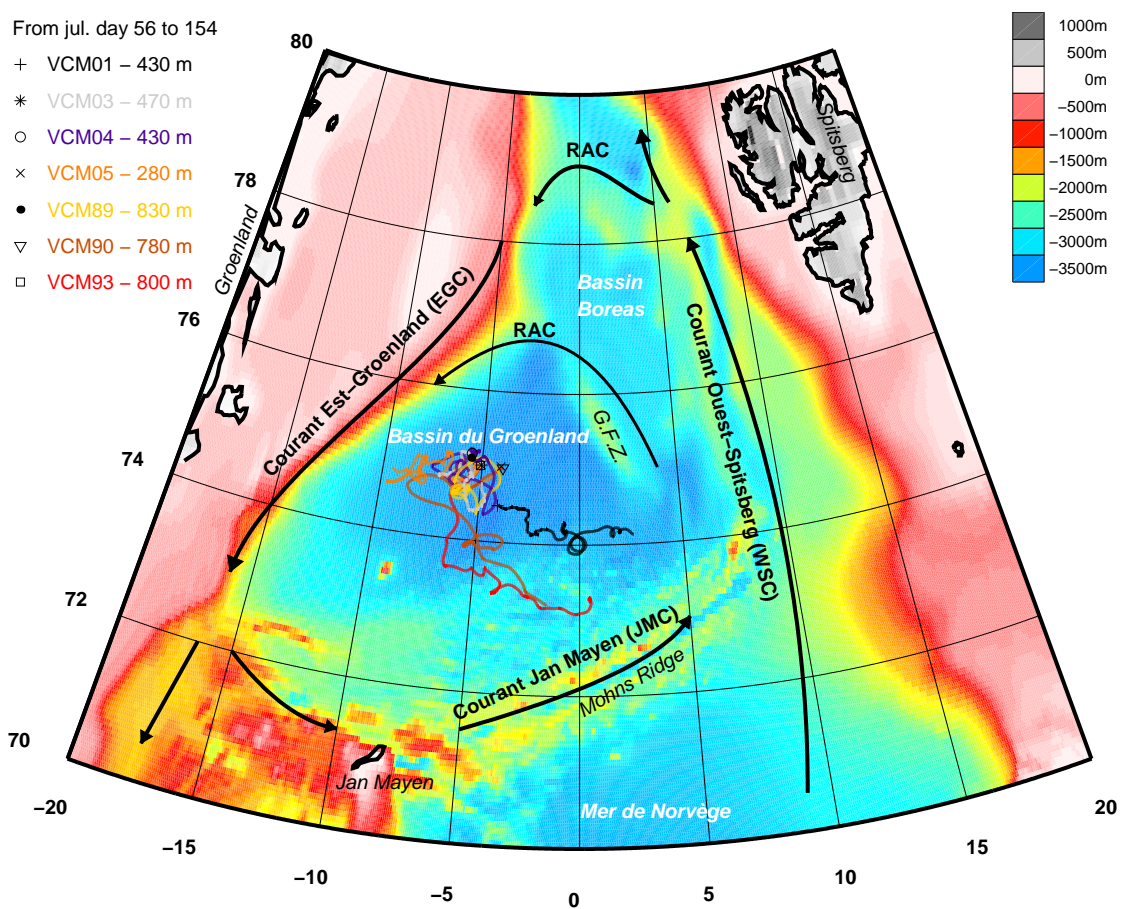


FIG. 1.1: Mer du Groenland : la topographie marine est indiquée en couleur et les terres sont grisées. Les limites topographiques du bassin sont nommées en italique. Les courants principaux sont indiqués par des flèches avec leur nom en gras. Les trajectoires des 7 flotteurs sont représentées, du 25 février au 1<sup>er</sup> juin 1994. RAC désigne les branches du Courant de Retour Atlantique, et GFZ la Zone de Fracture Groenland.

## 1.1 Analyse des données de surface

### 1.1.1 Données météorologiques et données de glace

Les cartes satellitales journalières de concentration de glace ont été déduites des températures de brillance fournies par le Special Sensor Microwave/Imager (SSM/I), avec une résolution de 30 à 40 km. Elles ont été fournies par L. Toudal Pedersen<sup>2</sup>. Les cartes journalières seront parfois utilisées en extrayant uniquement la zone couverte par la glace à des concentrations comprises entre 10 et 90% et nommée Zone Marginale de Glace (MIZ). Des cartes binaires de la couverture de glace ont également été réalisées en choisissant un seuil de concentration de 30%, et le nombre de jours de présence de glace en chaque point a été déduit par intégration dans le temps. Le résultat sur les mois de février et mars cumulés est montré pour 1993 et 1994 fig. 1.2.

Le forçage du vent en surface, les températures de l'air et de l'eau, ainsi que les flux de chaleur ont été obtenus par le European Center for Medium-Range Weather Forecast (ECMWF) avec une résolution de  $2^\circ \times 2^\circ$ , interpolée à  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  par le Danish Meteorological Institute, de début janvier à fin mai 93 et 94. Comparée aux données du SSM/I, l'extension de la glace dans le modèle ECMWF est souvent imprécise, surtout à cause de la faible résolution spatiale initiale. Quelques zones apparaissent ainsi comme souvent couvertes de glace si l'on se réfère aux températures de surface de la mer du modèle ECMWF, alors qu'elles sont toujours exemptes de glace d'après les données SSM/I. Ce manque de résolution atténue les pertes de chaleur par l'isolation artificielle due à la couche de glace, comme c'est le cas par exemple autour de  $75^\circ\text{N}$  et  $5^\circ\text{W}$  en 1993 (fig. 1.2a), ainsi qu'autour de  $76^\circ\text{N}$   $3^\circ\text{W}$  en 1994 (fig. 1.2b). Ainsi, les flux ECMWF des zones marginales présentant quelques artefacts de couverture de glace dans le modèle ECMWF seront remplacés par les flux de la région non biaisée la plus proche, c'est-à-dire  $75^\circ\text{N}$   $5^\circ\text{W}$  en 1994. Cette région est caractéristique de la zone d'observation (fig. 1.1), et les séries temporelles météorologiques correspondantes sont illustrées par la figure 1.3. Conformément à

---

<sup>2</sup>On peut les trouver en temps réel ou archivées sur le site web du Danish Center for Remote Sensing aux adresses <http://www.dcrs.dtu.dk/DCRS/latest-ice.html> et <http://www.dcrs.dtu.dk/sea-ice/noaa/.directory.html>

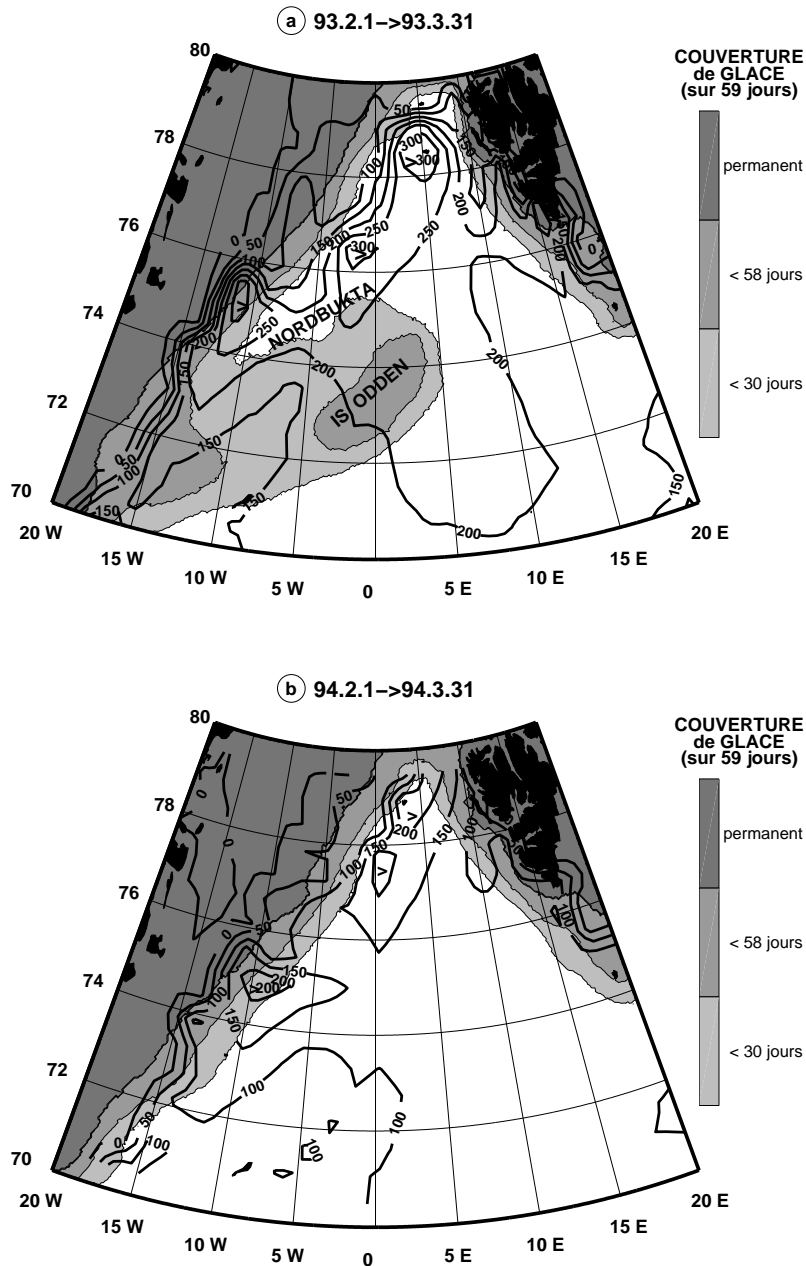


FIG. 1.2: Flux moyens de chaleur turbulente de surface vers l'atmosphère (traits gras, en  $W \cdot m^{-2}$ ). Les zones grisées correspondent à la couverture de glace intégrée dans le temps (le seuil de présence de glace est fixé arbitrairement à une concentration de glace de 30% sur les cartes SSM/I). a) Février et mars 1993. b) Février et mars 1994. Remarquer en 1994 les faibles flux moyens de chaleurs (environ  $100 W \cdot m^{-2}$  de moins qu'en 1993), et l'absence de toute structure de type Is Odden contrairement à 1993.

la direction des vents les plus forts et les plus froids portant au S-SW (fig. 1.3a) et en corrigeant les excroissances de glace dues à la maille du modèle, la région de flux de chaleur maximum doit être vue, pour les deux hivers, comme un long couloir parallèle au front polaire à l'est du Groenland, avec d'importantes pertes de chaleur localisées dans les zones traditionnelles de la Nordbukta et du Détroit de Fram. Comme toujours dans cette région en hiver, le flux de chaleur sensible est de loin majoritaire, de sorte que les flux radiatifs (fig. 1.3c) sont négligeables devant les flux de chaleur turbulents (fig. 1.3d) jusqu'à fin avril 94. Une importante tempête s'est produite mi-mars 94, engendrant des pertes de chaleur turbulentes totales de plus de  $800 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ .

La caractéristique la plus frappante des hivers et des printemps de 1993 et 1994 a été le volume réduit de la glace de mer présente dans le bassin du Groenland, comparé à la moyenne des 15 dernières années (Toudal et al., ESOP scientific report). Ceci était particulièrement vrai en 1994, puisqu'exceptionnellement, l'Is Odden ne s'est pas du tout formé. En comparant les flux des figures 1.2a et 1.2b, on remarque que les pertes de chaleur turbulentes océaniques, moyennées sur février et mars, étaient inférieurs de  $100 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  en 1994 par rapport à 1993, expliquant ainsi en partie les différences d'extension de la glace entre les deux hivers.

L'absence de formation de glace en 1994 dans le bassin est d'une importance cruciale dans l'étude qui va suivre sur la convection. En effet, nombre de scénarios incluent les rejets de saumures (« brines » en anglais) associés à la formation de la glace dans le bassin (Rudels, 1990) et à l'export de cette glace (Visbeck et al., 1995). Ces 2 phénomènes, qui ont pour effet d'augmenter la salinité, donc de diminuer la flottabilité des couches de surface, sont absents en 1994.

### 1.1.2 Température de surface et fronts hydrologiques

Du point de vue hydrologique, le Gyre du Groenland appartient au « domaine arctique » qui est compris entre deux fronts hydrologiques que nous allons localiser par les mesures de température de surface (SST). Celles-ci ont été extraites de l'Advanced Very-High Resolution Radiometer (AVHRR) Ocean Pathfinder, en

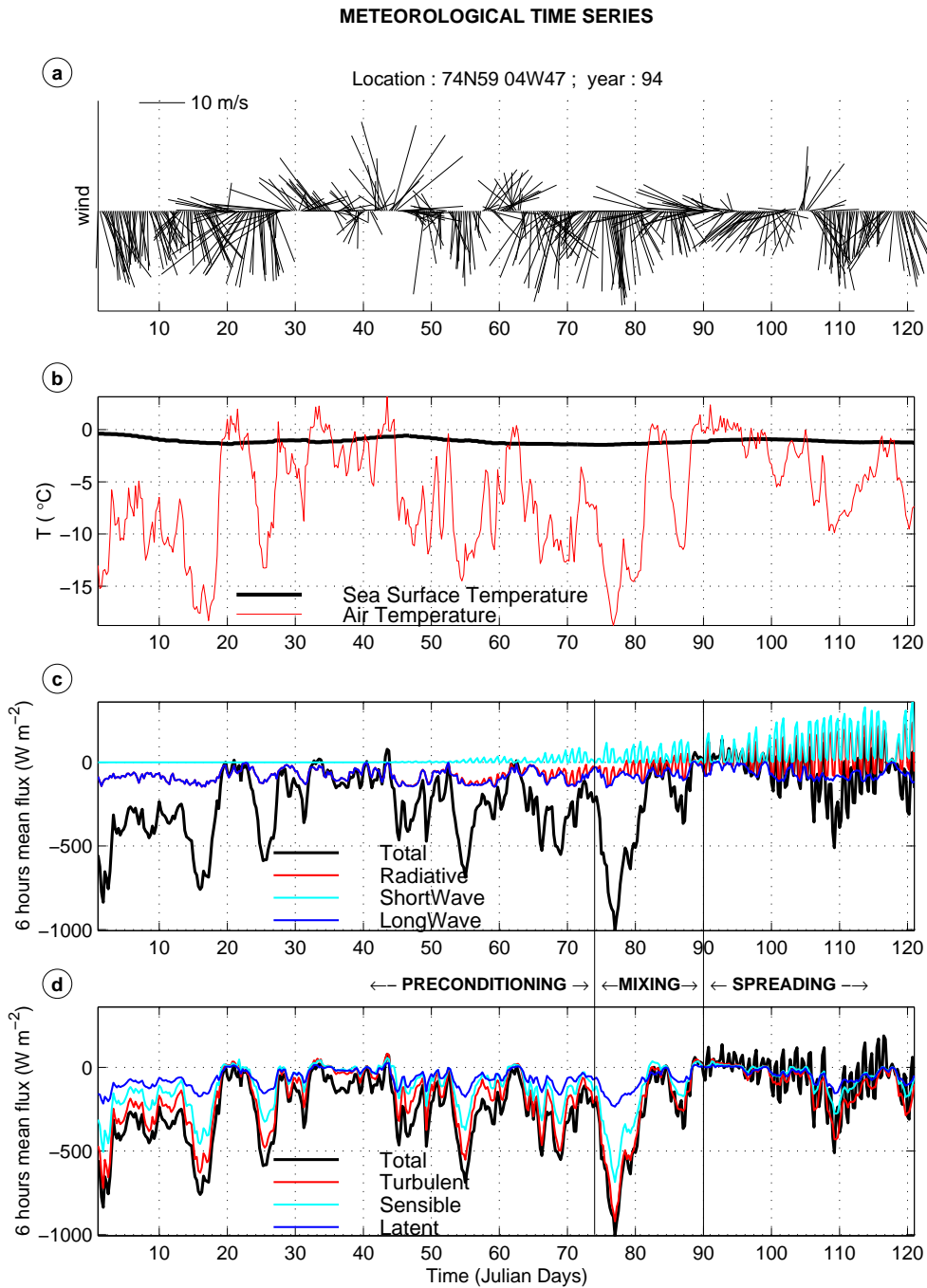


FIG. 1.3: Mesures temporelles ECMWF de 1994 à  $75^{\circ}N$   $5^{\circ}W$ . a) vent. b) Températures de l'air et de la surface de la mer. c) Comparaison des flux radiatifs moyennés sur 6 heures au flux de chaleur total. d) Comparaison des flux de chaleur turbulents moyennés sur 6 heures au flux de chaleur total. On remarquera la prédominance des flux de chaleur turbulents, et l'événement majeur de forçage mi mars (jours juliens 74 à 82) associé, comme on le montrera par la suite, à une phase de mélange convectif.

choisissant le jeu de données dit « best SST »<sup>3</sup>, avec une résolution de 9 km. Les données de surface prélevées par le Valdivia<sup>4</sup> en février et mars 1994 permettent de vérifier la calibration des SST de l'AVHRR (fig. 1.4). Une image SST composite est la moyenne des données AVHRR existantes pendant une période donnée.

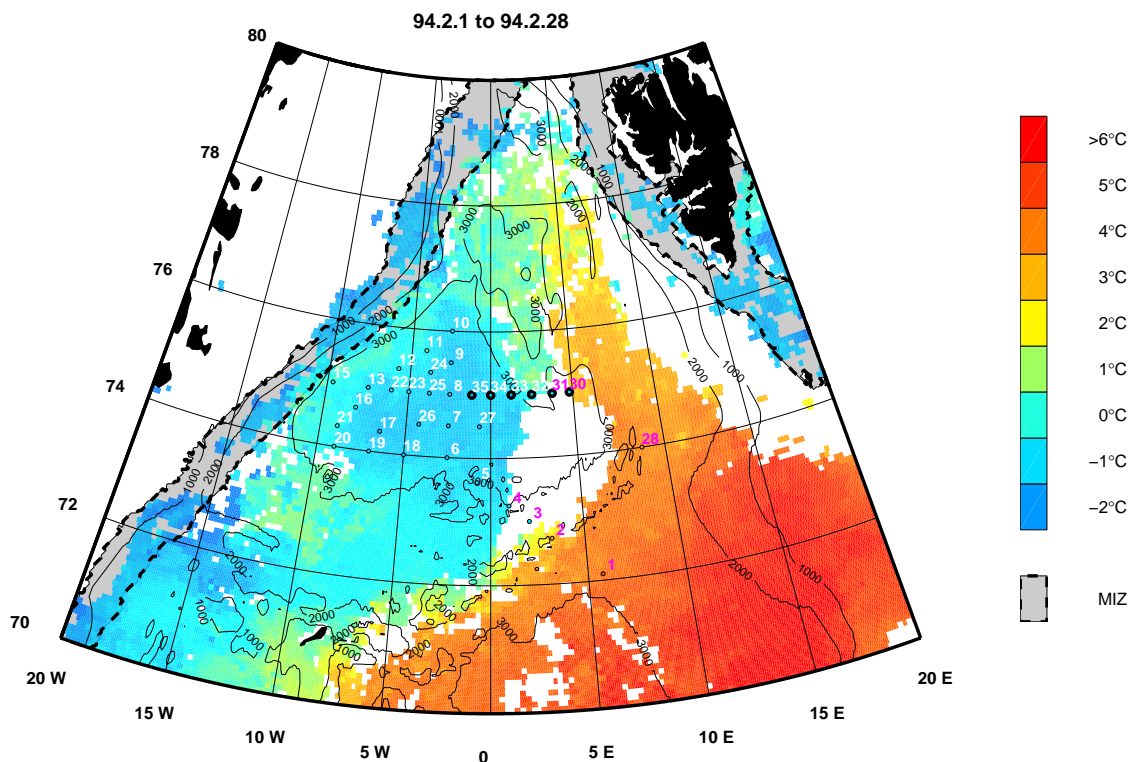


FIG. 1.4: SST moyenne de février 1994 donnée par une image composite AVHRR. Les zones non colorées sont sans données. La région grisée est celle où la zone marginale de glace (MIZ) a été présente au moins 15 jours en février (données SSM/I). Les 34 premières stations du Valdivia sont indiquées, et celles ayant été faites en février 1994 (de 1 à 28) sont colorées en fonction de la température de surface relevée par le bateau. On peut remarquer la bonne concordance des 2 mesures indépendantes.

La Zone Frontale Arctique à l'est du bassin marque la limite entre les eaux dites arctiques du bassin et les eaux d'origine atlantique sensiblement plus chaudes et plus salées transportées vers le nord par le Courant Atlantique Norvégien puis le Courant

<sup>3</sup>Site web <http://podaac.jpl.nasa.gov/sst>

<sup>4</sup>Les données hydrologiques proviennent de l'Institut für Meereskunde de Hambourg. Elles ont été transmises dans le cadre du European Subpolar Ocean Program (ESOP1). Celles du POLARSTERN (Avril 1993) ont été fournies par J. Meincke, et celles du VALDIVIA (Juin 1993 et Février-Mars 1994), par D. Quadfasel.

Ouest-Spitsberg (van Aken et al., 1995). En surface, le fort gradient de température caractérisant ce front est visible vers 5°E sur les images AVHRR. L'image composite mensuelle de février 1994 (fig. 1.4) illustre la position moyenne de ce front durant ce mois. Les zones sans données AVHRR (blanches sur les figures) indiquent soit des nuages soit de la glace. Les images de glace SSM/I permettent de départager ces 2 possibilités et d'exclure la présence de glace en 1994 au centre du bassin. La couverture nuageuse permanente observée au-dessus du front entre 72°N et 75°N est présente presque toute l'année. Elle est suffisamment étroite en février 1994 pour laisser deviner la Zone Frontale Arctique.

Le Front Polaire Est-Groenland à l'ouest du bassin marque la limite entre les eaux polaires (PW, marquées par la fonte de la banquise, donc très froides et très peu salées) en provenance de l'Océan Arctique par le Détroit de Fram, et les eaux arctiques du bassin, moins froides et plus salées. La plupart du temps en hiver, ce front est confondu avec le bord de la banquise. Sur la figure 1.4, la région toujours occupée par la glace côté Groenland en février est plutôt bien représentée par la région blanche, comme l'indique la bonne concordance des bords ouest de la zone marginale de glace et de la zone couverte par les données. La région occasionnellement occupée par la glace garde des températures proches de la température de congélation en l'absence de glace, en accord avec les caractéristiques de la PW, et permet de bien localiser le Front Polaire sur cette carte des températures de surface.

## 1.2 Présentation des masses d'eau

### 1.2.1 Caractérisation de l'Eau Atlantique Modifiée (MAW)

Entre le Front Polaire Est-Groenland et le Gyre du Groenland central, on remarque fig. 1.4 une eau de signature relativement chaude (entre  $-0.5$  et  $1^{\circ}\text{C}$ ). Pour mieux la caractériser, la fig. 1.5 montre les diagrammes  $\theta$ -S des stations<sup>5</sup> hydrologiques 11 et 15 effectuées les 17 et 19 février 1994 et localisées dans (ou près de) la veine d'eau mentionnée ici (fig. 1.4).

---

<sup>5</sup>Les numéros de stations correspondent à ceux des rapports de campagne. En 1994, une station xx correspond au fichier dv1410xx.8 du Valdivia.



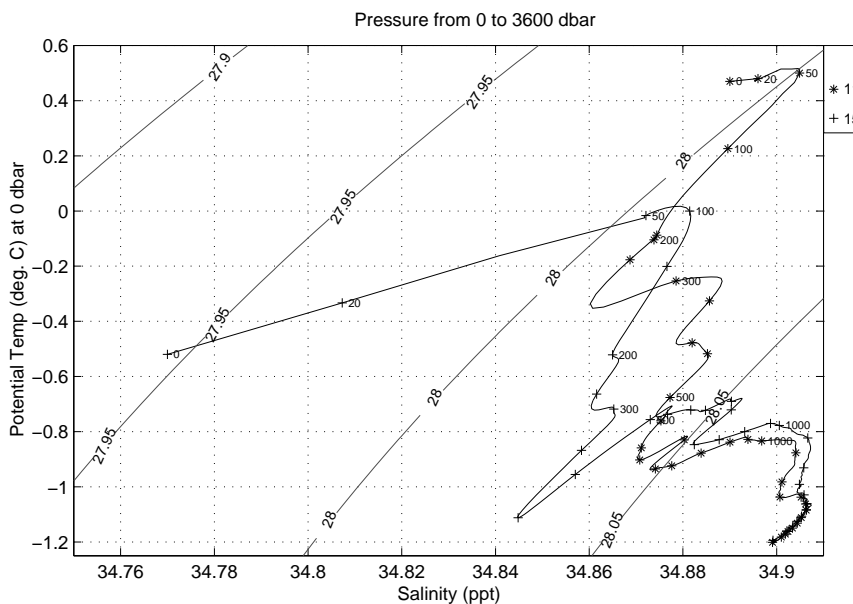


FIG. 1.5: Diagramme  $\theta$ - $S$  des stations 11 ( $75^{\circ}41'N$ ,  $4^{\circ}05'W$ ) et 15 ( $75^{\circ}N$   $9^{\circ}40'W$ ) de 1994, représentatives de l'advection de MAW ( $T \geq -0.5^{\circ}C$  et  $S \geq 34.87$  psu) par le nord-ouest du gyre.

La station 15, la plus à l'ouest, n'est qu'à 30 km du bord de glace d'après l'image SSM/I obtenue le même jour (18/02/94). L'influence du Front Polaire Est-Groenland est sensible dans les 40 premiers mètres, bien que la salinité en surface (34.77 psu) soit encore trop élevée pour parler de PW. Sur la même station 15 (fig. 1.5), on peut observer à 50 m sous la surface une couche d'eau relativement chaude et salée ( $0^{\circ}C$ , et 34.88 psu). La station 11 a une température et une salinité de surface assez élevées qui représentent assez bien la signature chaude observée le long du Front Polaire Est-Groenland en surface. Son diagramme  $\theta$ - $S$  montre un « feuilleteage » bien développé aux niveaux intermédiaires, à des densités relativement élevées ( $28.0 < \sigma_{\theta} < 28.05$ ), et résultant d'importants mouvements d'advection dans cette région.

Ces stations sont donc caractérisées en surface ou en sub-surface par une masse d'eau de température comparable à celle des mesures AVHRR, comprise entre  $-0.5$  et  $1^{\circ}C$ , et de salinité comprise entre 34.87 et 34.91 psu. Il s'agit clairement d'une eau d'origine atlantique, en provenance du Courant Ouest-Spitsberg, qui a été modifiée (refroidie et désalée) au cours de son trajet jusqu'au bord ouest du Gyre du Groenland. C'est pourquoi nous l'appelons « Eau Atlantique Modifiée » (MAW).

Cependant, compte tenu de l'abondante littérature touchant à ce sujet, nous devons justifier cette appellation en regard des nombreuses masses d'eau identifiées dans la région, et ceci est d'autant plus difficile que nous ignorons à quelle(s) latitude(s) cette eau a bifurqué vers le sud. Deux possibilités peuvent être raisonnablement envisagées que nous exposons maintenant.

Une étude précise des images SST montre que toutes les ramifications du RAC en provenance du Courant Ouest-Spitsberg se situent au nord de la zone de fracture du Groenland (fig. 1.4), désignant le Bassin Boreas de signature SST chaude comme une région de recirculation et de transformation, en communication étroite avec le bassin du Groenland. Une étude volumétrique de Swift et al. (1995) a mis en évidence l'augmentation en volume d'une masse d'eau similaire à celle qui nous intéresse ici durant l'hiver dans le bassin Boreas. Les résultats du modèle inverse de Schlichtholz et Houssais (soumis en 1998) indiquent que cette masse d'eau (nommée Atlantic Water Fresh dans leur étude) est présente en été sur près de 100 m d'épaisseur sur l'ensemble du Bassin Boreas. C'est pourquoi la transformation de l'eau atlantique dans le bassin Boreas par une convection intermédiaire (Johannessen et Lygre, communication personnelle) peut être invoquée comme une source possible de l'eau relativement chaude et salée observée à l'ouest du bassin du Groenland.

Nous ne pouvons cependant pas exclure des recirculations le long de structures topographiques situées plus au nord, jusqu'au Déroit de Fram (comme le montre le flotteur isobare AR57 lors de son parcours d'un an en 88-89 à travers les bassins Boreas, du Groenland et du Lofoten ; Gascard et al., 1995), voire plus au nord dans l'Océan Arctique. Les eaux atlantiques ayant recirculé dans l'Arctique se retrouvent principalement advectées sous les eaux polaires du Courant Est-Groenland. Ce maximum  $\theta$ -S sur les profils hydrologiques le long du plateau continental du Groenland ne prend pas moins de 3 noms selon les auteurs (Atlantic Intermediate Water selon Wadhams et al., 1979 et Paquette et al., 1985, Modified Atlantic Water selon Schlichtholz et Houssais, 1998, et return Atlantic Water selon Mauritzen, 1996). Les coupes hydrologiques de Paquette et al. (1985) montrent que cette masse d'eau peut se retrouver en surface le long du bord de glace à la suite d'un phénomène d'upwelling (en accord avec D. Quadfasel, communication personnelle). La relative

conservation de ses propriétés  $\theta$ - $S$  le long du bord de glace nous a conduit à privilégier cette hypothèse. En effet, le scénario selon lequel la source de cette masse d'eau se trouverait essentiellement dans le Bassin Boreas impliquerait un refroidissement de sa température en surface au cours de sa progression vers le sud-ouest le long du bord de glace, ce qui n'est pas observé (fig. 1.4).

Pour ces raisons, nous avons préféré appeler cette eau advectée « Eau Atlantique Modifiée » (MAW), caractérisée par une température comprise entre  $-0.5$  et  $1^\circ\text{C}$ , et une salinité comprise entre  $34.87$  et  $34.91$  *psu*. Ces caractéristiques, définies de façon plus restrictive, sont cohérentes avec celles décrites dans la bibliographie récente concernant la région sud du Déroit de Fram (Friedrich et al., 1995; Schlichtholz et Houssais, 1998), à part la limite inférieure de la température placée à  $-0.5^\circ\text{C}$  (au lieu de  $0^\circ\text{C}$ ) en raison des observations de 1994 et des latitudes plus méridionales de cette étude.

### 1.2.2 Les eaux profondes (DW)

Les eaux profondes du Gyre du Groenland (visibles sur le diagramme  $\theta$ - $S$  fig. 1.6) sont observées en dessous de  $\sigma_{0.5} = 30.444$  (on extrapole ici la limite établie par Friedrich et al., 1995, pour la région au sud du Déroit de Fram). Elles sont constituées de l'Eau Profonde de la Mer du Groenland (GSDW) en dessous de  $-1.1^\circ\text{C}$ ,  $34.9$  *psu*, et de l'eau profonde supérieure (uDW) allant jusqu'à  $-0.8^\circ\text{C}$ , et avec des salinités comprises entre  $34.89$  et  $34.91$  *psu*. Cette définition est incluse dans le domaine décrit par Carmack et Aagaard (1973) et Swift et Aagaard (1981), mais restreinte par l'existence d'un maximum de température profond à environ  $-0.8^\circ\text{C}$ ,  $34.90$  *psu* qui représente une couche d'eau comprise entre 1 et 1.5 km de profondeur.

### 1.2.3 Les eaux intermédiaires (AIW)

Le premier maximum de température au-dessus des eaux profondes est froid comparé à la définition de Swift pour l'Eau Arctique Intermédiaire inférieure (IAIW,  $T > 0^\circ\text{C}$ , Swift et Aagaard, 1981), et apparaît beaucoup plus profondément que dans les années 70. Il résulte de la formation d'un minimum de température et de salinité (assez net sur le diagramme  $\theta$ - $S$ ) associé à une convection profonde intermédiaire

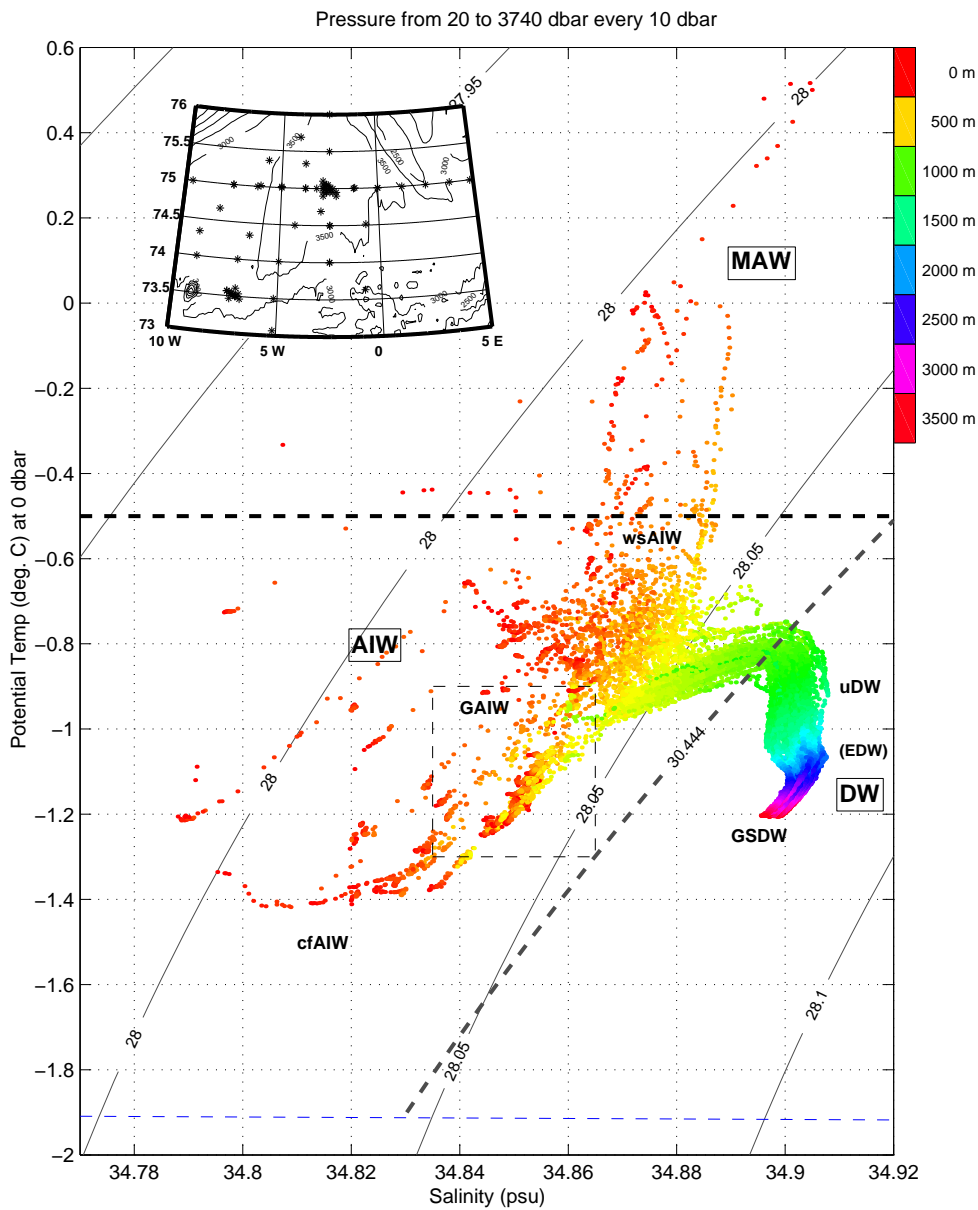


FIG. 1.6: Diagramme  $\theta$ - $S$  global du bassin en février-mars 1994. 3 masses d'eau principales se distinguent : l'Eau Atlantique Modifiée (MAW, au dessus de  $-0.5^{\circ}\text{C}$ ), les Eaux Profondes (DW, en dessous de  $\sigma_{0.5} = 30.444$ ) et les Eaux Arctiques Intermédiaires (AIW, entre les deux précédentes). Plusieurs tendances sont remarquables dans la AIW : la AIW chaude et salée, que l'on rencontre à un maximum relatif de température et de salinité (influence atlantique), la AIW froide et moins salée, qui correspond elle à un minimum relatif de température et de salinité (influence polaire), et la AIW de la Mer du Groenland (à l'intérieur de la boîte), qui se situe majoritairement à  $\sigma_0 = 28.04$  et formée localement par la convection profonde intermédiaire des années 1990.

limitée à 1500 m (Bönisch et al., 1997). L'absence de convection profonde atteignant le fond, a débuté vers 1982, comme le mentionne déjà Blindheim (1990), et rend difficile la différenciation entre AIW inférieure et supérieure. En effet, d'après la station 11 (fig. 1.5) et en appliquant la classification des masses d'eau de Swift et Aagaard (1981), la lAIW apparaîtrait au dessus de la uAIW. Donc, de même que Blindheim (1990), nous choisissons de nommer Eau Arctique Intermédiaire (AIW) toute la masse d'eau présente dans le Gyre du Groenland au dessus du maximum  $\theta$ -S profond ( $\sigma_{0.5} < 30.444$ ) et en dessous de  $T = -0.5^\circ C$ , sans aucune distinction entre AIW inférieure et supérieure. Ceci est en accord avec la définition première qui spécifie que l'AIW a été formée ou transformée dans le domaine arctique. Par la suite, on distinguera quelques nuances dans cette AIW, sachant cependant que ces nuances sont propres à l'année étudiée.

L'hétérogénéité des couches supérieures (fig. 1.8) nous conduit à diviser le Gyre du Groenland en deux domaines, conformément à l'analyse de Budéus et al. (1993) durant l'été 90. Ces deux régions sont illustrées sur le diagramme  $\theta$ -S fig. 1.7 au début de 1993 et de 1994.

La partie orientale du Gyre du Groenland s'étend de  $4^\circ W$  à  $4^\circ E$ , limitée à l'est par la partie ouest de la Zone Frontale Arctique (détectable par une augmentation de température et de salinité aux profondeurs intermédiaires). Sa surface est constituée d'une couche d'eau appelée Eau Arctique Intermédiaire peu salée et froide (cfAIW) avec une température comprise entre  $-1.4$  et  $-1.1^\circ C$ , une salinité allant de 34.8 et 34.85 *psu*, et une profondeur de 200 à 400 m. Dans cette couche, la salinité tend à décroître en allant vers l'est, ce qui peut être interprété comme l'influence du courant polaire Jan Mayen apportant de l'eau peu salée depuis le Courant Est-Groenland vers le secteur sud-est du Gyre du Groenland (Bourke et al., 1992). Cette influence semblait plus forte en 1993 (Brandon and Waddhams, ESOP Scientific Report, 1996) qu'en 1994, et est connue comme une source importante d'eau peu salée dans le gyre (Aagaard et Carmack, 1989). La température de surface la plus basse relevée dans cette zone en 1994 est de  $-1.42^\circ C$ , soit bien au dessus de la température de congélation à 34.8 *psu* ( $-1.91^\circ C$ ) et cohérente avec l'absence de glace de mer dans cette partie du bassin en 1994. L'épaisse couche de surface recouvre en

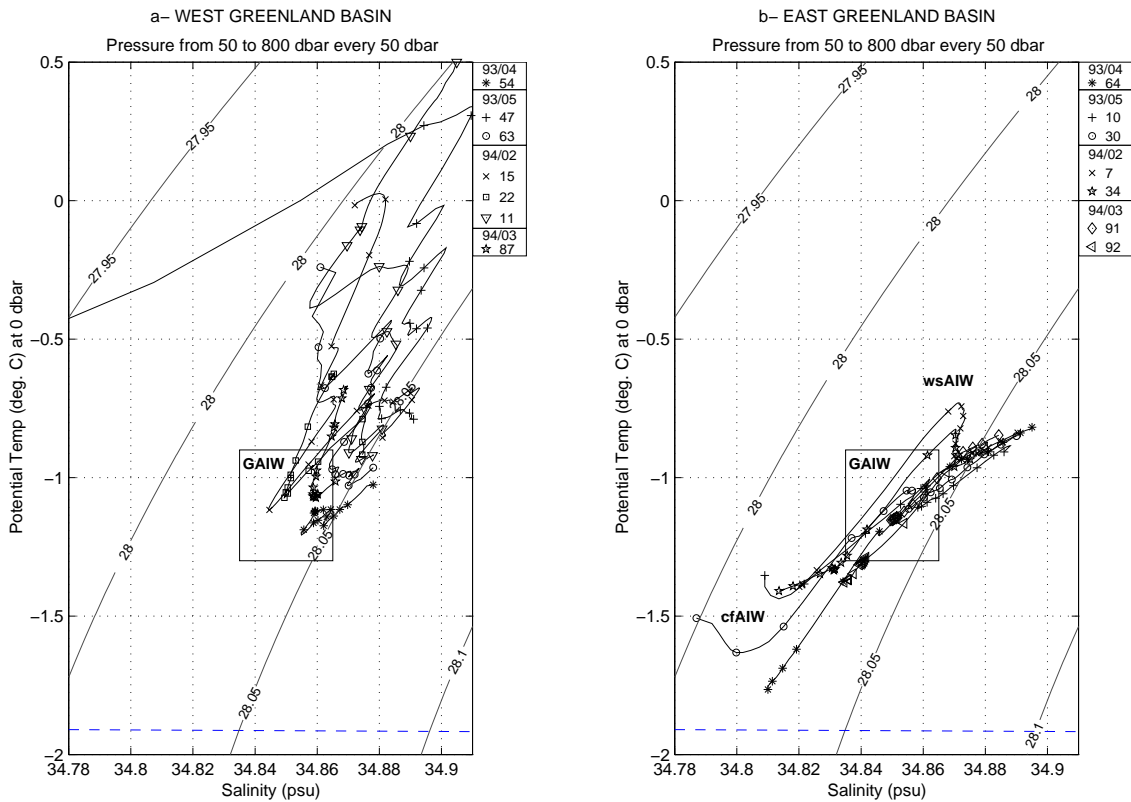


FIG. 1.7: Diagramme  $\theta$ - $S$  des stations de 1993 et 1994 illustrant les 2 domaines du gyre ; a) à l'ouest de  $4^\circ W$ , où l'influence de la MAW est sensible, parfois au dessus de rémanences de l'AIW du Groenland (dont les caractéristiques sont rapelées dans le cadre). b) A l'est de  $4^\circ W$ , où la présence de la cfAIW met en évidence l'influence polaire. La station 64, en avril 1993, montre un exemple de légère salinisation avec formation de saumure. La wsAIW est encore visible en février 1994 (station 34).

plusieurs endroits en février une masse d'eau plus chaude et légèrement plus salée, appelée ici Eau Arctique Intermédiaire chaude et salée (wsAIW, environ 100 mètres d'épaisseur, avec une température comprise entre  $-0.85$  et  $-0.5^\circ C$ , et une salinité vers  $34.88 \text{ psu}$ ), qui forme des maxima de température et de salinité peu profonds dans les diagrammes  $\theta$ - $S$ . Une telle masse d'eau n'existe pas en permanence dans le Gyre du Groenland central en hiver, et sa salinité révèle l'influence d'une advection atlantique. Il est difficile de savoir si cette advection provient directement du front arctique, ou si elle est liée à une recirculation sous le Courant de Jan Mayen. La wsAIW disparaît presque totalement en mars 94 (fig. 1.8), étant alors incorporée à la couche de mélange. Le mélange convectif de 1993 et 1994 dans le Gyre du Groenland

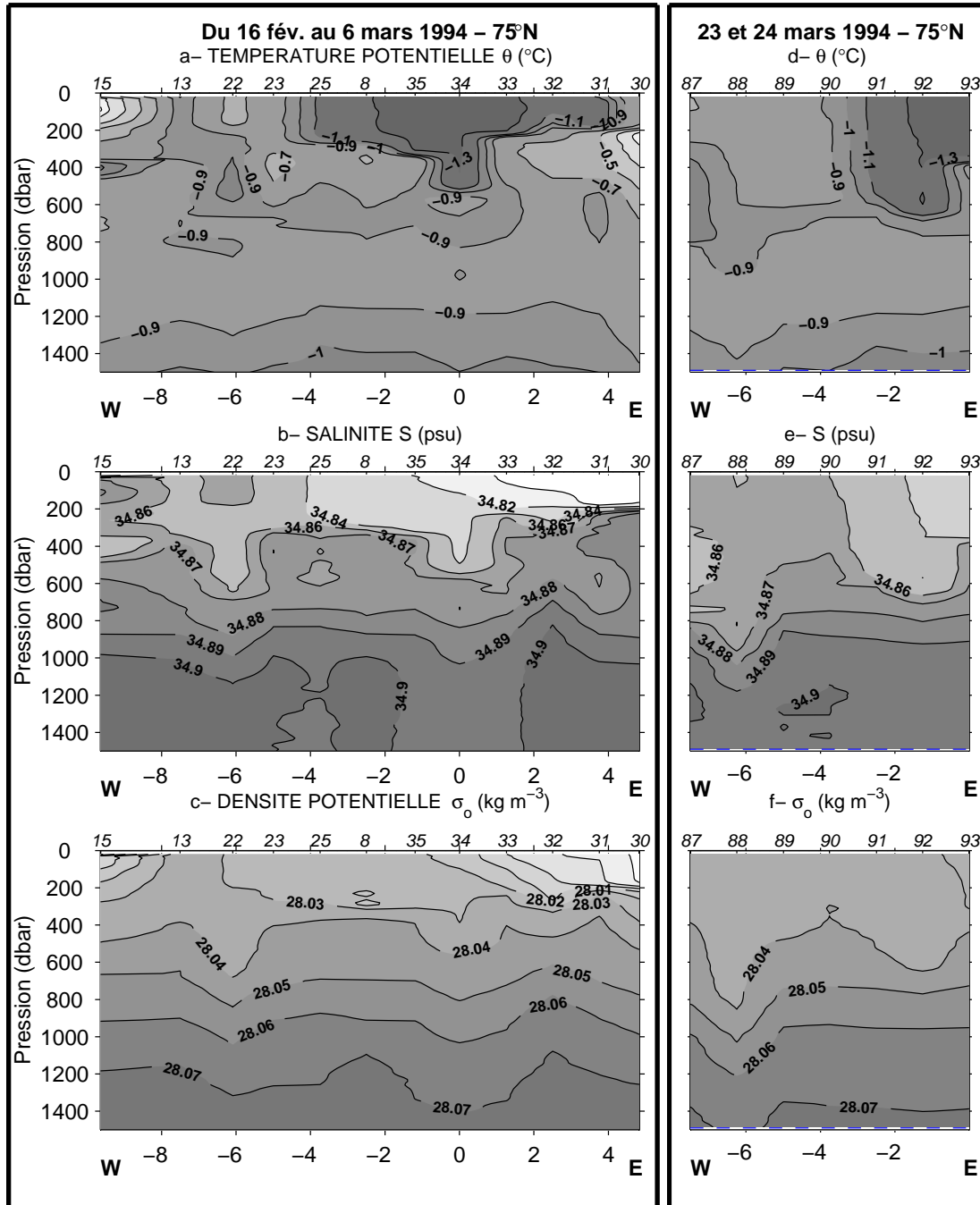


FIG. 1.8: Sections hydrologiques verticales à 75°N (Valdivia) du 16 février au 6 mars 1994 (a,b,c) et du 23 mars au 24 mars 1994 (d,e,f). a,d) Température potentielle ( $^{\circ}\text{C}$ ); b,e) Salinité (psu); c,f) Densité potentielle.

produit une AIW de caractéristiques intermédiaires entre la wsAIW et la cfAIW et que nous nommerons AIW du Groenland (GAIW, fig. 1.6) car elle est typique du gyre.

La partie occidentale du Gyre du Groenland est marquée en surface par l'advection de MAW dans le secteur nord-ouest (fig. 1.7a). Elle est aussi caractérisée par de nombreux tourbillons à méso-échelle (Budéus et al., 1993). L'un d'eux est détecté à 75°N 6°W (stations 22, fig. 1.8c et 88, fig. 1.8f), et sera étudié en détail sous le nom de « tourbillon A » dans le chapitre consacré à la méso-échelle. Les masses d'eau en présence sont majoritairement des Eaux Arctiques Intermédiaires du type wsAIW et GAIW.

### 1.2.4 Tableau synthétique des masses d'eau

Par comparaison avec des dénominations utilisées il y a 20 ans (Swift et Aagaard, 1981), nous avons pu constater une certaine variabilité des caractéristiques  $\theta$ - $S$  des masses d'eau à l'échelle pluri-décennale. C'est pourquoi les valeurs indiquées tableau 1.1 sont très probablement spécifiques aux années 90.

PW		$-1.9 < T < -1^{\circ}C$	$S < 34.7 \text{ psu}$
MAW		$-0.5 < T < +1^{\circ}C$	$34.87 < S < 34.91 \text{ psu}$
AIW	cfAIW	$-1.9 < T < -1^{\circ}C$	$34.7 < S < 34.85 \text{ psu}$
	wsAIW	$-0.9 < T < -0.5^{\circ}C$	$34.85 < S < 34.89 \text{ psu}$
	GAIW	$-1.3 < T < -0.9^{\circ}C$	$34.835 < S < 34.865 \text{ psu}$
DW	uDW	$-1.1 < T < -0.7^{\circ}C$	$34.89 < S < 34.91 \text{ psu}$
	GSDW	$-1.3 < T < -1.1^{\circ}C$	$34.89 < S < 34.9 \text{ psu}$

TAB. 1.1: Récapitulation des caractéristiques des masses d'eau identifiées en 1994

## 1.3 Analyse temporelle et spatiale de la stratification

Les différentes études unidimensionnelles menées sur l'approfondissement de la couche de mélange montrent que les processus de mélange impliqués dans la convec-



tion profonde sont très sensibles aux variations verticales de la densité potentielle et aux flux de flottabilité en surface (induits par le forçage atmosphérique). Lors des périodes de calme relatif en surface, la couche mélangée tend à se restratifier légèrement et son approfondissement, à l'occasion de nouvelles pertes de flottabilité en surface, succède à une phase de ré-homogénéisation du profil vertical qui prend plus ou moins de temps et d'énergie selon la date du dernier forçage et l'épaisseur de la couche mélangée. Lorsque celle-ci est peu profonde (jusqu'à 200 m environ, en automne et début d'hiver), la ré-homogénéisation est relativement rapide, et l'approfondissement de la couche mélangée peut être estimée à partir du flux de chaleur moyen en surface. Cette étape constitue la première phase du préconditionnement du bassin. Quand la couche mélangée devient relativement profonde (phase finale du préconditionnement, vers février), son approfondissement devient alors plus sensible à l'intensité du forçage engendré par des tempêtes occasionnelles qu'aux flux moyens. C'est pourquoi, à cette époque de l'année, l'analyse de l'état de stratification du bassin juste avant un forçage majeur est très importante pour comprendre les conséquences de ce forçage.

### 1.3.1 Evolution temporelle de la stratification

Les profils hydrologiques collectés au centre du gyre (autour de 75°N) par le Valdivia en mai 1993 et en février et mars 1994 ont été regroupés en fonction de leur date relativement aux événements convectifs. Comme nous le verrons plus en détail au chapitre 3, ces événements sont particulièrement bien mis en évidence par les mesures de vitesses verticales, et ils sont observés en 1994 à l'occasion du forçage majeur de mi-mars. On distingue quatre périodes : le préconditionnement tardif (12 profils fin février et début mars 1994), la convection (14 profils mi mars 1994), la post-convection (6 stations fin mars 1994) et la restratification (10 stations fin mai 1993), illustrées fig. 1.9 par les profils de densité potentielle. On retrouve les 3 phases de la convection déjà définies par le groupe MEDOC (1970) : « preconditioning », « mixing » et « spreading », complétées par la période immédiatement après la convection constituée des 2 jours qui suivent la plus forte tempête de mars 1994.

La nature des mesures que nous avons effectuées (séries temporelles de vitesses

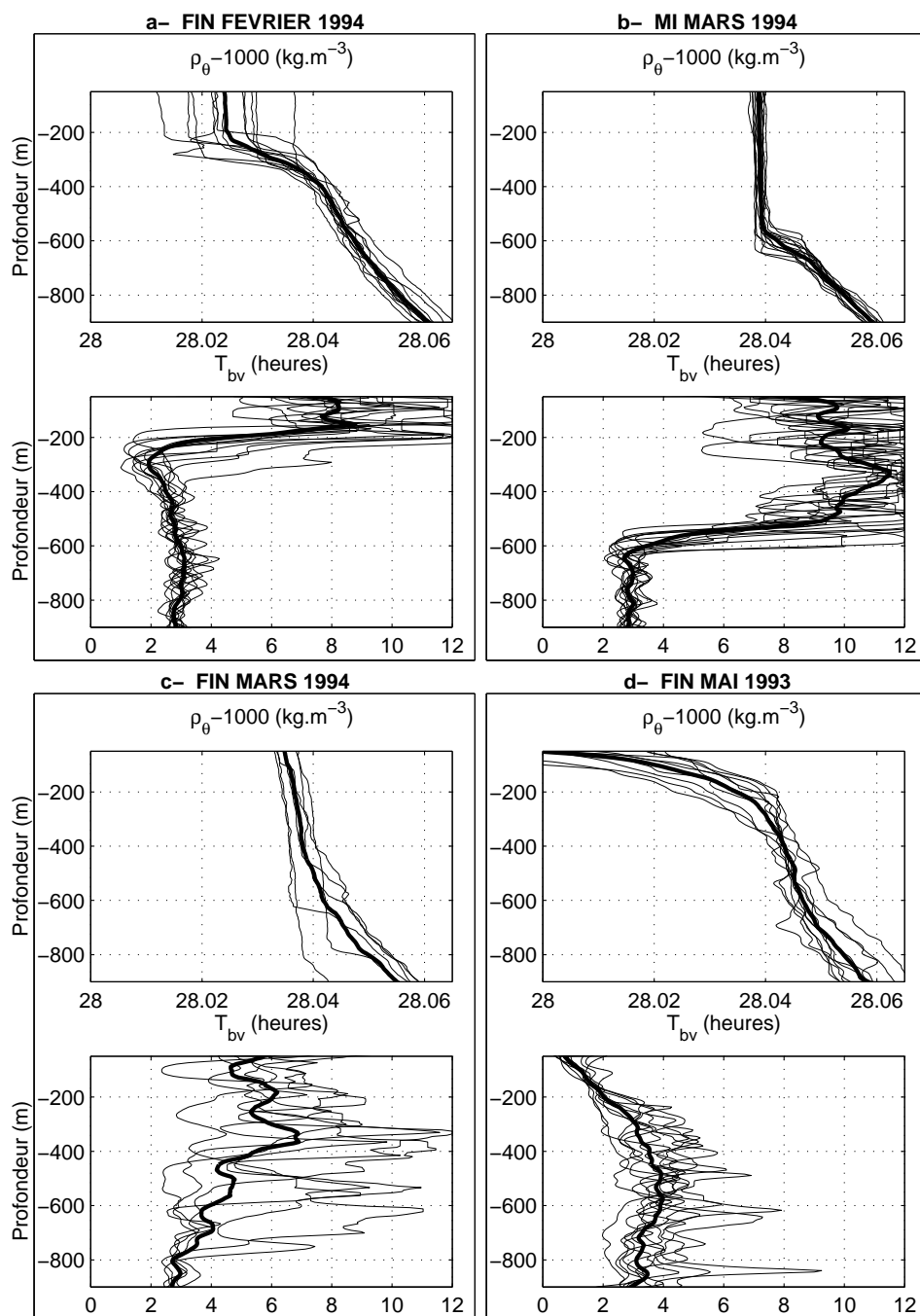


FIG. 1.9: Illustration de 4 époques de la convection profonde. Profils de densité potentielle  $\rho_\theta$  et de période de Brünt-Väisälä  $T_{bv}$  (a) avant la convection, jours juliens 47 à 54 en 1994; (b) pendant la convection, jours juliens 73 à 82 en 1994; (c) juste après la convection, jours juliens 83 et 84 en 1994; (d) un mois après la convection, jours juliens 141 à 148 en 1993. Tous les profils de  $T_{bv}$  sont lissés par moyenne glissante sur 55 m, après écrêtage des périodes supérieures à 12 heures.

verticales) nous a conduit à préférer l'analyse de la stratification par le calcul de la période de Brünt-Väisälä  $T_{bv}$  définie par

$$T_{bv} = \frac{2\pi}{N} \quad (1.1)$$

avec

$$N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\delta\rho_\theta}{\delta z}} \quad (1.2)$$

où  $N$  est la fréquence de Brünt-Väisälä. Les périodes  $T_{bv}$  supérieures à 12 heures correspondent à un gradient de densité critique en deçà duquel les forces de rappel de flottabilité liées à la stratification deviennent très faibles et le fluide peut être considéré comme homogène en bonne approximation. C'est une des raisons pour lesquelles les périodes supérieures à 12<sup>h</sup> sont écrêtées avant lissage sur les profils verticaux de  $T_{bv}$ . Nous verrons d'autres arguments concernant ce choix de la période critique dans l'analyse des ondes inertio-gravitationnelles.

La profondeur atteinte par la couche de mélange après la convection en 1994 varie entre 400 et 800 m. Mi mars (fig. 1.9b), la profondeur de la couche de mélange est remarquablement uniforme, car les stations sont regroupées dans un carré de 20 km de côté autour de 75°N 2°W30'. Cette homogénéité horizontale n'est pas observée à l'échelle de 150 km, comme on le constate sur les figures 1.9a&c dont les stations sont réparties tous les 30 km le long de 75°N. Cette remarque nous amenera plus tard à une analyse spatiale de la stratification. Après la convection, les valeurs des densités sont comparables mais la stratification est très chaotique, comme le montrent les fortes disparités des périodes de Brünt-Väisälä qui soulignent la prédominance des effets tridimensionnels pendant la phase d'étalement et de restratification qui suit la convection (Visbeck et al., 1995, Morawitz et al., 1996). Deux mois après la convection, le bassin a une stratification et une densité un peu plus uniformes (fig. 1.9d), déjà très semblables sous 400 m à celles de la phase de préconditionnement de l'hiver suivant (fig. 1.9a).

## 1.3.2 Analyse uni-dimensionnelle de l'approfondissement de la couche de mélange

### 1.3.2.1 Bilans thermique et halin

Nous avons observé, sur les données de 1994, que la présence d'un maximum de température à 300 m (wsAIW) ne stoppe pas nécessairement la convection, contrairement aux conclusions de Morawitz et al. (1996) sur l'expérience de 1989. Trois exemples sont visibles à  $2^{\circ}30'W$  (fig. 1.10), où les profils de température et de salinité ont été mesurés fin février (stations 6,7 et 8) et fin mars (stations 64, 65 et 68). Nous pouvons voir, sur ces profils, que la convection thermique seule a approfondi la couche de mélange jusqu'à 600 m environ. Prenons l'exemple du couple de sta-

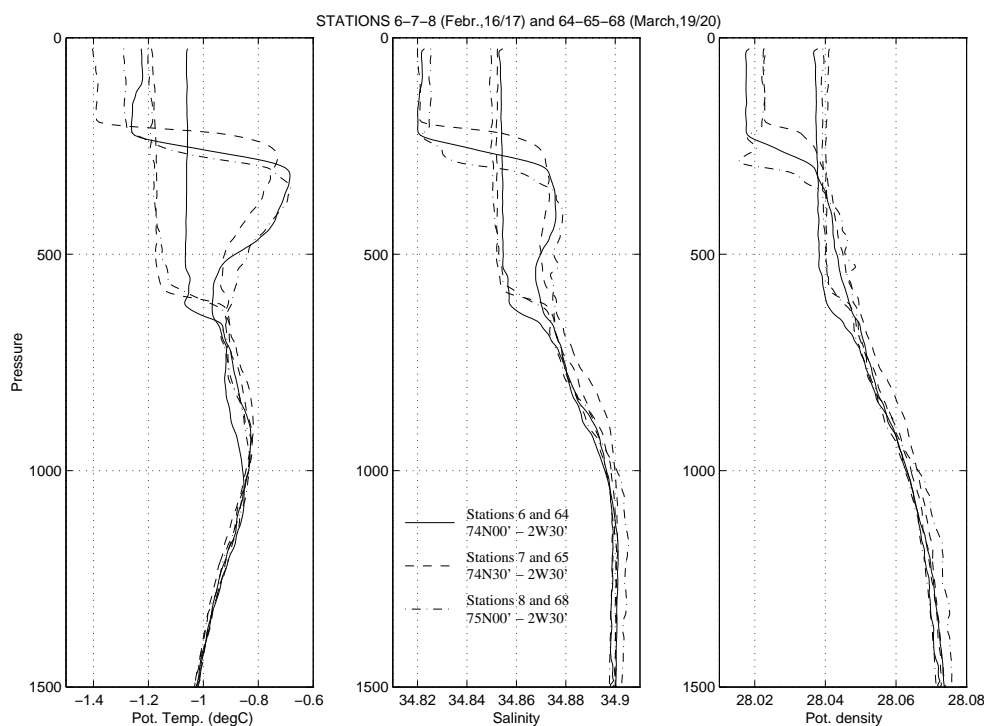


FIG. 1.10: Profils hydrologiques de 6 stations localisées par paires sur  $2^{\circ}30'W$  à un mois d'intervalle

tions 7/65 à  $74^{\circ}30'N$ . Le calcul de l'énergie thermique perdue par la colonne d'eau entre les jours juliens 47 et 78 représente l'équivalent de  $140 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ , soit 60% de la perte de chaleur totale moyenne en surface prévue par le modèle ECMWF. On retrouve le même écart entre les bilans de chaleur météorologique et hydrologique

pour la paire 8/68. Ceci peut être dû à la fois à une surestimation des flux ECMWF et à une advection de wsAIW. Les bilans de salinité sont neutres, mais le manque de précision sur les salinités et sur les caractéristiques de l'éventuelle advection ne permet pas de trancher en faveur de la surestimation des flux. Dans le cas de la paire 6/64, le rapport des pertes de chaleur descend à 30% et il paraît alors clair que des phénomènes advectifs dominent. On peut cependant conserver un doute sur les flux de surface pour les paires 7/65 et 8/68. L'utilisation d'un modèle unidimensionnel nécessite d'ajuster ces bilans de chaleur. A cette fin, les séries temporelles de flux de chaleur utilisées pour forcer le modèle seront multipliées par un facteur 0.6.

### 1.3.2.2 Résultats d'un modèle TKE 1D

Nous avons analysé le mélange uni-dimensionnel conformément à un modèle de la couche de mélange à fermeture turbulente globale (« bulk turbulence-closure ») développé par R. Stone à la Naval Postgraduate School (Monterey, Californie) et fondé sur le bilan d'énergie cinétique turbulente (TKE). Par la formulation explicite de la composante verticale de la TKE et de la redistribution de la pression, par la prise en compte des non-linéarités de l'équation d'état (effet thermobarique) et l'inclusion de la composante horizontale de la rotation terrestre, ce modèle est particulièrement adapté à l'étude du mélange très profond (Garwood, 1977 ; Garwood, 1991 ; Stone, 1997).

On constate fig. 1.11 que le modèle unidimensionnel est capable de reproduire l'enfoncement de la couche de mélange à 600 m tel qu'observé sur la station 65. Dans le cas de la paire 8/68, on obtient également de bons résultats, à condition d'augmenter l'entraînement à la base de la couche de mélange de 30%. Ce résultat, un peu troublant, suggère que la dynamique unidimensionnelle est susceptible de donner de bons résultats en un point, mais que son utilisation est délicate car très sensible aux valeurs des paramètres choisis (Arata, 1994). L'impossibilité de trouver un jeu de paramètres commun pour les 2 paires de profils indique qu'il y a peut-être eu advection barotrope du profil initial conformément à la circulation à grande échelle, et influence des inhomogénéités horizontales de stratification (fig. 1.9a).

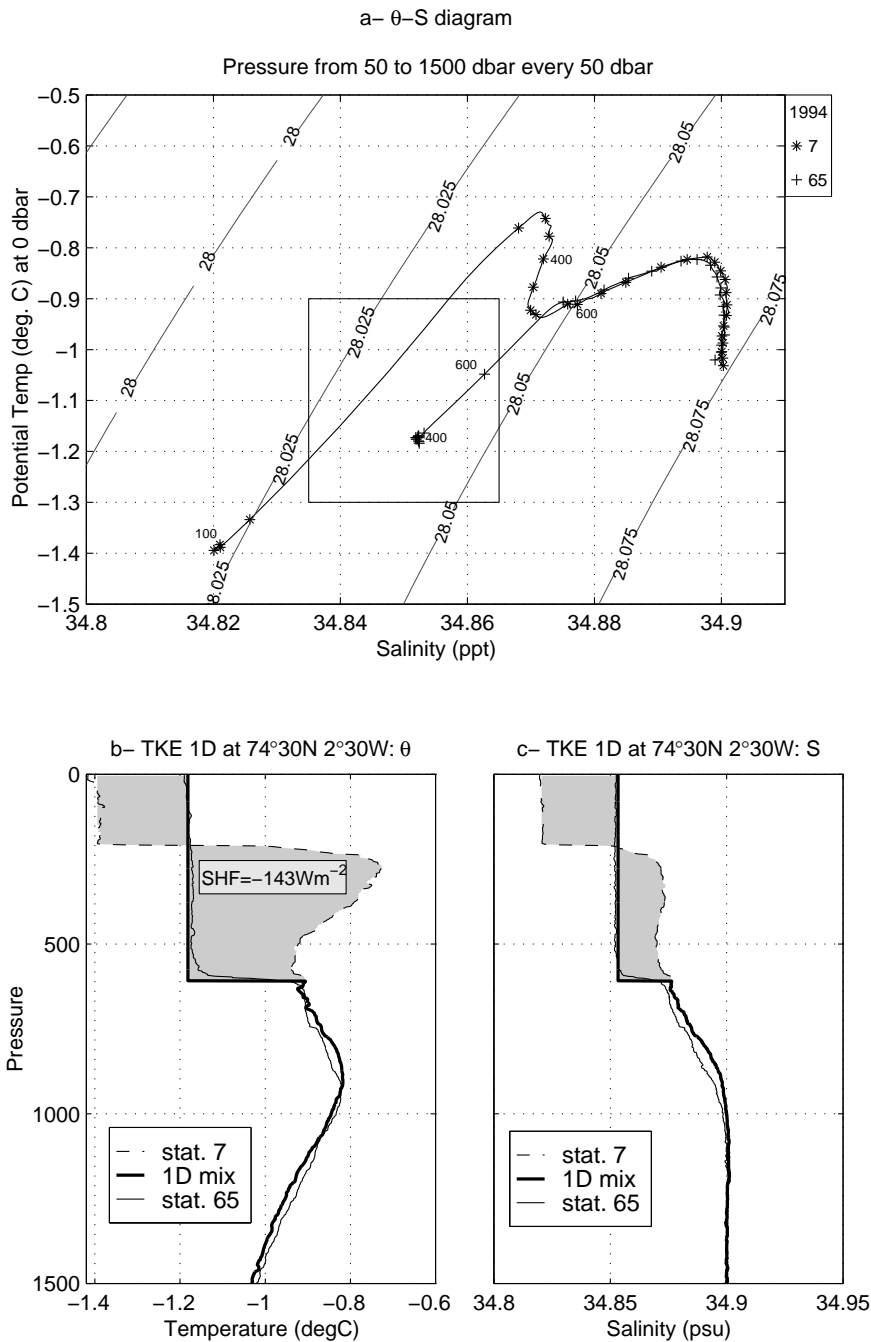


FIG. 1.11: Etude de l'évolution des propriétés  $\theta$ -S dans le gyre central à 74°N30 2°30W. a) Diagramme  $\theta$ -S dans le centre du Gyre du Groenland avant (station 7) et après (station 65) la convection profonde. b) Profils de température potentielle aux stations 7 et 65 (traits pointillés et fins) et résultat d'un modèle uni-dimensionnel de la couche de mélange initialisé à partir de la station 7 et forcé par ECMWF. SHF désigne la perte de chaleur entre les deux profils c) Profils de salinité correspondants. La dynamique uni-dimensionnelle mélange les propriétés correctement jusqu'à 600 m.

### 1.3.3 Hétérogénéités spatiales

Les sections précédentes ont mis en évidence l'apport, mais aussi les limites, de la dynamique unidimensionnelle dans les processus convectifs. Il semble alors important de mieux connaître les contrastes horizontaux de stratification permettant d'estimer le caractère 3D du problème. A partir de la section de fin février, le préconditionnement peut être estimé spatialement en terme de période de Brünt-Väisälä (fig. 1.12a).

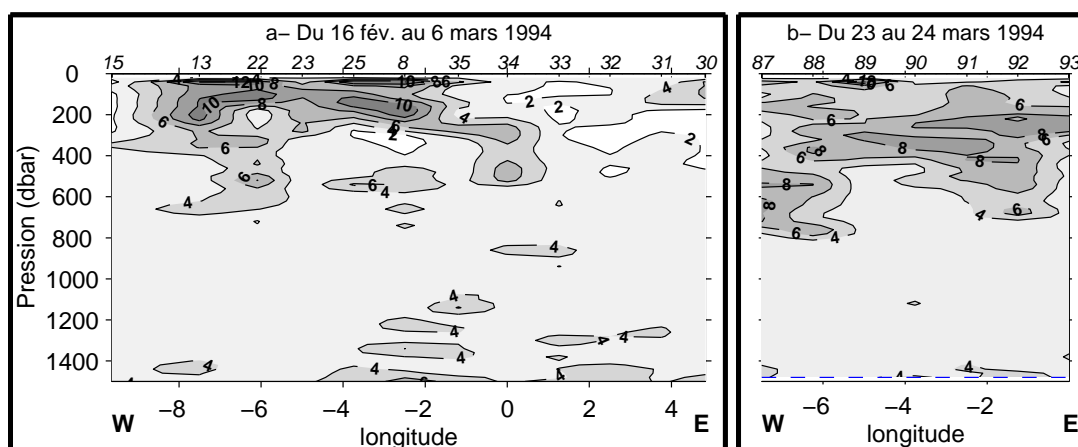


FIG. 1.12: Sections hydrologiques verticales de la période des ondes de stabilité à  $75^{\circ}N$  (a) du 16 février au 6 mars 1994 et (b) du 23 mars au 24 mars 1994.

La déstratification des 300 premiers mètres est particulièrement forte à l'ouest de  $2^{\circ}W$ , i.e. dans les parties centrale et occidentale du Gyre du Groenland. Elle suggère que cette région est mieux préconditionnée que la région orientale du gyre en février 1994.

La même estimation effectuée fin mars 94 sur la même section (fig. 1.12b), succédant à une importante tempête, confirme que la convection profonde n'est pas allée au delà de 800 m de profondeur cette année-là (la profondeur maximale n'étant atteinte qu'à  $6^{\circ}W$  à notre connaissance).

### 1.3.4 Calcul du rayon interne de déformation

Les échelles horizontales des hétérogénéités de stratification (fig. 1.12) sont de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres. Afin de déterminer à quel type d'échelle

appartiennent ces structures, on peut comparer leur taille au rayon interne de déformation  $R_d$  du premier mode barocline, qui nous indique approximativement la limite inférieure des méso-échelles susceptible d'être en équilibre quasi-géostrophique.  $R_d$  est estimé à partir de l'analyse de la stratification du bassin. Celle-ci est schématisée mi-mars (fig. 1.9b) par une structure à deux couches : une couche supérieure quasi-homogène de profondeur  $H_1 = 600 \text{ m}$  et ayant une densité  $\rho_1 = 1028,035 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , et une couche inférieure d'épaisseur  $H_2 = 3000 \text{ m}$  et de densité moyenne  $\rho_2 = 1028,07 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ . Le rayon du premier mode barocline (LeBlond et Mysak, 1978) est alors donné par :

$$R_d = \frac{1}{f} \left( g \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \right)^{\frac{1}{2}} = 3 \text{ km} \quad (1.3)$$

où

$$f = 2\Omega \sin\varphi = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1} \quad (1.4)$$

est le paramètre de Coriolis,  $\Omega$  la vitesse angulaire de rotation de la Terre et  $\varphi$  la latitude. En dehors de la période de convection, les profils sont plus complexes, et  $R_d$  a alors été calculé numériquement à partir des profils des fréquences de Brünt-Väisälä. Les valeurs de  $R_d$  trouvées varient entre 3.5 et 4.2 km, et sont donc à peine différentes de l'approximation à partir du profil idéalisé. Cette distance est faible devant la méso-échelle montrée par les sections hydrologiques. Cependant l'écart entre les stations est trop important pour observer une telle échelle horizontale. C'est pourquoi une analyse à partir des trajectoires des flotteurs VCM va permettre de mieux analyser ce point.

## 1.4 Synthèse

Au cours des 15 dernières années, il n'y a pas eu de production de GSDW par convection dans la Mer du Groenland (Bönisch et al., 1997), en accord avec un affaiblissement des flux de chaleur en surface que l'on peut corréliser aux anomalies positives de l'Oscillation Nord Atlantique. Pendant cette période, l'événement convectif le plus profond (1500 m) a été observé en 1989 par le group GSP (Rudels et al., 1989; Pawlowicz, 1995). En mars-avril 1993 et 1994, la convection profonde



s'est limitée respectivement à 1000 m et 800 m (avec de fortes hétérogénéités spatiales), pour former l'Eau Arctique Intermédiaire de la Mer du Groenland (GAIW) à  $-1.1^{\circ}\text{C} \pm 0.2$  et  $34.85 \text{ psu} \pm 0.015$ , d'après les données hydrologiques et celles des flotteurs. Après la convection de 1994, le centre du gyre du Groenland est alors composé de 3 couches d'épaisseur équivalente : l'Eau Profonde de la Mer du Groenland (GSDW) occupe les 1000 derniers mètres ; l'Eau Profonde supérieure (uDW), plus chaude et un peu plus salée, occupe les 1600 mètres intermédiaires ; et l'AIW du Groenland, renouvelée, occupe environ les 1000 premiers mètres. En été 1994, Budéus et al. (1998) retrouvent l'AIW du Groenland sous la forme d'un minimum intermédiaire de température (et de salinité). L'AIW du Groenland est la masse d'eau la moins profonde qui est observée partout dans le gyre. Sur les diagrammes  $\theta$ -S, ses caractéristiques se situent à l'intersection de deux lignes, typiques des masses d'eau orientales et occidentales advectées en surface dans le Gyre du Groenland (fig. 1.7). Il faut noter que la GAIW, dénommée IW par Mauritzen (1996), est considérée par cet auteur comme une des sources de l'Eau Profonde Nord-Atlantique (après un parcours par la Mer de Norvège et le seuil Faroe-Ecosse).

Le sud-est du bassin est principalement influencé par le Courant de Jan Mayen, qui apporte des eaux peu salées et froides dans le Gyre du Groenland (station 64 en 1993 et 34 en 1994), appelées ici cfAIW (cold and fresh) : elle constitue la branche inférieure du diagramme  $\theta$ -S (faibles valeurs  $\theta$ -S). La température de surface tend vers la température de congélation, comme en 1993, conformément aux conditions de glace et de flux de surface. En 1994, l'absence de glace nous permet d'étudier une convection purement thermique, dont l'analyse vient en complément des résultats de Roach et al. (1993) et Visbeck et al. (1995) sur l'apport de sel relatif à la convection haline. L'événement de 1994 montre qu'une convection purement thermique est susceptible d'éroder la stratification du bassin, sans l'aide de saumures libérées par la glace lors de sa formation.

La limite nord-ouest du bassin est fortement influencée par le Courant de Retour Atlantique (RAC) qui apporte des eaux relativement chaudes et salées identifiées comme de l'Eau Atlantique Modifiée (MAW) : la branche supérieure du diagramme  $\theta$ -S (fortes valeurs  $\theta$ -S) montre un feuilletage prononcé dans les 600 premiers mètres

pour des salinités comprises entre 34.87 et 34.91 *psu* et des températures diminuant de 0.5 à  $-0.7^{\circ}\text{C}$  avec la profondeur et la latitude. Egaleme nt présente sur les données hydrologiques et AVHRR de 1993, cette recirculation, transportant de la MAW ( $T \geq -0.5^{\circ}\text{C}$  et  $34.87 \leq S \leq 34.91$  *psu*), semble particulièrement intense en 1994, comme le montre son inhabituelle extension à l'ouest et au sud-ouest du Gyre du Groenland (fig. 1.4). Une fois refroidie, on la retrouve dans le gyre sous la forme d'un maximum relatif de température et salinité que nous avons nommé wsAIW (warm and salty).

L'origine de la MAW est assez mal connue. Elle pourrait provenir d'une recirculation dans le Bassin Boreas, dans le détroit de Fram ou dans l'Arctique. Il est possible que cette trace à faible profondeur soit le résultat d'un upwelling le long du bord de glace ramenant en surface des eaux initialement advectées vers le sud sous les eaux polaires dans le Courant Est-Groenland. Une des caractéristiques les plus remarquables de la MAW est sa salinité relativement homogène une fois entrée dans le Gyre du Groenland, comme on le constate très clairement fig. 1.7, et sa densité très voisine des eaux du centre du gyre. L'advection de MAW dans le Gyre du Groenland serait-elle accentuée en 1994 par un système à deux gyres, constitué de deux circulations cycloniques indépendantes dans les bassins Boreas et du Groenland (Meinke et al., 1992), et dû à une contrainte relativement faible du vent ? Si l'on définit cette contrainte par le carré du module de la vitesse du vent, on trouve en effet des moyennes mensuelles en hiver inférieure à  $200 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ , valeurs qui correspondent aux plus faibles contraintes hivernales depuis 1960 (Häkkinen, 1995). L'éventuel découplage entre les deux bassins est observé uniquement sur les cartes de température de surface (fig. 1.4). Malheureusement, en 1993 et 1994, nos jeux de données de subsurface sont trop peu denses pour pouvoir réellement décrire l'advection à grande échelle à l'intérieur et surtout autour du Gyre du Groenland ainsi que ses variations.

Dans le bassin, les différentes influences de la circulation à grande échelle créent des contrastes relativement importants en température et en salinité qui semblent également associés à des contrastes de stratification. Aussi, avant d'en déterminer l'impact sur la convection, il nous faut mieux identifier ces hétérogénéités.

## Chapitre 2

# Caractérisation de la méso-échelle

Lors du premier chapitre, nous avons défini les masses d'eau observées dans le Bassin du Groenland. Nous avons également vu (fig. 1.8 et 1.12) que leur répartition au sein des 1000 premiers mètres crée des hétérogénéités horizontales de température, de salinité et de stratification à des échelles comprises entre 20 et 100 km, que nous qualifierons de méso-échelle. Des structures à cette échelle sont détectées non seulement avant et après la phase de mélange de mars 1994, mais également en avril 1993 (fig. 2.11a) et en juillet 1994 (G. Budéus, communication personnelle). Les études effectuées auparavant dans les autres bassins de convection montrent que les cheminées, d'échelle comparable, sont des éléments centraux du préconditionnement de la convection profonde (Gascard, 1991). C'est pourquoi nous chercherons ici à mieux caractériser ces structures, en s'attachant particulièrement à la formation et l'évolution de l'une d'entre elles (dénommée A) en raison de la grande profondeur de la couche mélangée atteinte en son sein et des nombreuses informations fournies par l'ensemble des données à son sujet.

### 2.1 L'expérience « flotteurs dérivants »

Quinze flotteurs SOFARGOS VCM (6 en 1993 et 9 en 1994), lâchés en hiver dans le Bassin du Groenland pour observer et étudier la convection profonde, ont dérivé dans le bassin pendant des durées de 60 et 100 jours en 1993 et 1994 respectivement.

Les trajectoires de 7 flotteurs en 1994 sont illustrées figure 1.1. On constate que de

février à juin 1994, les trajectoires de certains flotteurs indiquent quelques traits principaux de la circulation cyclonique du bassin décrits dans le chapitre précédent. On observe également une forte activité méso-échelle (de taille caractéristique inférieure à 100 km) dans le centre ouest du bassin. Les principes de fonctionnement du flotteur SOFARGOS-VCM étant présentés de façon détaillée en annexe A, ils ne sont que brièvement résumés ici, avant d'analyser en détail les structures à méso-échelle qui nous intéressent et en particulier le tourbillon le mieux échantillonné par les flotteurs.

*Le flotteur SOFARGOS-VCM (Vertical Current Meter) est un courantomètre mesurant la composante verticale du courant tout en dérivant de façon quasi-lagrangienne sur la surface quasi-isobare qui correspond à son équilibre de densité. En effet, ce flotteur, du type flotteur de Swallow (Swallow, 1955) est deux fois moins compressible que l'eau de mer. Cette caractéristique lui permet de couler jusqu'à une profondeur déterminée grâce à un ballast calculé en fonction des caractéristiques mécaniques du flotteur, du niveau d'immersion souhaité et de la densité de l'eau du bassin à cette immersion. Au cours du temps, la profondeur d'équilibre du flotteur est affectée par un léger effet de fluage (approfondissement de 0.5 m par jour en moyenne) et par les importants changements de température in situ (conformément à son coefficient de dilatation thermique). Ces effets sont cependant limités et mesurés par des capteurs de pression et de température. Une étude de l'équilibre statique du flotteur est donnée en annexe A. Serti à mi-hauteur de pales inclinées, le flotteur tourne sur lui-même en présence d'un courant vertical, et ses rotations sont comptées par un compas interne (voir annexe A pour plus de détails). En plus de ce capteur de vitesse verticale, le flotteur est muni d'un récepteur acoustique SOFAR et d'un émetteur pour satellite ARGOS. C'est pourquoi nous l'appelons VCM SOFARGOS. Le principe du flotteur SOFARGOS n'a pas changé depuis sa conception (Voorhis, 1971 ; Gascard, 1972). En revanche, ses performances (autonomie, précision des mesures, échantillonnage) se sont considérablement accrues grâce à la miniaturisation de l'électronique faiblement consommatrice d'énergie, à l'apparition des liaisons avec les satellites et aux progrès en acoustique sous-marine (transducteurs basse fréquence). Dans l'analyse présentée ici (1994), les paramètres sont échantillonnés toutes les 80 minutes ; les températures sont précises à 2 centièmes de degré Celsius près, les pressions à 1 décibar et les vitesses verticales à  $0.2 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ . Le flotteur reçoit périodiquement les émissions de sources acoustiques fixes mouillées. Pour connaître sa position géographique au cours du temps, il doit rester à portée acoustique d'au moins trois sources. Il enregistre alors directement les temps d'arrivée des ondes sonores qui permettront ultérieurement d'en déduire sa trajectoires. A la fin de l'expérience, le flotteur largue un poids afin de remonter à la surface et de transmettre les données enregistrées vers les satellites. En 1994, les positions ont pu être calculées toutes les 4 heures avec une erreur absolue de 2 km.*

## 2.2 Champs horizontaux de température : mise en évidence des structures à méso-échelle

Les mesures de température in situ des flotteurs apportent des informations complémentaires très intéressantes sur les structures hydrologiques de la région. Afin d'évaluer aussi complètement que possible la distribution horizontale des masses d'eau à méso-échelle, nous avons procédé à une analyse objective des champs de température potentielle en utilisant à la fois les données hydrologiques et celles des flotteurs (fig. 2.1b, 2.3 et 2.5). En considérant les changements importants entre les profils  $\theta$  et  $S$  pris au même endroit à un mois d'écart (voir les sections fig. 1.8), la période qui a fait l'objet de cette analyse objective (que nous appellerons maintenant période de préconditionnement) commence mi-février 94 avec le premier leg hydrologique, et s'achève mi-mars 94 au début de la principale tempête. Nous supposons que la plupart des changements dans les profils se sont produits pendant la tempête et que le mois de préconditionnement précédent peut être considéré comme assez synoptique. Ceci constitue bien sûr une hypothèse forte, et les données étant assez dispersées malgré le long intervalle de temps considéré, nous ne pouvons accorder de confiance à des structures trop éloignées des trajectoires des flotteurs. Une longueur de corrélation de 40 km est choisie, qui est comparable à la distance entre les stations à 75°N et représente également la dimension caractéristique des quelques structures tourbillonnaires observées sur les images AVHRR. Une erreur de 5% est choisie sur les corrélations gaussiennes. Les mesures de température et de positions des flotteurs sont moyennées sur des fenêtres successives de 3 jours entre le 25 février (2 jours après leur largage) et le 15 mars, donnant ainsi 7 valeurs par flotteur (repérées par des cercles sur les figures). En profondeur, les flotteurs (cf. fig. A.7) sont regroupés sur trois niveaux définis de la façon suivante : un niveau « peu profond », entre 250 et 300 m (VCM05), un niveau « intermédiaire » entre 390 et 465 m (VCM01, 03 et 04) et un niveau « profond » entre 740 et 825 m (VCM89, 90 et 93). Pour chaque niveau, les températures tirées de l'hydrologie sont moyennées sur l'intervalle de profondeur mentionné.

La contribution des données des flotteurs au niveau intermédiaire est clairement

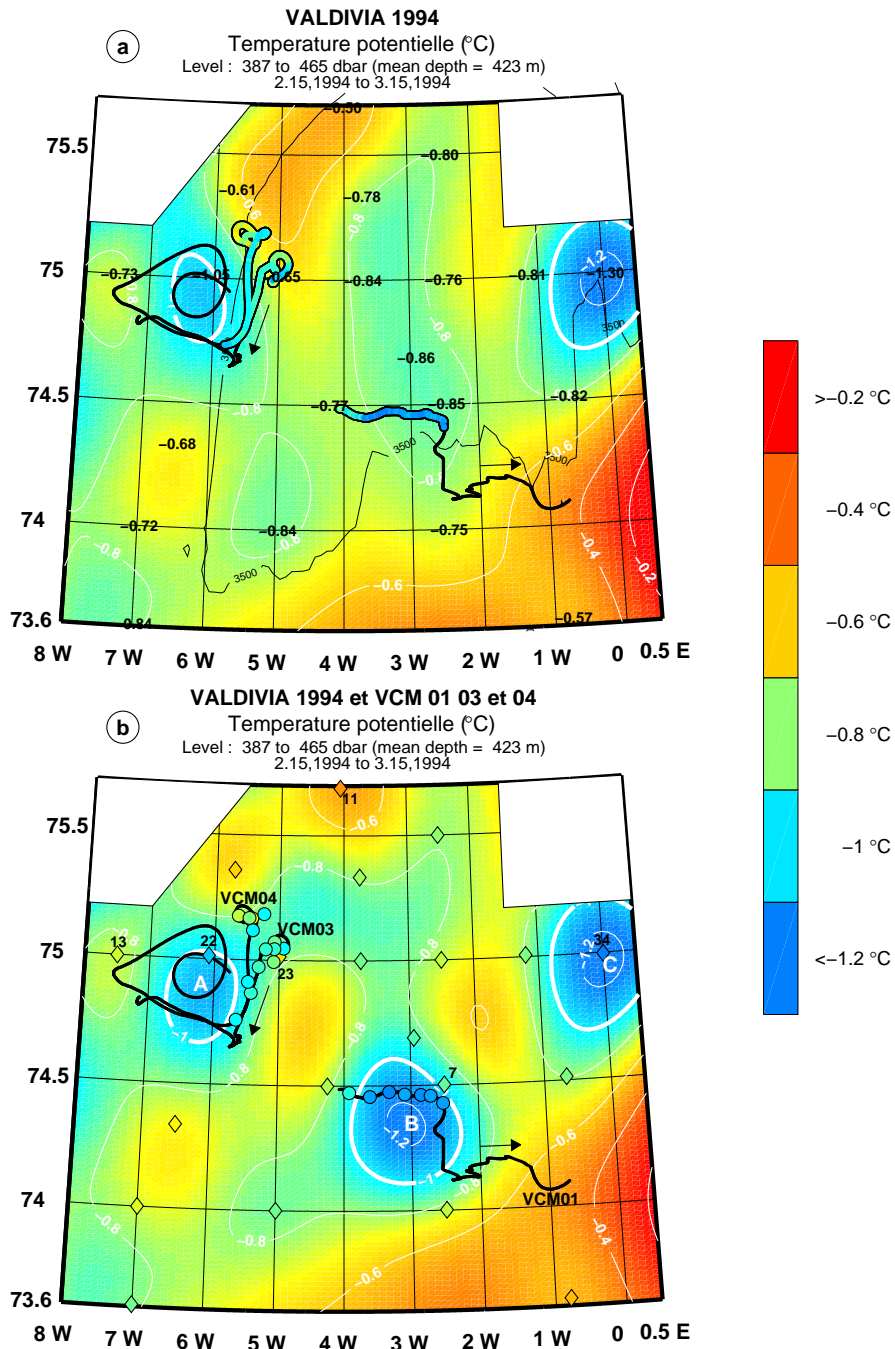


FIG. 2.1: Analyse objective des températures à environ 420 m de profondeur, a) en utilisant SEULEMENT les données hydrologiques. Les trajectoires des flotteurs sont colorées en fonction de leur température jusqu'au jour julien 77 (18 mars) puis tracées en noir jusqu'au jour 100 (10 avril). Les flèches indiquent la direction de dérive. b) en utilisant les données hydrologiques (losanges colorés) et les températures des flotteurs moyennées sur 3 jours jusqu'au 16 mars (cercles). Des masques sont dessinés aux endroits où aucune valeur n'est disponible pour définir des frontières.

mise en évidence, en comparant l'analyse objective qui tient compte de ces données (fig. 2.1b) avec l'analyse objective CTD qui n'en tient pas compte (fig. 2.1a). Le changement majeur est apporté par le VCM01, qui a manifestement pénétré une structure froide (B) non détectée par le réseau hydrologique, bien que les données CTD contraignent l'étendue de la région froide à moins de 50 km. L'analyse des flux météorologiques (jour 60, fig. 1.3) confirme que la chute de température observée par le flotteur 01 n'est pas associée à un forçage de surface majeur, qui aurait pu approfondir subitement la couche de mélange jusqu'à 430 m. La direction sud brusquement prise par le flotteur 01 favorise au contraire l'hypothèse d'un front dynamique (et/ou hydrologique) à cet endroit, caractérisant probablement la limite orientale de la structure B. Un front probablement similaire est encore mieux illustré par les 2 autres flotteurs (03 et 04), qui contribuent à délimiter la zone froide déjà observée avec les données hydrologiques (fig. 1.8, station 22) comme une partie du tourbillon A. Cette structure A est bordée sur son côté nord-est par une langue d'eau chaude et salée ( $-0.5^{\circ}\text{C}$ ,  $34.88 \text{ psu}$ ) que nous avons précédemment identifiée comme MAW. Les VCM03 et 04, largués au voisinage de ce front, dérivent vers le sud pour être finalement piégés autour du coeur froid du tourbillon A. Ils montrent que cette zone froide, caractérisée par une température légèrement inférieure à  $-1^{\circ}\text{C}$ , a une taille comparable à celle du tourbillon auquel elle appartient, donc plus grande que ne le suggère la section  $75^{\circ}\text{N}$  (fig. 1.8), et peut-être comparable à la taille de deux autres structures froides à méso-échelle (B et C) observées ailleurs au niveau intermédiaire. Cette dimension (en particulier celle des structures B et C qui sont moins bien échantillonnées) est cependant en partie induite par la longueur de corrélation de l'analyse objective, bien que l'observation de structures d'échelle sensiblement supérieure au rayon interne de déformation ne soit pas exceptionnelle (Gaillard et al., 1996, Cushman-Roisin et Tang, 1990).

Les diagrammes  $\theta$ -S des stations 22 (structure A) et 34 (structure C) sont montrés fig. 2.2. On peut y voir que les caractéristiques des zones A et C sont comparables entre 400 et 500 m, et appartiennent au domaine de l'AIW du Groenland. Aucune station hydrologique n'est disponible dans la structure B. Cependant, aucun saut significatif n'est observé sur les mesures de pression du VCM01 (une fois retranchés

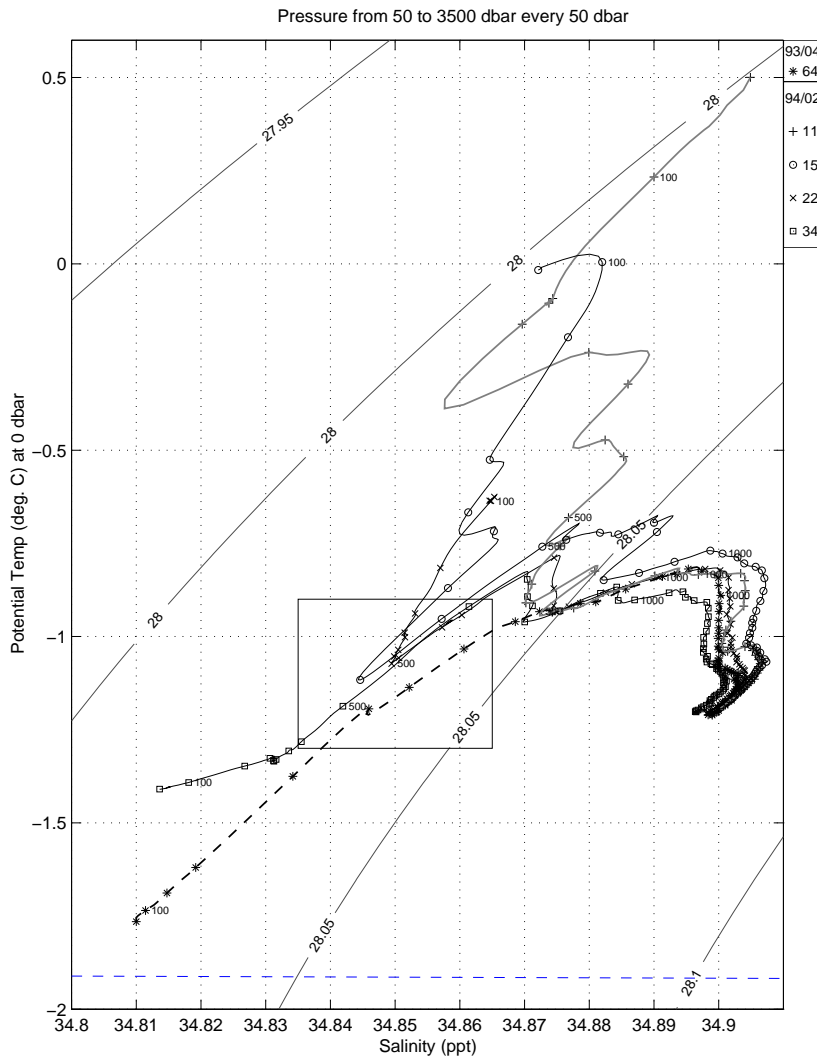


FIG. 2.2: Les stations 15, 22 et 34, prise le long de la section à  $75^{\circ}\text{N}$  avant la principale tempête de mars 1994, montrent l'AIW du Groenland entre 400 et 500 m de profondeur (à l'intérieur de la boîte). La station 64 de 1993 (au centre du Gyre du Groenland) est donnée à titre de comparaison.

les effets thermiques, cf. annexe A); donc on peut raisonnablement penser que la densité à cette profondeur n'est pas fortement contrastée de part et d'autre du front thermique. Il est ainsi très probable que la faible température mesurée par le VCM01 dans la structure B soit aussi représentative d'une poche d'AIW du Groenland.

Au niveau peu profond (270 m, fig. 2.3), les structures méso-échelle sont moins prononcées, mais puisque cette profondeur correspond à la base de la couche de mélange de surface, qui est fortement influencée par le forçage météorologique, les



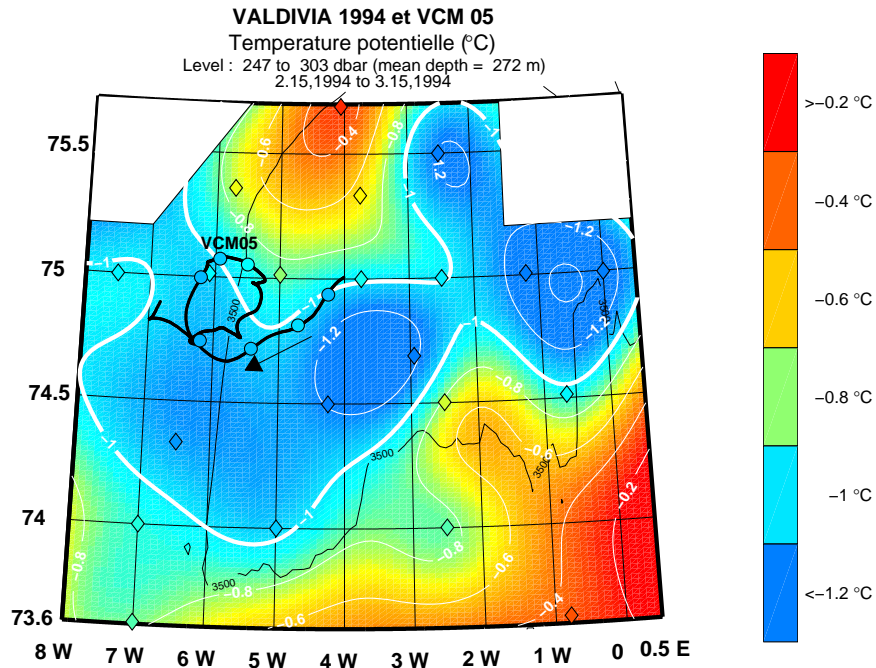


FIG. 2.3: Analyse objective des températures à environ 270 m en utilisant les données hydrologiques et le flotteur 05 (même conventions que dans la fig. 2.1b).

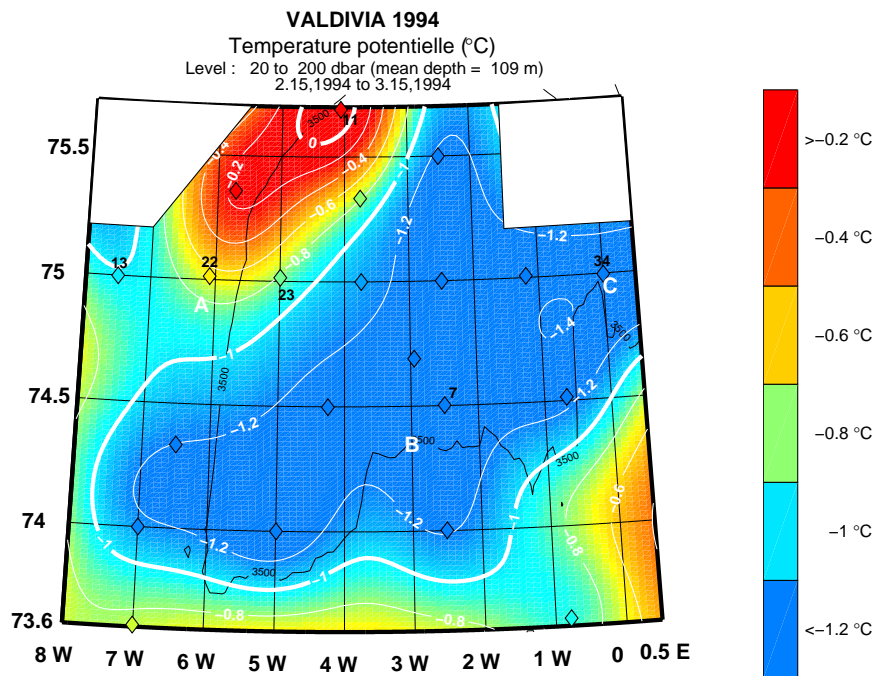


FIG. 2.4: Analyse objective des températures moyennées entre 20 et 200 m en utilisant les données hydrologiques (même conventions que dans la fig. 2.1a).

informations fournies par cette coupe ne sont que faiblement synoptiques. Cependant, l'advection de la MAW au nord du gyre est encore aussi manifeste qu'en surface. Observée sur les 200 premiers mètres (fig. 2.4), l'extension horizontale de cette langue donne lieu à la signature chaude de surface du tourbillon anticyclonique A au dessus de la poche d'AIW du Groenland (fig. 2.2, stat. 22).

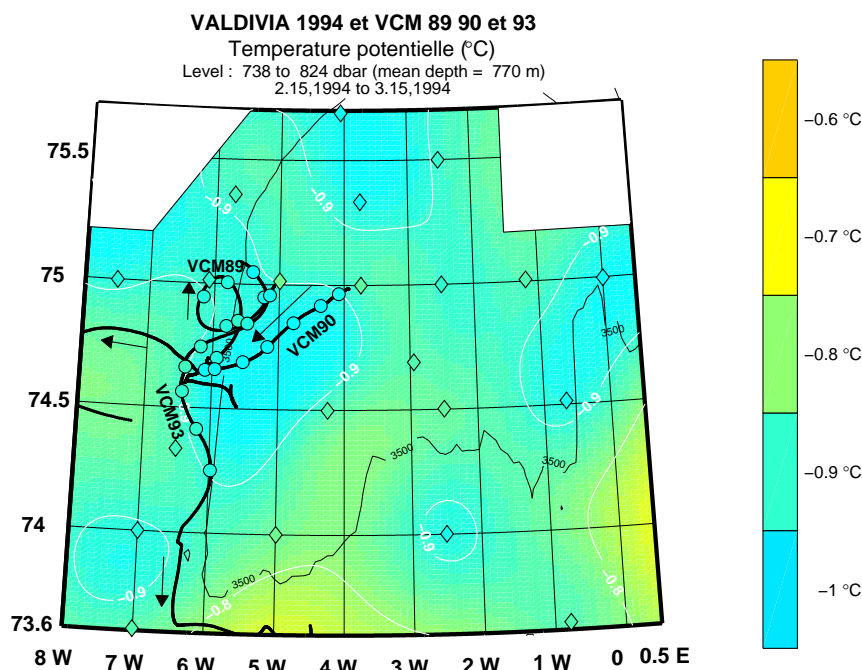


FIG. 2.5: Analyse objective des températures à environ 770 m en utilisant les données hydrologiques et des flotteurs (même conventions que dans la fig. 2.1b).

Le niveau profond (770 m, fig. 2.5) est représentatif de l'AIW qui est en grande partie non modifiée par la convection semi-profonde de 1994. Cette eau est caractérisée par des températures homogènes entre  $-0.9^{\circ}\text{C}$  et  $-0.8^{\circ}\text{C}$ . Il n'y a pas de MAW observée au niveau profond.

## 2.3 Description du tourbillon A à $75^{\circ}\text{N}$ $6^{\circ}\text{W}$

### 2.3.1 Description hydrologique

Un tourbillon (A) anticyclonique et de méso-échelle est clairement identifié vers  $74^{\circ}50'\text{N}$ ,  $6^{\circ}\text{W}$  sur 5 des 7 trajectoires (fig. 2.1b, 2.3 et 2.5), établissant la nature

tourbillonnaire et anticyclonique de la dépression isopycnaie déjà observée sur les sections hydrologiques (fig. 1.8c and 1.8f, stations 22 et 88). La signature chaude de surface du tourbillon est confirmée par l'image AVHRR (fig. 1.4) à  $-0.5^{\circ}\text{C}$ , en accord avec les valeurs SST in situ à la station 22 ( $-0.65^{\circ}\text{C}$ ). Les données des flotteurs confirment la persistance de cette structure, puisque 4 d'entre eux sont piégés autour d'elle pendant environ 40 jours sans dérive moyenne significative. Malgré la difficulté de déterminer précisément l'étendue de ce tourbillon, le jeu de données complet nous permet de déduire l'existence d'une structure centrale de 30 km de diamètre allant au moins jusqu'à 1200 m de profondeur avant le 15 mars, soit juste avant l'importante tempête de mars 1994. En dépit de la très faible stratification de densité verticale dans ce tourbillon, on observe des gradients verticaux de température et de salinité assez significatifs, avec l'eau plutôt chaude et salée de surface (MAW) recouvrant une masse froide (GAIW) entre 300 m et 500 m, autour de laquelle dérivent la plupart des flotteurs. Après la tempête (fig. 1.8), le gradient de densité n'a diminué que légèrement mais les contrastes  $\theta$ -S ont disparu et les isopycnes se sont nettement approfondies, rendant la composante barocline du tourbillon sensible dès 1500 m de profondeur.

Les vitesses géostrophiques ont été calculées à travers la section à  $75^{\circ}\text{N}$ , en supposant une vitesse de référence nulle à 3000 m ou à 1500 m en février 1994 (fig. 2.6a-b) et à 1500 m en mars 1994 (fig. 2.6c). La comparaison des figures 2.6a et 2.6b permet de voir que les structures baroclines sont toutes légèrement plus profondes que 1500 m, puisque la vitesse en surface augmente d'environ  $5 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$  quand elle est calculée à partir d'une référence à 3000 m (au lieu de 1500 m) en février. En appliquant cette remarque à la section de mars, on peut déduire que les valeurs maximales de la composante barocline de la vitesse ont été obtenues autour du tourbillon anticyclonique A, et ne dépassent pas  $1.5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  en février et  $2.5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  en mars (hormis au voisinage du front arctique). Dans cette même zone, toutes les vitesses horizontales moyennes des flotteurs sont d'environ  $5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  (ou plus), aussi bien à 400 m qu'à 800 m de profondeur. On peut donc conclure que la circulation serait très barotrope, en faisant l'hypothèse que l'on n'ait pas sous-estimé la composante barocline du fait de l'espacement des stations. Les mesures ADCP

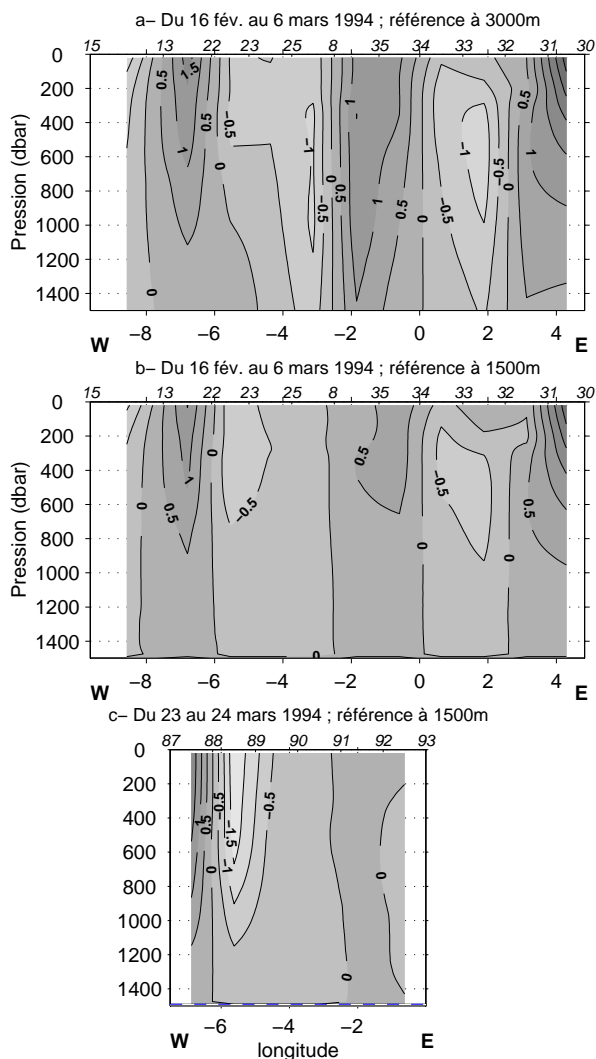


FIG. 2.6: Coupes verticales à  $75^\circ\text{N}$  indiquant les vitesses géostrophiques perpendiculaires à la section (en  $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ , positives vers le nord) et calculées par intégration des anomalies de densité (a-b) en février et (c) en mars 1994 (cf fig. 1.8c-f). La vitesse est choisie nulle au niveau de référence pris à (a) 3000 m, (b-c) 1500 m.

obtenues durant l'hiver 1988-1989 au mouillage M319 ( $75^\circ\text{N}$   $5^\circ\text{W}$ ) par Schott et al. (1993) ont tendance à confirmer ce résultat.

### 2.3.2 Calcul des paramètres cinématiques

Les paramètres cinétiques différentiels (notés DKP) sont la vorticité (notée *vor*), la divergence (notée *div*), le cisaillement (noté *shr*) et l'étirement (noté *str*). Ils

permettent de définir intégralement les propriétés cinétiques du fluide et s'expriment à partir des gradients spatiaux du champ de vitesse moyen  $(\bar{u}, \bar{v})$  :

$$\begin{aligned} g_{11} &= \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} & g_{12} &= \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ g_{21} &= \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} & g_{22} &= \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \end{aligned} \quad (2.1)$$

par

$$vor = g_{21} - g_{12} = (\vec{\nabla} \times \vec{u}) \cdot \vec{k} \quad (2.2)$$

$$div = g_{11} + g_{22} = \vec{\nabla}_h \cdot \vec{u} \quad (2.3)$$

$$shr = g_{21} + g_{12} \quad (2.4)$$

$$str = g_{11} - g_{22} \quad (2.5)$$

Ils présentent un grand intérêt dans le cas de l'étude des tourbillons et peuvent être déterminés par une régression linéaire des données de vitesse de plusieurs flotteurs lagrangiens. La principale limitation de cette démarche est l'hypothèse d'homogénéité des gradients de vitesses, qui impose au minimum que les flotteurs soient piégés dans le même tourbillon. Cette hypothèse sera discutée en fin d'étude.

La méthode utilisée ici est fondée sur les travaux de Okubo et Ebbesmeyer (1976) et sur ceux de Sanderson (1995). La principale différence entre les deux études réside dans le choix du point central (X,Y) à partir duquel sont estimés les gradients de vitesse. Chez les premiers auteurs, ce point est choisi au barycentre des flotteurs. La méthode est alors appliquée à un instant donné et nécessite au minimum N=5 flotteurs dont 4 pour la détermination des 4 paramètres et 1 pour l'évaluation des erreurs. Chez le second auteur, ce point (X,Y) est choisi comme le centre du tourbillon, qui est inconnu a priori (ainsi que sa vitesse (U,V)) et doit être déterminé par la régression linéaire. Celle-ci est exécutée sur un segment temporel (glissant) de longueur équivalente à T échantillonnages de positions de flotteurs, durée pendant laquelle on suppose que les DKP sont stationnaires.

Les 2 méthodes ne montrant pas de différences au niveau des résultats sur les

DKP, on choisit le centre (X,Y) défini par

$$X = \frac{1}{N * T} \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^T x_i(k), \quad Y = \frac{1}{N * T} \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^T y_i(k) \quad (2.6)$$

soit le barycentre des N flotteurs de position (xi(k),yi(k)) moyenné sur T pas de temps. On exprime ensuite les vitesses connues ( $u_i, v_i$ ) des flotteurs :

$$\begin{cases} u_i = U + g_{11}(x_i - X) + g_{12}(y_i - Y) + u'_i \\ v_i = V + g_{21}(x_i - X) + g_{22}(y_i - Y) + v'_i \end{cases} \quad (2.7)$$

où ( $u'_i, v'_i$ ) sont les vitesses résiduelles. Les équations (2.7) sont applicables à chaque pas de temps. Il est possible de réécrire ces équations sous forme matricielle :

$$\mathbf{U} = \mathbf{R}\mathbf{A} + \mathbf{E} \quad (2.8)$$

avec

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} u_1(t_1) & v_1(t_1) \\ \vdots & \vdots \\ u_N(t_1) & v_N(t_1) \\ \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots \\ u_1(t_T) & v_1(t_T) \\ \vdots & \vdots \\ u_N(t_T) & v_N(t_T) \end{pmatrix} \quad \mathbf{R} = \begin{pmatrix} 1 & x_1(t_1) - X & y_1(t_1) - Y \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & x_N(t_1) - X & y_N(t_1) - Y \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & x_1(t_T) - X & y_1(t_T) - Y \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & x_N(t_T) - X & y_N(t_T) - Y \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} u'_1(t_1) & v'_1(t_1) \\ \vdots & \vdots \\ u'_N(t_1) & v'_N(t_1) \\ \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots \\ u'_1(t_T) & v'_1(t_T) \\ \vdots & \vdots \\ u'_N(t_T) & v'_N(t_T) \end{pmatrix} \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} U & V \\ g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

On détermine alors la matrice  $\mathbf{A}$  par régression linéaire :

$$\mathbf{A} = (\mathbf{R}^\perp \mathbf{R})^{-1} \mathbf{R}^\perp \mathbf{U} \quad (2.10)$$

et la matrice résiduelle par

$$\mathbf{E} = \mathbf{U} - \mathbf{R}\mathbf{A} \quad (2.11)$$

Les résultats de ce calcul sont montrés figure 2.7. Les 5 flotteurs influencés ou piégés par le tourbillon (03, 04, 05, 89 et 90) ont été utilisés en dépit de leur différence de profondeur. Ce choix est basé sur le constat du caractère fortement barotrope du tourbillon. Le centre du tourbillon est estimé être à  $74.9^\circ\text{N}$  et  $5.8^\circ\text{W}$  et paraît assez stable jusqu'au jour 78. Le calcul des paramètres différentiels est d'autant plus fiable que les flotteurs sont bien répartis autour du tourbillon, donc que leur barycentre est proche du centre réel du tourbillon. Le calcul semble alors optimum entre les jours 65 et 75, pendant lesquels une vorticité relative quasiment constante de  $(-5 \pm 1) \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  est calculée, soit  $f/30$ . Pendant ces 10 jours, les valeurs des autres paramètres varient entre  $-3$  et  $+1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ . Excepté jour 69, elles restent inférieures à la moitié de la vorticité, indiquant que le mouvement de rotation solide anticyclonique domine sur les autres déformations. Ce mouvement de rotation quasi solide n'est cependant vérifié que dans la région où dérivent les flotteurs, c'est-à-dire à une distance variant de 7 km à 15 km du centre de rotation. Les flotteurs ne se sont jamais approché plus près du centre du tourbillon, mais il est fortement probable que la vorticité y soit plus élevée. Après le jour 75, l'étirement devient comparable à la vorticité, en raison de l'éloignement des 2 VCM profonds (respectivement au sud et à l'ouest), et l'hypothèse d'homogénéité des gradients de vitesses n'est probablement plus vérifiée à ces échelles.

La faible vorticité observée dans le tourbillon A indique qu'il n'est pas en équilibre cyclostrophique, contrairement aux anneaux à cœur chaud anticycloniques rencontrés dans le Gulf Stream et comparables au tourbillon A par leur diamètre, leur profondeur et leur faible stratification au centre (Joyce et Stalcup, 1985 ; Dewar, 1987).

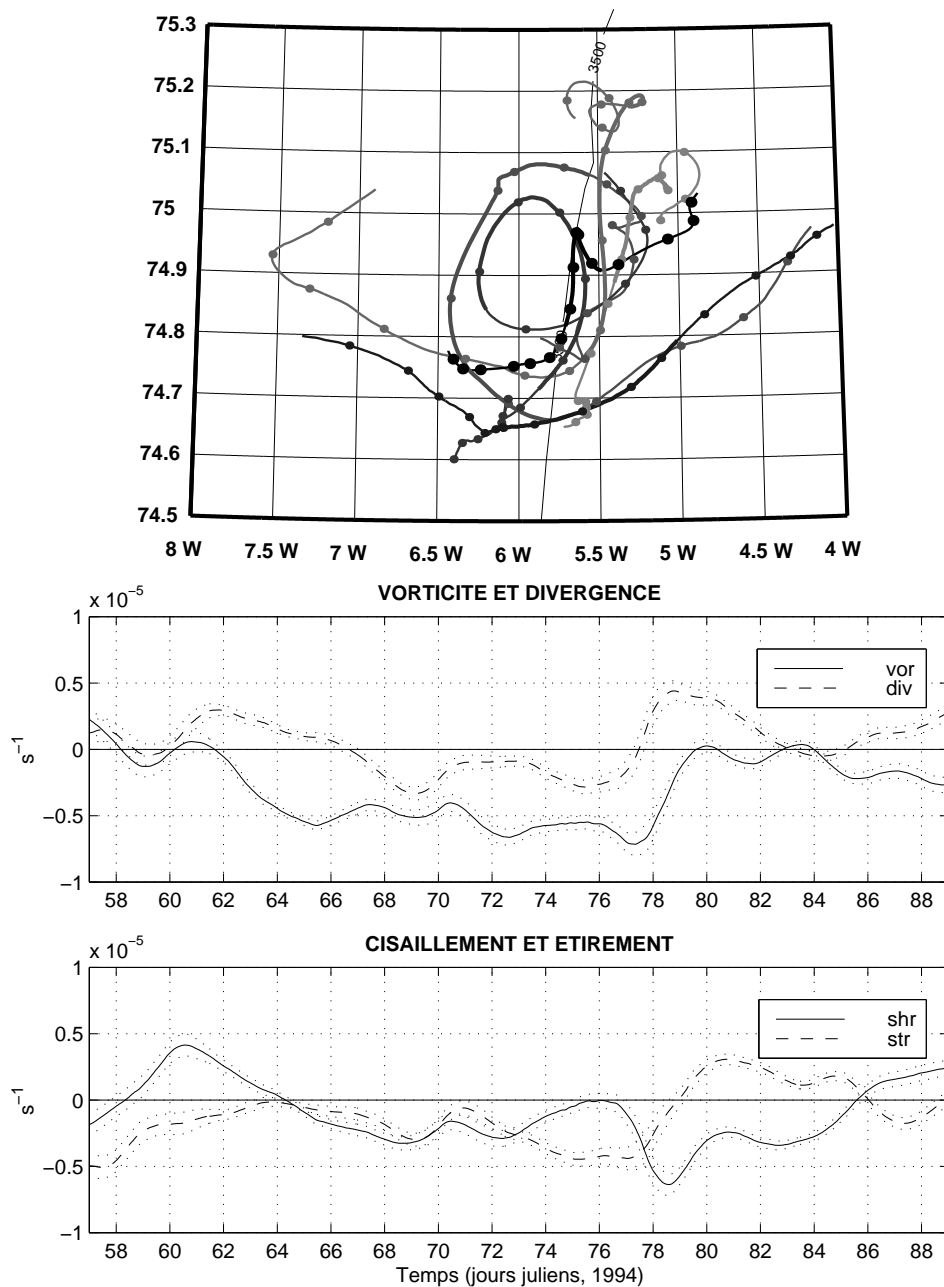


FIG. 2.7: Résultat de l'étude cinématique du tourbillon à partir des données de 5 flotteurs sur des segments de  $48^h$ . (a) Trajectoires des flotteurs et de leur barycentre (en noir); un point est marqué tous les 2 jours et les tracés sont plus épais entre les jours 65 et 75. (b) Vorticité et divergence; (c) Cisaillement et étirement. Les paramètres sont tracés avec leur erreur associée.



## 2.4 Quantification de l'advection de MAW

Nous avons pu constater précédemment que le tourbillon A était influencé en surface par l'advection de MAW dans le gyre. Cette advection contribue certainement à l'augmentation de la salinité d'est en ouest dans le Gyre du Groenland, et elle est probablement en partie responsable de l'ouverture du Nordbukta pendant les années où l'Is Odden apparaît. Ce dernier point est bien illustré par les mesures effectuées au mouillage M5 (76°N 6°W sur le bord de glace) pendant l'expérience GSP de 1989, année où s'est formé l'Is Odden/Nordbukta. En effet, entre fin janvier et fin avril 1989, le signal de température à 90 m (Morawitz et al., 1996, fig. 1.3) montre 3 événements principaux de forte advection chaude, d'une durée de 10 jours. Le premier événement coïncide avec la première ouverture du Nordbukta. Plus tard, le signal n'est pas clairement corrélé à la variation de l'étendue du Nordbukta, probablement parce que l'entraînement par convection du maximum intermédiaire de température apporte alors une contribution prédominante au réchauffement de la couche de mélange (Visbeck et al., 1995). Un réchauffement transitoire dans le centre de la Mer du Groenland la même année (à 200 m) avait déjà été analysé et interprété comme de l'advection horizontale d'eau d'origine atlantique par Roach et al. (1993) (dont la signature  $\theta$ -S est typique de la MAW). L'advection de cette eau n'interdit pas le scénario quasi 1D de convection avec divergence de glace décrit par Visbeck et al. (1995), qui doivent prescrire un export de glace de 8 mm par jour pour pouvoir reproduire l'approfondissement de la couche mélangée en 1989. En restant modérée, l'advection de MAW ajouterait une source de chaleur et de sel qui réduirait ou même supprimerait la vitesse de dérive de glace nécessaire à la phase de convection dite « haline » dans la Nordbukta.

Bien qu'étant un trait de la circulation à grande échelle (voir section 1.2.1), l'advection de MAW dans le Gyre du Groenland a essentiellement une signature à méso-échelle (fig. 1.8). Nous allons montrer qu'elle a fortement interagi en 1994 avec le tourbillon A, nous permettant d'estimer sa vitesse d'advection dans le gyre. L'évolution d'une langue relativement chaude de MAW orientée vers le sud le long de 6°W est illustrée par des cartes journalières de température de surface (fig. 2.8). L'extension de cette intrusion jusqu'à 74°30'N le 26 février (fig. 2.8b) est encore

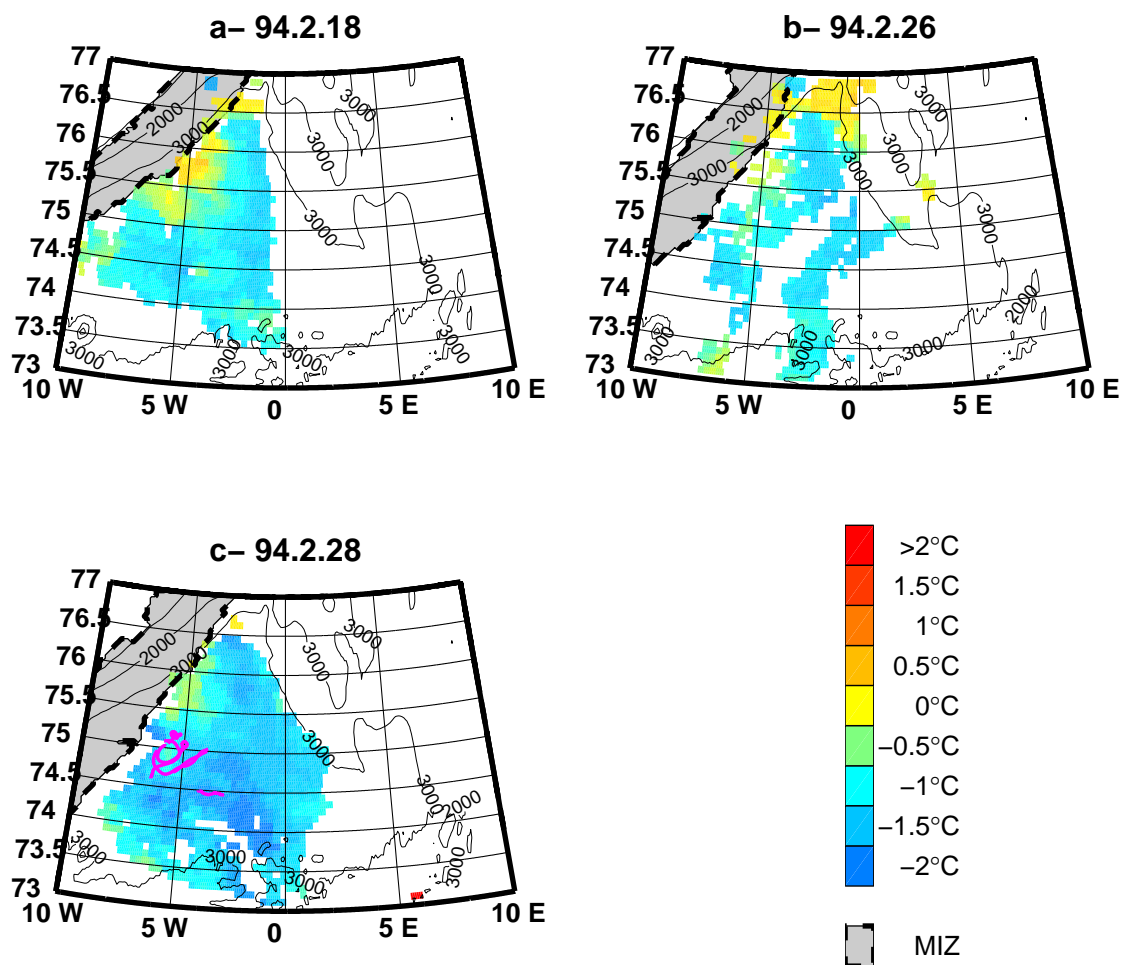


FIG. 2.8: Température de surface (AVHRR, images composites des passes de jour et de nuit du satellite) (a) le 18 fév., (b) le 26 fév., (c) le 28 fév. 1994. Le bord de glace (SSM/I) est indiqué par le bord est de la zone marginale de glace (MIZ). Sur (c) sont indiquées les trajectoires des flotteurs entre le 25 fév. et le 10 mars 1994 : les VCM tournent autour du tourbillon A dont on observe la SST relativement chaude. Les cartes (a) et (b) suggèrent que cette signature provient de l'advection par le nord-ouest.

visible 2 jours plus tard au-dessus des flotteurs dont les trajectoires (à profondeur intermédiaire) nous permettent de situer précisément le tourbillon A (fig. 2.8c). On observe également que le gradient méridien (N-S) de température (fig. 2.8a) est indicatif du refroidissement de la MAW lors de son cheminement vers le sud, faisant de cette advection une des sources possibles d'AIW chaude et salée (wsAIW).

Dans le secteur nord-ouest du Gyre du Groenland, la wsAIW a une densité telle qu'elle peut se trouver soit au dessus soit entre des eaux d'origine locale. Les différentes possibilités d'advection donnent alors différents types de diagrammes  $\theta$ -S. Ainsi les stations 22 et 23 (fig. 2.9a et 1.8), séparées de seulement 40 km, montrent la wsAIW respectivement en surface et à profondeur intermédiaire. Ces profils  $\theta$ -S assez contrastés appartiennent pourtant tous les deux au tourbillon anticyclonique A, et la station 88, que l'on pense être légèrement au nord du centre du tourbillon (même emplacement que la station 22 mais un mois plus tard, voir fig. 1.8), montre un fort mélange des différentes masses d'eau jusqu'à 800 m, en réponse au forçage de surface. L'influence de l'advection de la MAW est encore visible dans le léger gradient thermique vertical positif de la couche de mélange (fig. 2.9a), et peut expliquer les faibles pertes de chaleur dans la colonne d'eau, comparées aux pertes de chaleur en surface. La fig. 2.9b compare le profil de la station 88 avec le résultat d'un modèle uni-dimensionnel de la couche de mélange initialisé avec les profils  $\theta$ -S de la station 22 et forcé avec les flux ECMWF (multipliés par 0.6, conformément à l'étude 1D section 1.3.2).

L'advection de la MAW peut être grossièrement quantifiée en mars par l'estimation de l'évolution moyenne du contenu thermique du tourbillon A à partir de deux ensembles de 3 stations prises dans le tourbillon à un mois d'intervalle. En effet, sachant par les trajectoires des flotteurs que le tourbillon est resté relativement stable en mars 94, on peut chercher à estimer la vitesse d'advection vers le sud de la MAW, considérée comme une langue d'eau chaude sur les sections horizontales au dessus de 500 m de profondeur. En supposant qu'il n'y a pas de contraste de température sous 500 m de profondeur (fig. 2.5), un calcul de flux de chaleur à travers un volume

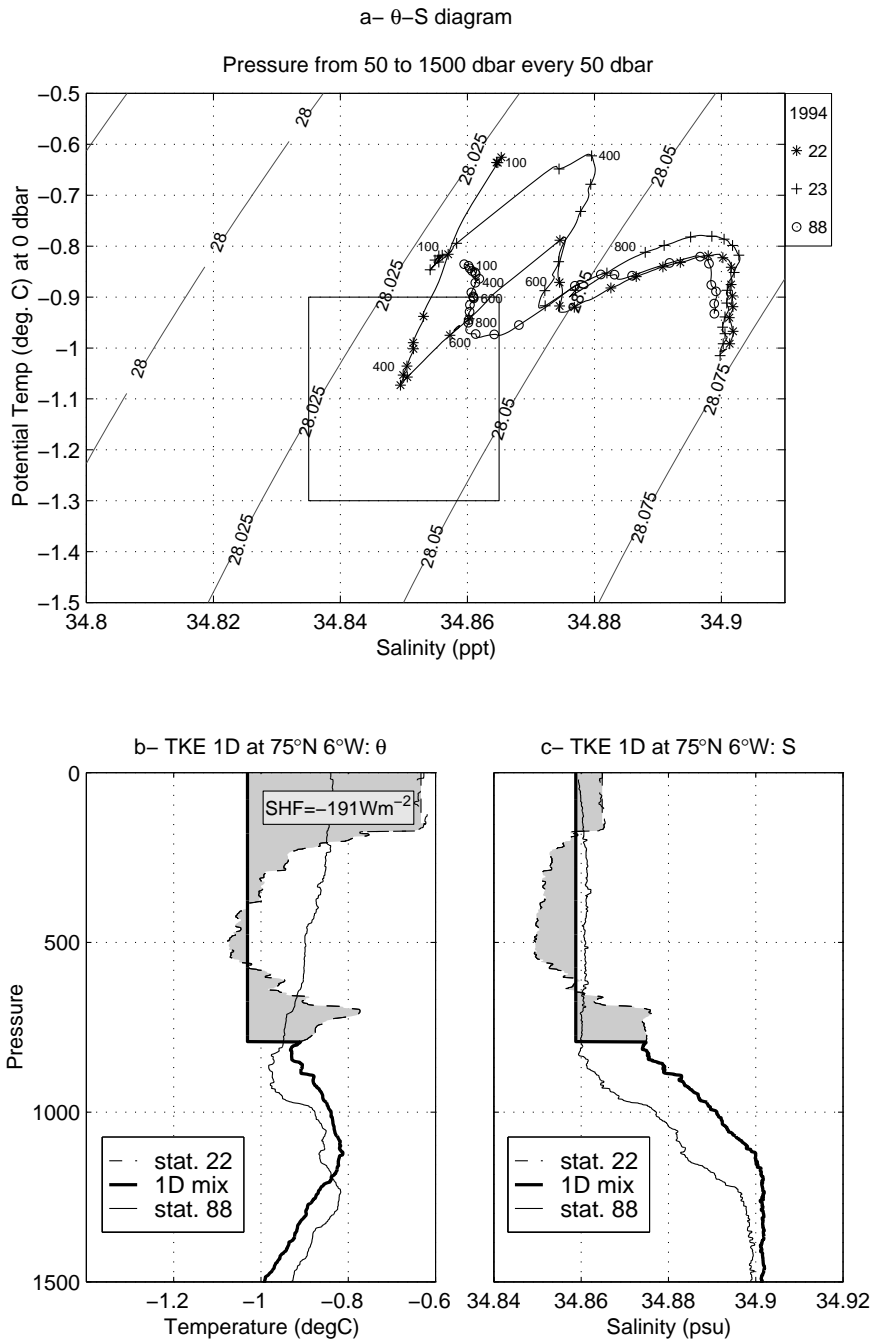


FIG. 2.9: Etude de l'évolution des propriétés  $\theta$ -S dans le tourbillon A. a) diagramme  $\theta$ -S des stations situées dans le tourbillon A avant (stations 22 et 23) et après (station 88) la convection profonde. b) Profils de températures potentielles aux stations centrales 22 et 88 (traits pointillés et fins) et résultat d'un modèle uni-dimensionnel de la couche de mélange initialisé à partir de la station 22 et forcé par ECMWF (SHF indique les flux de chaleur de surface moyennés en temps entre les stations 22 et 88). c) Profils de salinité correspondants.

de contrôle de profondeur  $h$  donne :

$$h' \rho c \frac{\partial T}{\partial x} v = -\rho c \frac{\Delta T}{\Delta t} h - Q_s$$

où  $h$  est la profondeur finale de la couche de mélange,  $h'$  l'épaisseur de la couche advectée,  $x$  la direction d'advection,  $v$  la vitesse moyenne d'advection (inconnue ici) et  $\rho c$  la capacité calorifique volumique de l'eau ( $\rho c = 4 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Le premier terme de l'équation représente la chaleur advectée horizontalement ; le second terme est le bilan thermique dans le volume de contrôle estimé à  $-50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  à partir de la variation moyenne de température  $\Delta T$  des 800 premiers mètres ( $h$ ) entre les 2 legs (en  $\Delta t = 30 \text{ jours}$ ) ; le troisième terme est la perte moyenne de chaleur en surface estimée à  $200 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  d'après le modèle ECMWF. Le gradient thermique horizontal  $\frac{\partial T}{\partial x}$  est estimé à environ  $10^{-5} \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$  à partir d'une analyse objective du champ de température moyen entre 20 et 500 m ( $h'$ ). De ces valeurs nous déduisons une vitesse moyenne d'advection de l'ordre de  $v \approx 1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  pour la MAW dans le Gyre du Groenland. Cette estimation ne peut pas tenir compte de la nature tourbillonnaire et intermittente du Courant de Retour Atlantique (RAC ; Quadfasel et Meincke, 1987 ; Gascard et al., 1995). Elle doit être comprise comme un ordre de grandeur de l'advection moyenne pour mars 1994 et met ainsi l'accent sur l'importance des aspects tri-dimensionnels dans les phénomènes convectifs qui se sont produits dans la région du tourbillon A.

Le contraste halin entre la MAW advectée et l'AIW du Groenland est inférieur à  $2 \cdot 10^{-2} \text{ psu}$ , et le très faible accroissement de sel dans le tourbillon (nul au centre, fig. 2.9c, mais  $+0.5 \cdot 10^{-2} \text{ psu}$  en moyenne sur le tourbillon) est cohérent avec l'advection calculée, bien qu'il soit également très proche de la limite de précision des mesures de salinité.

## 2.5 Evolution du tourbillon A après la convection

Pendant avril 94, le tourbillon se déplace vers le sud. Cette observation est principalement déduite des flotteurs 04 et 89 (à 420 m et 830 m respectivement, fig. 2.10), dont les boucles anticycloniques successives de la partie sud sont séparées de 10 jours

et de 15 km. La température mesurée par le VCM89, en chutant exceptionnellement à  $-1.1^{\circ}\text{C}$  entre les jours 106 et 114 (les températures sont visibles fig. 3.6), nous conforte dans l'idée que ce flotteur a bien dérivé dans le tourbillon A. En supposant que cette circulation reste quasi-barotrope, la vitesse d'advection moyenne estimée pour le tourbillon est donc de l'ordre de  $1.5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ .

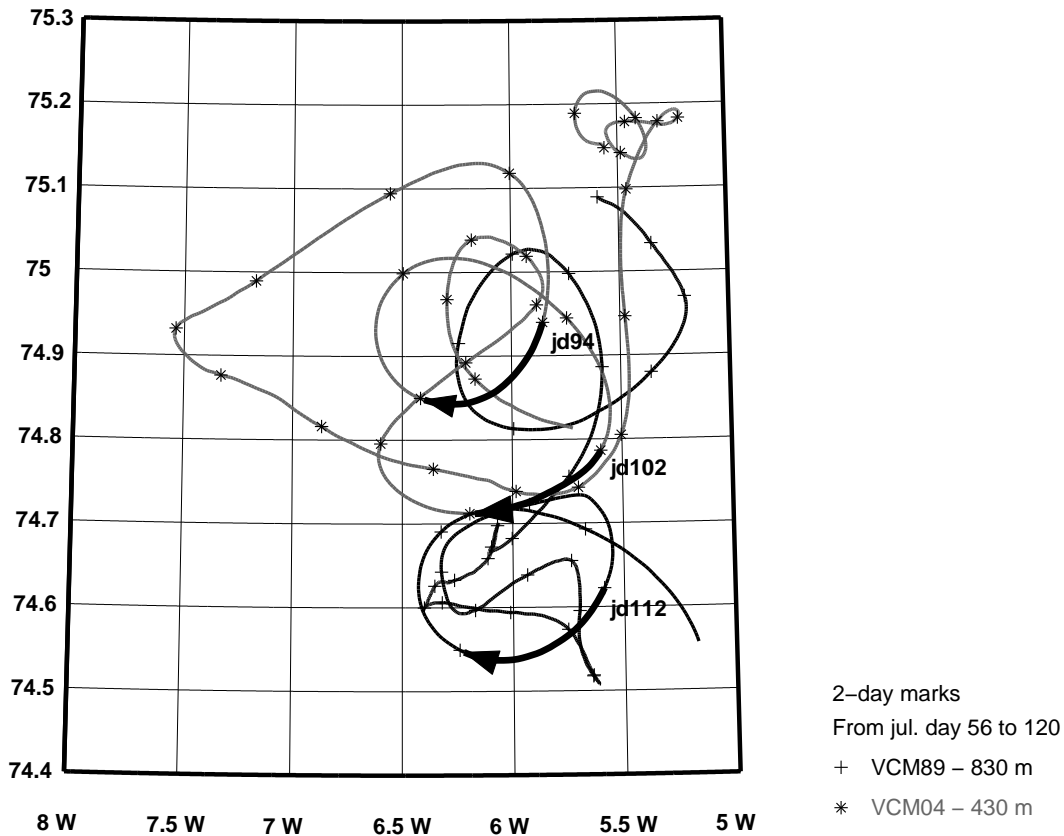


FIG. 2.10: Les trajectoires du VCM04 (430 m) et du VCM89 (830 m) illustrent l'évolution du tourbillon anticyclonique A : après être resté immobile durant les périodes de préconditionnement et de convection, le tourbillon a commencé à se déplacer vers le sud en avril à la vitesse moyenne de  $1.5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ . Les deux flotteurs décrivent des boucles d'environ 20 km de diamètre avec une période entre 6 et 8 jours, qui permet d'estimer grossièrement une vorticité de  $-10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .

De ce constat, plusieurs remarques s'imposent. Tout d'abord, le tourbillon A a survécu au mélange intense associé à la convection pendant un mois (peut-être plus), conservant un diamètre d'au moins 30 km. Sur les trajectoires de ces flotteurs, aucun signe d'instabilité barocline n'est visible. On n'observe pas non plus de tourbillons de taille comparable au rayon interne de déformation, qui pourraient être le signe a posteriori de cette instabilité (Saunders, 1973, Gascard, 1978). D'autre part, la vitesse et la direction d'advection du tourbillon en avril sont comparables à celles de la MAW trouvées précédemment et conformes à la circulation moyenne dans le bassin. C'est la stabilité du tourbillon pendant tout le mois de mars (pendant lequel l'estimation d'advection de MAW a été faite) qui est en fait assez remarquable.

Nous reviendrons au chapitre 4 sur l'évolution des structures de méso-échelle dans la région du tourbillon A lors de la phase post-convective.

## 2.6 Synthèse et discussion

### Origine présumée du tourbillon anticyclonique

Avant la tempête de la mi-mars, la structure A est composée d'une couche de surface de wsAIW advectée, superposée à un minimum de température entre 300 et 600 m, caractéristique de l'AIW du Groenland. La GAIW, comme son nom l'indique, est formée dans le Gyre du Groenland, ce qui suggère que nous avons affaire dans ce cas à une rémanence d'événements convectifs antérieurs. Le Gyre du Groenland est connu pour être une région marquée par une circulation cyclonique à grande échelle. Pendant toute l'année sauf en hiver, ses eaux intermédiaires (et profondes) sont isolées du forçage de surface par une couche mince d'eau peu salée et chaude. De plus, de nombreuses campagnes en été ont relevé de fréquentes structures à méso-échelle, assez peu salées et froides, sous la surface, et de grande épaisseur (G. Budéus, communication personnelle). C'est pourquoi nous pensons que quelques poches d'AIW du Groenland déstratifiée peuvent perdurer toute l'année, agissant comme des noyaux de minimum de vorticité potentielle favorisant la convection l'hiver suivant. Les sections de température successives à 75°N sont données fig. 2.11 pour avril et mai 93 ainsi que février et mars 94 (déjà visibles sur la fig. 1.8). La

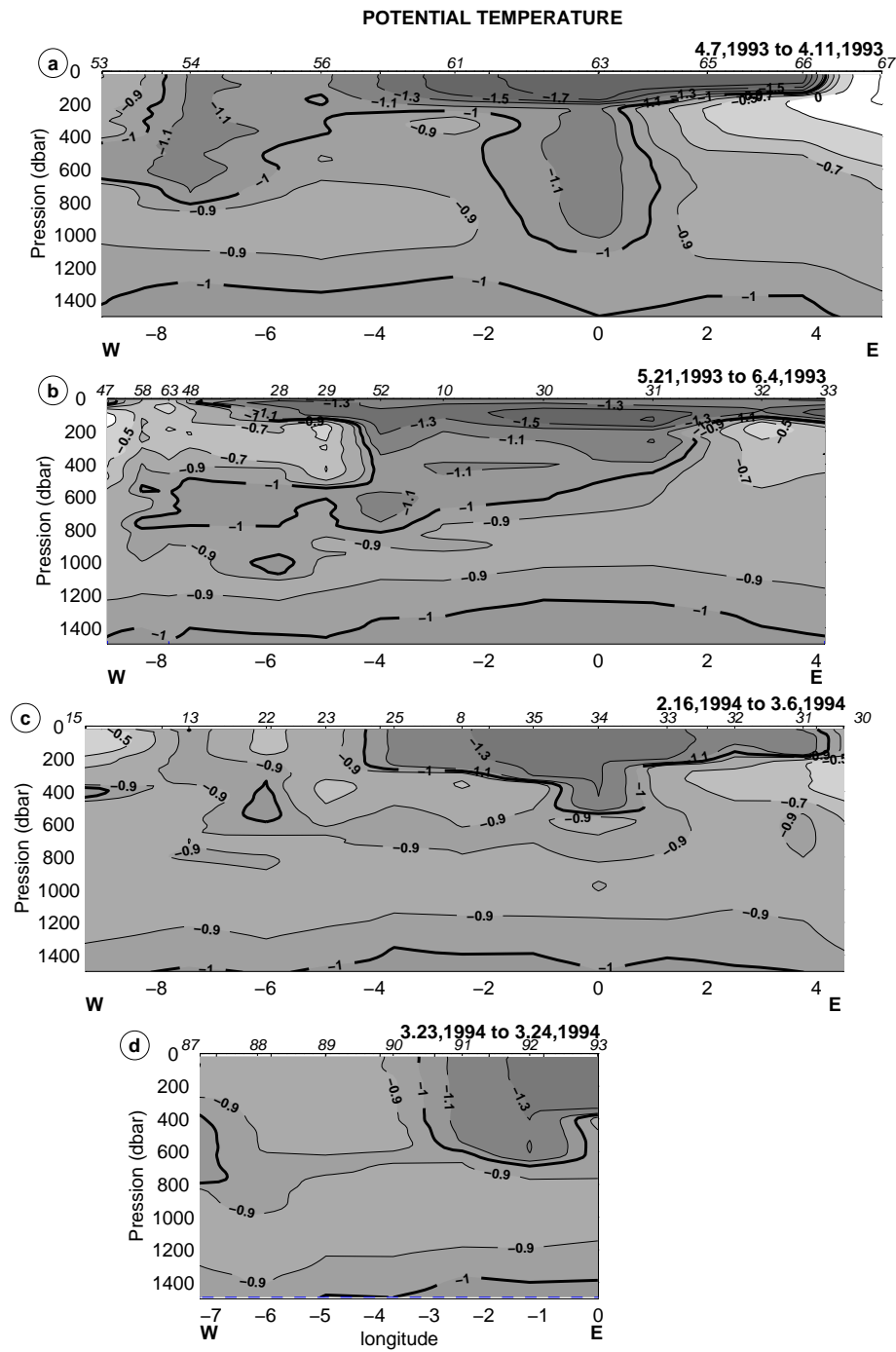


FIG. 2.11: Sections verticales de température à  $75^{\circ}\text{N}$  en fonction de la profondeur (missions Polarstern et Valdivia). a) Début avril 1993; b) fin mai 1993; c) fin février 1994; d) fin mars 1994. L'AIW du Groenland est approximativement identifiée par une température inférieure à  $-1^{\circ}\text{C}$  et une profondeur supérieure à 300 m. Sa subduction sous la wsAIW est mise en évidence sur les sections successives de 1993, et provoque très probablement des poches rémanentes (ou des tourbillons) visibles sur la section de préconditionnement de 1994.



portion occidentale de la section d'avril 93 (fig. 2.11b) montre de façon frappante le recouvrement de l'AIW du Groenland par une advection de wsAIW. Ceci peut expliquer l'existence en 1994 d'une structure isolée d'AIW du Groenland rémanente (fig. 2.11c, stations 22 et 15), dont les caractéristiques  $\theta$ -S sont très proches de la couche de subsurface à la station 34 ( $0^\circ$ W, voir également fig. 2.2) et de celle de la couche de mélange à la station 54 (1993, fig. 1.7a and 2.11a).

De cette observation, et en tenant compte de la signature relativement profonde du mouvement anticyclonique de la structure A (fig. 1.8f) ainsi que de la disposition de masses d'eau très distinctes en son sein, nous suggérons que le tourbillon A peut résulter de l'advection de la MAW depuis le Courant de Retour Atlantique (RAC) au dessus d'une structure anticyclonique « fossile » contenant de l'AIW du Groenland et résultant d'événements convectifs antérieurs. La remarquable compensation de densité dans les contrastes  $\theta$ -S ainsi que les vitesses comparables d'advection de MAW et de la composante barocline du tourbillon sont de nature à favoriser le piégeage de l'eau advectée. Les implications dynamiques de ce couplage doivent encore être vérifiées par une étude analytique ou par un modèle, mais il s'agit de l'explication la plus plausible pour l'existence de la structure tourbillonnaire A, qui semble jouer un rôle important dans le préconditionnement du mélange profond en 1994 et ne constitue probablement pas un cas unique dans le gyre.

Les structures intermédiaires froides à méso-échelle (A, C et peut-être B) identifiées partiellement en 1994 sont des tourbillons anticycloniques de 30 à 40 km, dont nous ne connaissons pas précisément l'origine. Dans les régions où la convection profonde se manifeste de façon très marquée, il n'est pas exceptionnel d'observer de telles échelles durant la phase de préconditionnement, comme en attestent par exemple les résultats de l'hiver 1992 en Mer Méditerranée (Gaillard et al., 1996). Ces structures pourraient provenir de l'effondrement de cheminées de l'hiver précédent, comme observé en Mer Méditerranée (Gascard, 1978; Hermann et Owens, 1993; Send et Marshall, 1995), en Mer du Labrador (Clarke et Gascard, 1983), et en Mer du Groenland (Morawitz et al., 1996) à la suite d'événements convectifs intenses déclenchant une convection très profonde. L'océan aurait alors de la « mémoire », comme l'a déjà souligné S. Häkkinen (1995) sur la base d'arguments à plus grande

échelle. Lors des expériences de 1994 en Mer du Groenland, on n'a pas observé de structures du type « cheminée », barocliniquement instables et générant des tourbillons à méso-échelle. Ceci peut être dû à la faible intensité de la convection (elle-même liée au forçage relativement faible), mais aussi à la limitation inhérente à nos observations en 1994.

### **Le tourbillon A comme élément de préconditionnement ?**

En 1994, les profondeurs atteintes par la convection varient au moins de 400 à 800 m (fig. 1.8). Fin mars, la couche de mélange la plus épaisse est trouvée dans le tourbillon A. Le cœur froid et relativement déstratifié de ce tourbillon (fig. 1.8a) a manifestement agi comme un élément de préconditionnement. La température post-convective résultante dans le tourbillon A est probablement plus faible que ne le suggèrent les données hydrologiques (fig. 1.8d). En effet, tous les flotteurs situés à proximité indiquent une température inférieure à  $-1^{\circ}\text{C}$ . Vers mi-avril, le VCM89 situé à 830 m et piégé dans le tourbillon A (fig. 2.10), atteste la présence d'AIW du Groenland à cette profondeur par sa température à  $-1.1^{\circ}\text{C}$ .

En surface, le tourbillon A est marqué par l'advection de MAW entrant par le nord-ouest du bassin (fig. 2.8). De salinité comparable au cœur froid du tourbillon, cette influence est sensible sur les 300 premiers mètres sous la forme de wsAIW dont la stratification essentiellement thermique est rapidement érodée par les flux de chaleur météorologiques. Ainsi, l'advection d'une eau chaude et relativement salée en surface n'est pas un élément défavorable au préconditionnement de la convection profonde, car son contenu thermique est rapidement évacué par les flux en surface, alors que son contenu halin constitue un facteur favorable au mélange plus profond. En revanche, l'advection de wsAIW à une profondeur intermédiaire serait probablement plus défavorable (sans être inhibante, comme nous l'avons déjà vu) dans la mesure où les flux en surface peuvent plus difficilement évacuer la chaleur accumulée en profondeur et réduire la stratification.

Après une étude des processus de mélange (chapitre 3), nous verrons mieux chapitre 4 en quoi le tourbillon A était un site privilégié de ce mélange et proposerons quelques arguments permettant de mieux comprendre sa stabilité.

## Chapitre 3

# Vitesses verticales et mécanismes convectifs de petite échelle

### 3.1 Ondes internes et panaches

L'originalité du flotteur SOFARGOS-VCM est sa capacité à mesurer la vitesse verticale du fluide environnant, qu'elle soit relativement faible (quelques dixièmes de  $mm\cdot s^{-1}$ ) ou au contraire très forte (jusqu'à  $10\ cm\cdot s^{-1}$ ). La réponse dynamique du flotteur est discutée dans l'annexe A.3. Nous y vérifions qu'il est correct de négliger les mouvements du flotteur devant ceux du fluide. Nous montrons que, en bonne approximation dans le domaine de fréquences étudié, la réponse du capteur de déplacements verticaux (hélice à axe vertical) est proportionnelle à l'excitation que constituent les mouvements verticaux de l'eau, ce qui revient à prendre un pas d'hélice constant. Les vitesses verticales de l'eau sont alors déduites par dérivation temporelle des rotations du flotteur. Le résultat des mesures est donné fig. 3.1. Les mouvements d'eau sont caractérisés par d'amples oscillations à haute fréquence et l'entraînement en 10 jours de plusieurs kilomètres d'eau vers le haut (fig. 3.1a). On retrouve également ce type de signal en 1993, mais décalé d'un mois, sur un flotteur situé à 530 m de profondeur, ce qui montre que les résultats obtenus en 1994 ne sont pas atypiques. Les vitesses moyennes associées à ces déplacements atteignent quelques  $mm\cdot s^{-1}$  (fig. 3.1b), et elles sont quasiment nulles pour les flotteurs vers 800 m de profondeur. Les résultats reportés sur la figure 3.1 montrent clairement

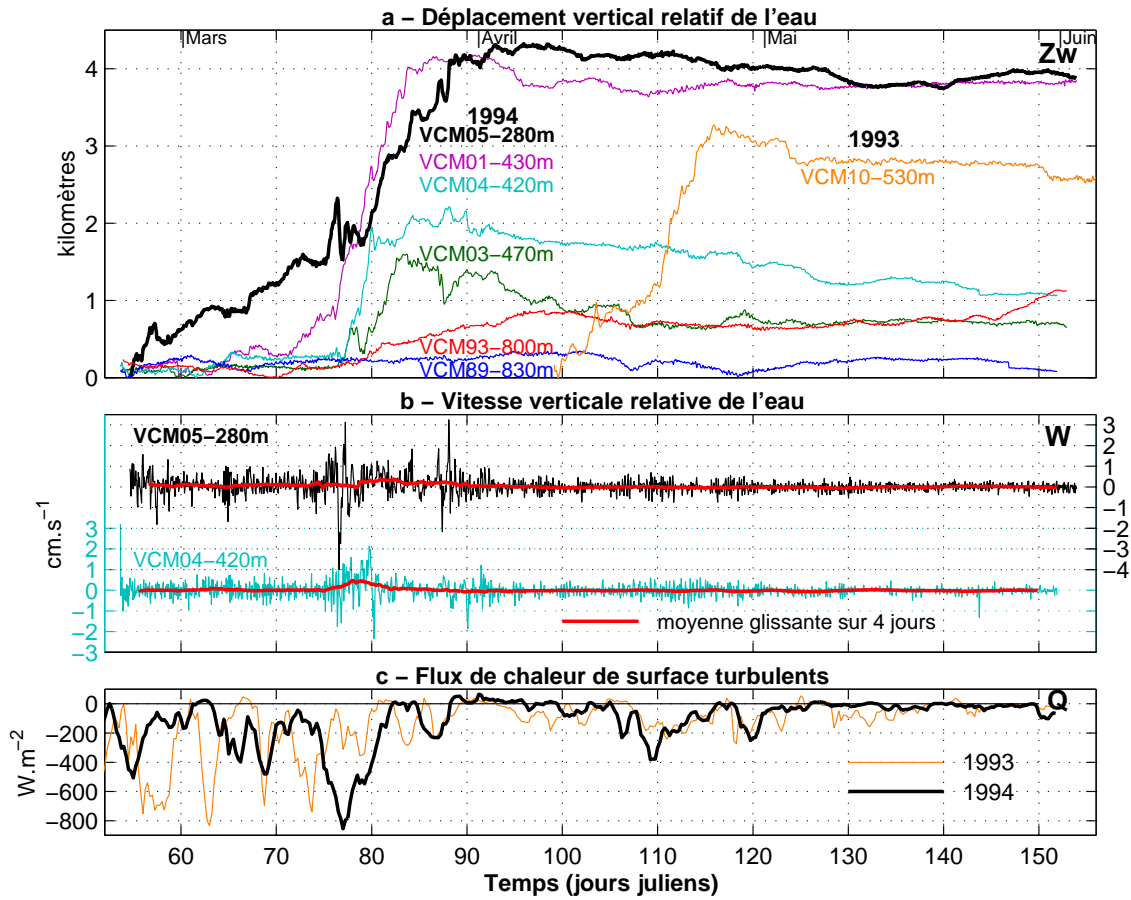


FIG. 3.1: Mesure des déplacements verticaux de l'eau par les VCM de 1993 et 1994 ayant dérivé entre 250 et 550 m. Seul le signal d'un VCM est montré en 1993, les 2 autres à ces profondeurs n'ayant pas mesuré de mouvements verticaux significatifs.

que les fortes ascendances d'eau, l'excitation de la composante haute fréquence de la vitesse verticale et les fortes pertes de chaleur en surface sont simultanées. On peut considérer cet ensemble d'observations comme l'expression de phénomènes convectifs.

La composante haute fréquence de la vitesse verticale est en partie interprétée comme une conséquence de la propagation d'ondes internes dans le milieu. En milieu stratifié, la relation de dispersion s'écrit

$$\omega^2 = f^2 \sin^2 \phi + N^2 \cos^2 \phi$$

où  $f$  et  $N$  sont respectivement le paramètre de Coriolis et la fréquence de Brünt-

Väisälä (équations 1.4 et 1.1), et  $\phi$  est l'angle du vecteur nombre d'onde  $\vec{k}$  avec l'horizontale. Ces ondes ont donc des pulsations comprises entre  $f$  et  $N$ , avec  $\vec{k}$  vertical pour les ondes inertielles ( $\omega = f$ ) et horizontal pour les ondes de stabilité (ou gravité,  $\omega = N$ ). On peut montrer que la vitesse de groupe de ces ondes est perpendiculaire à leur vitesse de phase, et qu'elle est très faible dans les deux cas limites des ondes d'inertie et de stabilité.

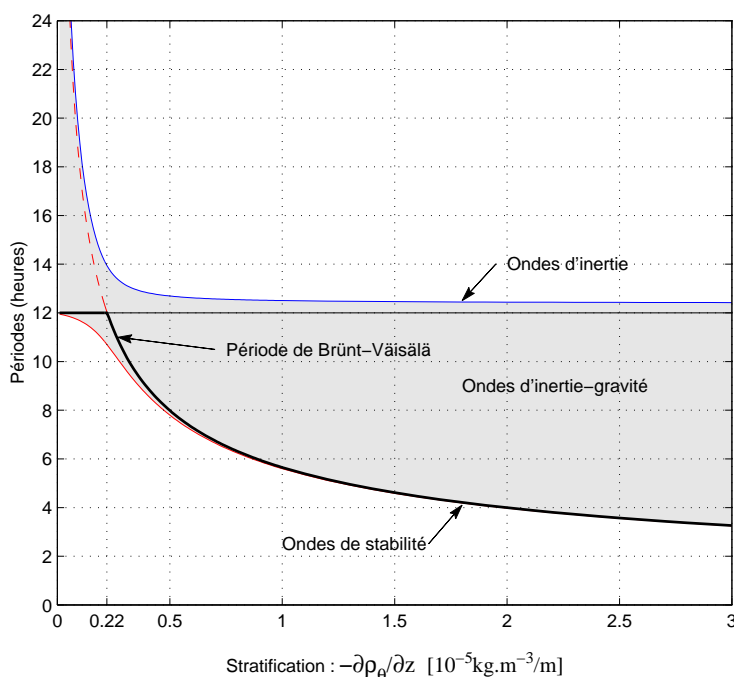


FIG. 3.2: Périodes des ondes d'inertie-gravité à  $75^\circ N$  en fonction de la stratification, tiré de Gascard (1973).

Lorsque le milieu devient relativement déstratifié, on ne peut plus négliger la composante horizontale de la rotation de la Terre ( $2\Omega \cos\phi$ ), et les limites fréquentielles du champ d'ondes internes sont alors modifiées (Gascard, 1973) : la pulsation des ondes de stabilité tend alors vers  $2\Omega$  (soit  $12^h$  en période) alors que celle des ondes d'inertie tend vers 0 (fig. 3.2). A une stratification critique correspondant à  $N = 2\Omega$ , le domaine de fréquences des ondes d'inertie-gravité pouvant se propager est minimum. De plus, des observations en Méditerranée (Gonella, 1970) et une étude analytique (Saint-Guily, 1972) indiquent que lorsque la stratification est très faible, les ondes d'inertie sont fortement atténuées et seules les ondes de stabilité peuvent

se développer (Gascard, 1975). Ainsi, l'observation de la période des oscillations verticales est représentative de l'état de stratification du milieu.

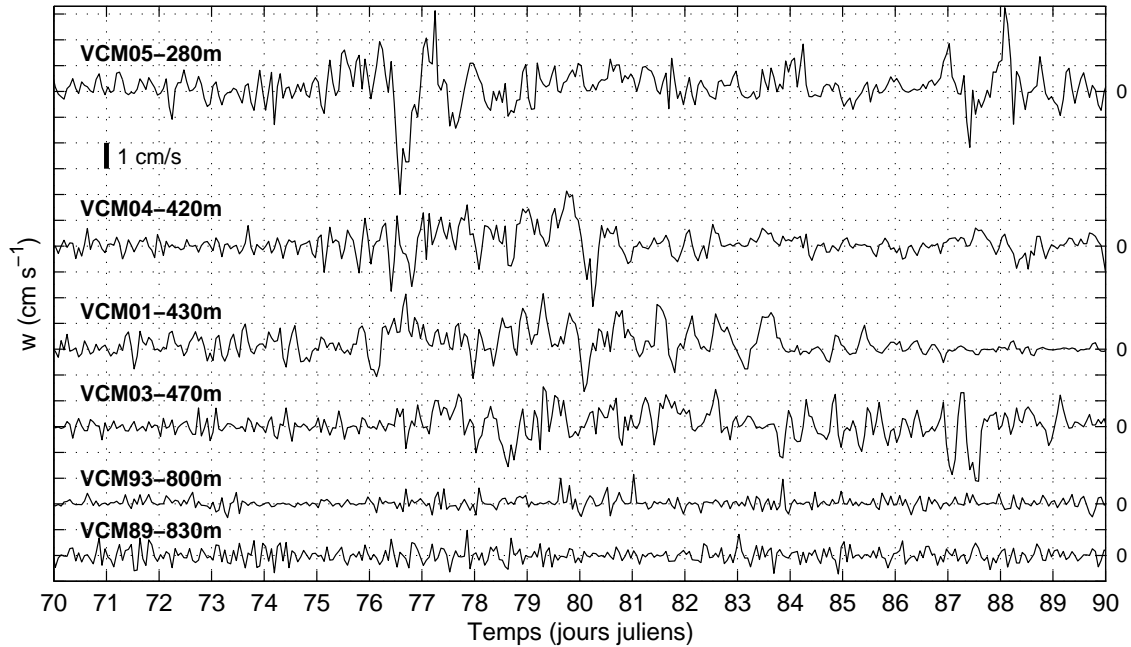


FIG. 3.3: Observation du régime convectif sur la mesure des vitesses verticales des 6 VCM

Les vitesses verticales associées à ces ondes augmentent avec leur période (Saint-Guilly, 1972). Elles atteignent des valeurs de l'ordre de  $1 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  pour une période de 6 heures et une amplitude crête à crête des mouvements verticaux de 100 mètres. Pour des périodes plus longues, l'amplitude des ondes de stabilité est limitée par les hétérogénéités de stratification selon la verticale, et en particulier par la profondeur de la couche mélangée. Les vitesses verticales mesurées en 1994 par les flotteurs en Mer du Groenland présentent des pics de  $4 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  au maximum du forçage (fig. 3.3), et celles observées en 1989 atteignaient  $5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  (Schott et al., 1993). En termes d'ondes de stabilité, ces vitesses représenteraient des ondes de plus de 500 m d'amplitude et devraient se propager dans un milieu devenu particulièrement turbulent en raison des fortes perturbations en surface (i.e. l'entraînement et les pertes de flottabilité).

Afin de mieux comprendre l'origine de ces très fortes vitesses verticales lors des pics de forçage atmosphérique, de nombreuses études numériques ont été menées sur

la convection profonde dans les années 90 (Jones et Marshall, 1993; Marshall et al., 1994; Paluszkiwicz et al., 1994; Denbo et Skillingstad, 1996). L'impossibilité de négliger les vitesses verticales devant les vitesses horizontales (aux petites échelles en particulier) a conduit à développer des modèles non hydrostatiques de fine résolution dans les 3 directions (de l'ordre de 100 m) qui mettent en évidence, lorsque les flux de flottabilité en surface sont intenses, des structures dynamiques propres au régime convectif et dénommées « plumes » (en anglais), que nous traduirons par « panaches » (en français). Ces structures turbulentes transitoires ont été également largement étudiées ces 10 dernières années dans des expériences de laboratoire (Fernando et al., 1989; Fernando et al., 1991; Maxworthy et Narimousa, 1994; Whitehead et al., 1996). Constitué d'un noyau de fortes vitesses descendantes entouré d'un domaine plus large de vitesses ascendantes plus faibles, un panache aurait une dimension horizontale (et verticale) de moins de 1 km et une durée de vie de l'ordre de quelques heures. Ces caractéristiques rendent leur observation particulièrement difficile dans l'océan. Néanmoins, dès 1969, pendant les expériences MEDOC, l'observation par des VCM de très fortes vitesses verticales, atteignant  $10 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  lors de mouvements descendants, est déjà associée à cette notion de panaches (Voorhis et Webb, 1970, Stommel et al., 1971). Des observations ultérieures, également en Mer Méditerranée (Schott et Leaman, 1991; Schott et al., 1996), confirment la corrélation entre les pics de perte de chaleur en surface et les pics de vitesse verticale; outre leur amplitude, le caractère asymétrique des fluctuations de vitesse verticale mesurée en des points fixes du Golfe du Lion (avec des pics de vitesses descendantes plus marqués que ceux des vitesses ascendantes) est utilisé en faveur de la théorie des panaches et comme caractère discriminant d'un régime d'ondes d'inertie-gravité. Les fortes vitesses verticales sont également observées dans les autres sites de convection étudiés. En Mer du Labrador (Gascard et Clarke, 1983), on a mesuré des vitesses descendantes de  $7 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ , et la décorrélation avec d'autres mesures à proximité a permis d'évaluer à 1 km l'échelle horizontale associée à ce signal. En Mer du Groenland (Schott et al., 1993), nous avons vu que des vitesses de  $5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  avaient été observées. Dans cette expérience de 1989, qui utilise des ADCP (Courantomètre Acoustique à effet Doppler), l'échelle horizontale des plumes est estimée entre 200

et 500 m, pour des profondeurs variant entre 1100 et 1500 m. Cependant le caractère fortement divergent des panaches qui est une conséquence de leur dynamique non hydrostatique et qui les distingue fondamentalement des ondes internes, n'a pas pu être clairement mis en évidence. Dans une étude sur le rôle des panaches dans la formation des eaux profondes, Send et Marshall ont montré que le transport vertical net intégré sur l'ensemble des panaches d'une région de convection doit être nul (Send et Marshall, 1995). C'est également ce qui semble être confirmé par les observations eulériennes de Schott et al. (1993), bien que les ADCP aient une résolution insuffisante pour mettre en évidence des vitesses de quelques  $mm \cdot s^{-1}$  comme celles mesurées en moyenne par les VCM de 1994 (fig. 3.1b).

En résumé, les fortes pertes de flottabilité en surface semblent déclencher un nouveau régime établi de convection non hydrostatique où, très probablement, le champ d'ondes internes laisse place à des ondes déferlantes et (ou) à un autre mode d'agitation turbulente caractérisé par des panaches. La taille de ces objets a pu être estimée en 1989 par Schott et al. (1993) à partir de mesures eulériennes par ADCP, mais elle est trop petite pour être identifiée en 1994 à partir des trajectoires des flotteurs. En revanche, la large gamme de vitesses verticales accessibles par les VCM rend possible l'étude et la caractérisation du changement de régime au sein de la couche de mélange entre l'état pré-convectif et l'état de mélange actif. Nous allons voir que cette transition est sensible sur 2 plans : tout d'abord, la fréquence moyenne du signal sort largement de la bande des ondes d'inertie-gravité et indique des fréquences beaucoup plus basses très probablement associées aux panaches ; ensuite, l'ascendance surprenante de 2000 à 4000 m d'eau en 10 jours mesurée par les flotteurs situés vers 400 m de profondeur peut être associée aux régions de convergence caractéristiques de la dynamique non hydrostatique et de la structure radiale particulière des panaches.



## 3.2 Evaluation des vitesses verticales en fonction des flux de flottabilité turbulents

### 3.2.1 Estimation des flux de flottabilité de surface

Le flux de flottabilité  $\mathcal{B}_0$  s'exprime en  $m^2 \cdot s^{-3}$  et se décompose en une composante thermique déduite des flux de chaleur  $Q_0$  et une composante haline déduite du bilan  $E - P$  (évaporation moins précipitation). La composante thermique s'écrit

$$\mathcal{B}_{0th} = \frac{g\alpha_0}{\rho c} Q_0 \quad (3.1)$$

où  $\rho c$  est la capacité thermique volumique de l'eau et  $\alpha_0$  son coefficient de dilatation thermique en surface. On prendra ici  $\alpha_0 = \alpha(T = 0^\circ C) = 5.2 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ C^{-1}$  (voir relation 3.6). La composante haline uniquement due à l'évaporation s'écrit

$$\mathcal{B}_{0v} = \frac{g\beta S}{\rho L_v} Q_l \quad (3.2)$$

où  $Q_l$  est le flux de chaleur latente,  $L_v$  la chaleur latente d'évaporation ( $2.45 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ),  $\beta$  le coefficient de contraction halin ( $7.75 \cdot 10^{-4} \text{ psu}^{-1}$ ) et  $S$  la salinité de surface (c'est-à-dire la différence de salinité entre l'eau et la vapeur, prise à 34.8 psu). Ainsi, en l'absence de précipitations, le rapport des flux de flottabilité thermique et haline est :

$$\frac{\mathcal{B}_{0v}}{\mathcal{B}_{0th}} = \frac{\alpha_0 L_v}{c\beta S} \frac{Q_l}{Q_0} \sim \frac{Q_l}{Q_0}$$

Or, d'après les estimations météorologiques, le flux de chaleur latente représente environ un quart de la somme des flux thermiques de surface, en particulier pendant les forçages importants. On en déduit donc que l'évaporation (hors précipitation) ne représente que 20% de la perte de flottabilité subie par les eaux de surface pendant les évènements convectifs. On notera que cette proportion est également respectée dans les bassins du Labrador et de la Méditerranée (Marshall et Schott, 1998, table 2.3.1). Sachant de plus que les estimations connues du bilan  $E - P$  sont proches de zéro, on choisit par la suite de négliger le flux de flottabilité haline devant le flux de flottabilité thermique.

### 3.2.2 Vitesse verticale et effet thermobarique

Développons l'évaluation  $w^*$  de la vitesse verticale  $w$  sous une forme explicite qui consiste à intégrer le flux de flottabilité turbulent sur toute la colonne d'eau en convection libre. Cette estimation ne tient pas compte de la rotation de la Terre, dont les effets seront discutés à l'occasion du dernier chapitre. On obtient alors (Garwood et al., 1994) :

$$w^{*3} = \int_{-h}^0 \mathcal{B}(z) dz = \int_{-h}^0 (\alpha g \overline{\theta w} - \beta g \overline{S w}) dz \simeq \int_{-h}^0 \frac{g\alpha}{\rho c} Q(z) dz \quad (3.3)$$

où  $h$  désigne la profondeur de la couche mélangée,  $\alpha$  et  $\beta$  les coefficients d'expansion thermique et halin,  $\rho c$  la capacité calorifique volumique de l'eau et  $Q(z)$  le flux de chaleur. Cette équation contient deux termes à préciser. Il faut d'abord choisir l'expression de  $Q(z)$ , et en particulier sa valeur à la base de la couche de mélange. La convection en Mer du Groenland étant, d'après les observations, essentiellement non-pénétrante, on prendra  $Q(-h) = 0$ . Ce choix sera discuté plus loin. L'approximation linéaire de  $Q(z)$  donne alors

$$\begin{cases} Q(z) = Q_0 \times \left(1 + \frac{z}{h}\right) & \text{pour } z \geq -h \\ Q(z) = 0 & \text{pour } z < -h \end{cases} \quad (3.4)$$

où  $Q_0$  est le flux de surface. Le 2<sup>ème</sup> terme à préciser est  $\alpha$ , puisque c'est précisément la dépendance de  $\alpha$  avec la pression qui engendre l'effet thermobarique. En conservant les notations de Garwood et al. (1994), on fait un développement limité de  $\alpha$  selon  $z$  à  $z=0$  :

$$\alpha \simeq \alpha_0 \left(1 + \frac{z}{\alpha_0} \left[ \frac{\partial \alpha}{\partial z} \right]_{z=0} \right) = \alpha_0 \left(1 - \frac{z}{H_\alpha} \right) \quad (3.5)$$

où  $H_\alpha$  représente la profondeur (positive) de doublement du coefficient  $\alpha$  par rapport à sa valeur en surface  $\alpha_0$ . La figure 3.4 donne l'allure de  $\alpha$  et les valeurs de  $H_\alpha$  pour différentes températures et une salinité  $S = 34.85 \text{ psu}$ . Notons au passage que  $\alpha_0$  est une fonction de la température que l'on peut estimer par approximation linéaire avec

$$\alpha_0 = (5.179 + 1.32T) \cdot 10^{-5} \quad (3.6)$$

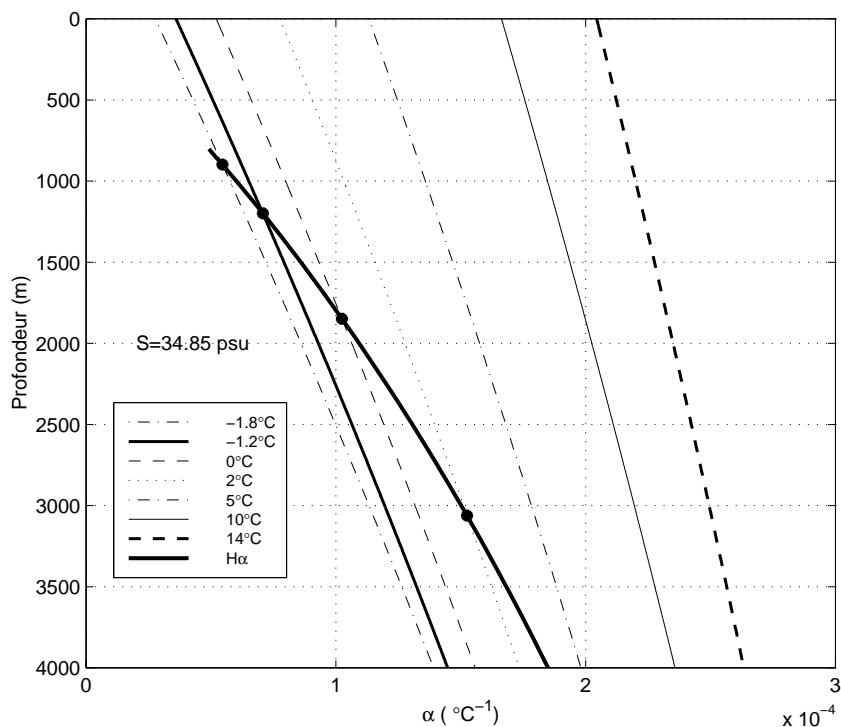


FIG. 3.4: Allure du coefficient de dilatation thermique  $\alpha(T, P)$  en fonction de la profondeur pour différentes températures, et courbe représentative de  $H_\alpha$

La figure 3.4 indique clairement que pour les températures typiques de la Mer du Groenland, l'effet thermobarique peut jouer un rôle non négligeable dans l'accélération des vitesses verticales. A partir des calculs numériques de  $\alpha(T, S)$ , on déduit l'approximation polynomiale de  $H_\alpha$  suivante illustrée par la courbe épaisse sur la figure 3.4 :

$$H_\alpha = -\frac{\alpha_0}{\left[\frac{\partial \alpha}{\partial z}\right]_{z=0}} = 1848.3 + 566.5T + 20.2T^2 \quad (3.7)$$

Introduisons maintenant (3.4) et (3.5) dans (3.3) :

$$w^{*3} = \frac{g\alpha_0 Q_0}{\rho c} \int_{-h}^0 \left(1 + \frac{z}{h}\right) \left(1 - \frac{z}{H_\alpha}\right) dz$$

ce qui donne après intégration :

$$w^* = \left[ \frac{1}{2} \mathcal{B}_0 h \left(1 + \frac{h}{3H_\alpha}\right) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.8)$$

Dans le cas  $H_\alpha \rightarrow \infty$  qui correspond à l'absence d'effet thermobarique, on retrouve bien que  $w^*$  est proportionnelle à  $(\mathcal{B}_0 h)^{1/3}$ , le coefficient  $\sqrt[3]{1/2} = 0.8$  étant représentatif du choix  $Q(-h) = 0$ . Choisir  $Q(-h) = Q_0$  amènerait ce coefficient à 1, soit une augmentation de 20% de l'évaluation de  $w^*$ . La figure 3.5 permet de visualiser l'influence de la dépendance de  $\alpha$  en température et en pression sur le calcul de  $w^*$  dans 2 sites de convection (la Mer du Groenland et la Mer Méditerranée), ceci en fonction de la profondeur de la couche mélangée.

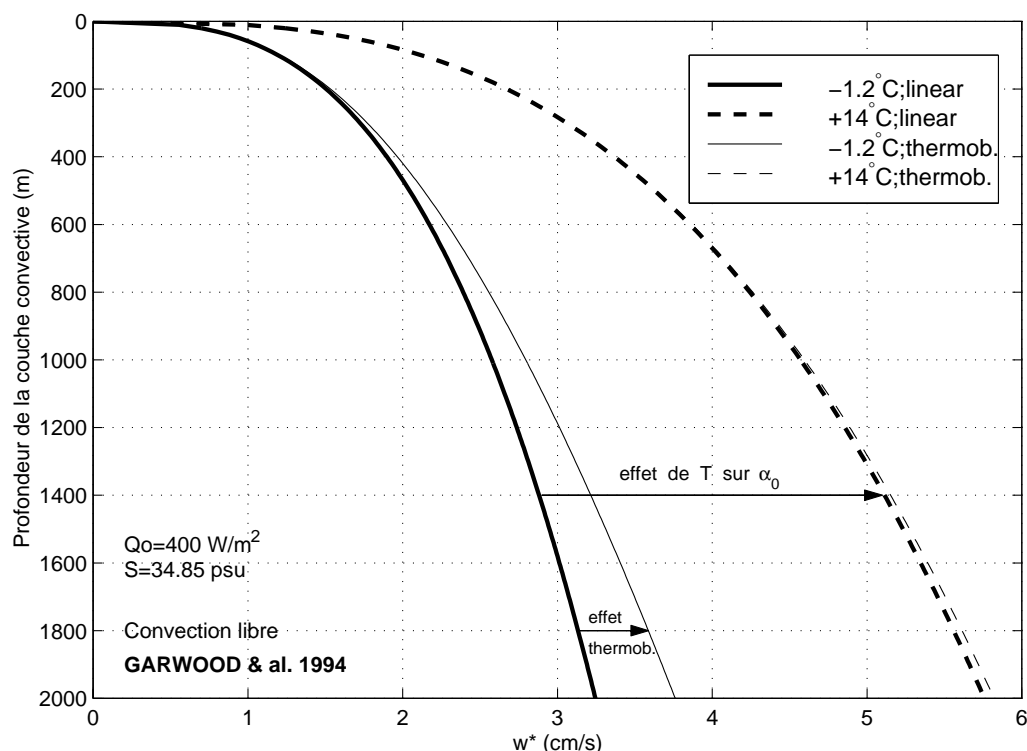


FIG. 3.5: Effet thermobarique sur l'estimation de  $w^*$  en Mer du Groenland ( $T = -1.2 \text{ }^\circ\text{C}$ ) et en Mer Méditerranée ( $T = 14 \text{ }^\circ\text{C}$ )

Si on considère la profondeur maximale de la couche de mélange en 1994, à savoir 800 m, le calcul de l'effet thermobarique indique une augmentation de  $w^*$  de moins de  $2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Afin de terminer cette étude sur l'effet thermobarique, il faut calculer la profondeur critique à partir de laquelle une particule d'eau initialement plus légère et plus froide que le fluide environnant et dans lequel elle coule, devient plus lourde sous l'effet des non-linéarités de l'équation d'état. En Mer du Groenland, l'eau sous la

couche mélangée est systématiquement plus chaude et plus salée, mais de densité peu différente (convection non pénétrante). Donc une particule d'eau expulsée de la couche mélangée sous l'effet d'un panache ou d'un mouvement ondulatoire sera plus compressible que les eaux plus chaudes environnantes et verra sa densité augmenter plus rapidement au cours de son trajet descendant. On comprend donc ici que plus il y a de contraste en température et en salinité entre la couche mélangée et la couche sous-jacente (avec compensation en densité bien-sûr), plus le milieu sera propice aux instabilités thermobariques. L'expression au premier ordre de la profondeur critique  $h_{cr}$  à partir de laquelle la particule provenant de la couche mélangée sera réaccélérée est donnée par Garwood et al. (1994) :

$$h_{cr} = \left[ \frac{\beta \Delta S}{\alpha_0 \Delta T} - 1 \right] H_\alpha \quad (3.9)$$

où on considère que la couche sous-jacente a des propriétés hydrologiques homogènes et où  $\Delta T$  et  $\Delta S$  représentent son augmentation en température et en salinité relativement à la couche mélangée. Le rapport  $\Delta S/\Delta T$  est calculé facilement sur les diagrammes  $\theta$ - $S$  par la pente de la droite qui relie le point représentatif de la couche homogène en surface et le premier point sous la thermocline. En 1994, on trouve un rapport relativement constant et égal à 0.083, soit  $h_{cr} \simeq 0.8 H_\alpha$ , ce qui donne environ 1000 m à  $-1^\circ C$ . Compte tenu des valeurs relativement faibles de la vitesse verticale mesurée, il est très peu probable qu'une particule d'eau ait assez d'énergie cinétique pour vaincre son excès de flottabilité jusqu'à plus de 200 m sous sa couche d'origine. On en conclut donc qu'en 1994, la couche convective n'a pas été assez profonde et assez froide pour sentir les effets thermobariques autrement que par une très légère accélération de ses mouvements convectifs.

### 3.3 Séries temporelles des VCM : analyse préliminaire

Nous allons nous appuyer sur l'expérience de 1994, qui a commencé plus tôt dans l'année que celle de 1993 et a été remarquable par l'absence totale de glace. En ac-

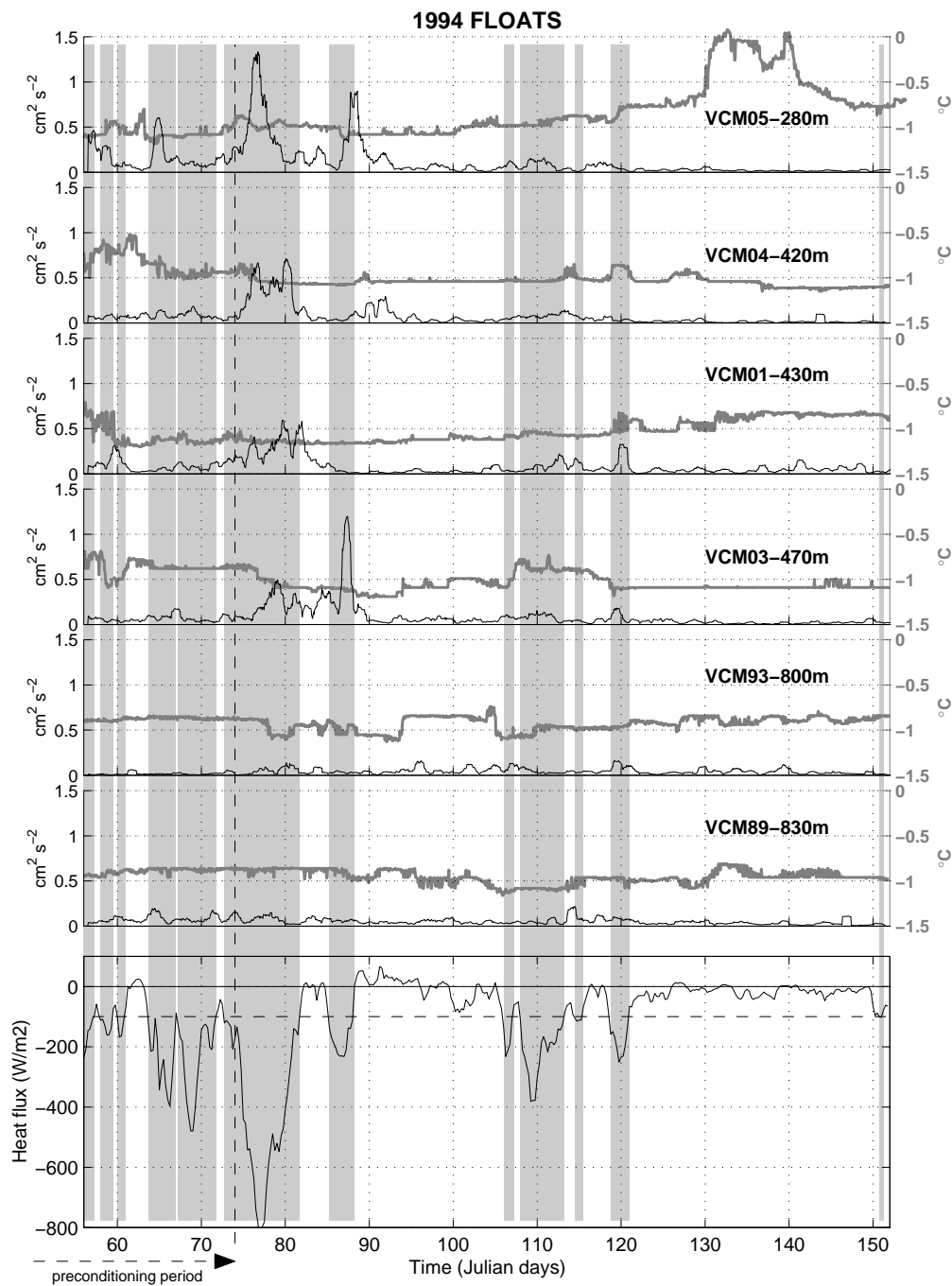


FIG. 3.6: Variance glissante de la composante haute fréquence des vitesses verticales (noires) et température in situ (grises) des flotteurs de 1994. Les flux de surface sont rappelés sur le graphe du bas, et les aires grisées correspondent aux moments où les pertes de chaleur dépassent  $100 \text{ W m}^{-2}$  (pointillés).

cord avec les résultats obtenus précédemment sur la convection avec des mouillages ADCP (Schott et al., 1993), la variance à haute fréquence  $\overline{W_w'^2}$  de la vitesse verticale  $W_w$  a été utilisée comme un indicateur de l'activité convective. Les données  $W_w$  sont préalablement filtrées avec un filtre passe-haut à  $1 \text{ jour}^{-1}$  puis leur variance est calculée sur des fenêtres glissantes de 1 jour (fig. 3.6)<sup>1</sup>. Comme observé précédemment avec les jeux de données eulériennes (Schott et Leaman, 1991 ; Schott et al., 1996), des pics de variance bien corrélés avec les fortes pertes de chaleur en surface ont également été relevés. Cependant, les valeurs de 1994 sont apparues environ deux fois plus faibles que celles de l'expérience de 1988-89 à des profondeurs équivalentes (Schott et al., 1993). Ceci démontre la plus faible intensité de la convection en 1994 par rapport à 1989, comme l'indiquent les valeurs moyennes relativement basses des flux de chaleur sensible et latente de surface en février et mars 94. Il est cependant possible que la méthode de mesure de  $W_w$  sur les VCM (moyennes sur 80 minutes) entraîne un léger sous-échantillonnage par rapport au contenu spectral de certains événements transitoires caractéristiques des panaches et une atténuation des valeurs des pics. Les flotteurs les plus profonds (VCM 89 et 93) n'ont pas conduit à des variances élevées, et ce durant toute l'expérience, en accord avec l'hydrologie qui n'a montré aucune modification significative en température et salinité en dessous de 650 m, excepté au centre du tourbillon anticyclonique (qui se trouve n'avoir été traversé par aucun flotteur).

Trois tempêtes d'origine polaire ont eu lieu en mars 1994. La première (94/03/04-11, jours juliens 63 à 70) n'a pas entraîné de réponse remarquable sur les variances des vitesses verticales, hormis pour le flotteur le moins profond (VCM 05, 280 mètres). Ceci confirme que le VCM 05 a dérivé aux alentours de la profondeur estimée de la couche de mélange pendant la période dite de préconditionnement. Le plus fort coup de vent polaire s'est produit entre le 15 et le 23 mars (jours juliens 74 à 82) et a déclenché un flux de surface turbulent atteignant rapidement  $800 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ .

---

<sup>1</sup>Le choix de cette fréquence de coupure est un compromis entre la nécessité de s'éloigner de la fréquence d'échantillonnage (afin de calculer la variance sur un nombre significatif de points) et la volonté d'étudier spécifiquement les hautes fréquences. Les études similaires sur les mesures des ADCP ont été faites avec une fréquence de coupure 4 fois plus haute, partiellement en raison de l'influence (indésirable ici) du cycle diurne de la migration du zooplankton (Fischer et Visbeck, 1993), et du meilleur échantillonnage (48 mesures par jour, contre 18 en 1994).

Celui-ci est clairement corrélé au pic significatif de  $\overline{W_w'^2}$  observé sur les 4 flotteurs situés entre 0 et 500 mètres, avec une intensité décroissante avec la profondeur ( $\sim 0.2 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-2} / 100 \text{ m}$ ), et un délai de réponse d'environ 1 *jour*/100 *m*. Ce dernier permet d'estimer une vitesse verticale de  $1 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ , qui est du même ordre de grandeur que la vitesse d'entraînement obtenue à partir des simulations d'approfondissement de la couche de mélange par le modèle TKE décrit à la section 1.3.2.

L'étude des mesures de température des flotteurs (fig. 3.6) pendant la phase de convection (jours juliens 74 à 82) fournit des informations complémentaires sur le milieu, dont l'analyse et l'interprétation sont données ici. Pendant le plus fort pic de variance du VCM05 (à 280 mètres), celui-ci voit sa température osciller légèrement et augmenter de  $0.1^\circ\text{C}$  en moyenne. En comparant la température des 200 premiers mètres avec celle de la profondeur à laquelle dérive le VCM05 (fig. 2.3 et 2.4), ce signal peut être interprété comme le mélange de la MAW de surface, refroidie (donc densifiée) par le forçage, avec la masse d'eau intermédiaire plus froide, dans laquelle dérivait initialement le VCM05.

Les VCM03 et 04 (situés à environ 450 mètres de profondeur et séparés de 10 km) subissent un refroidissement de  $0.2^\circ\text{C}$ , puis une stabilisation vers  $-1.1^\circ\text{C}$ . L'étude des trajectoires de ces flotteurs (fig. 2.1) montre que dans la même période de temps, ils s'éloignent de la source d'advection de MAW (plus chaude et moins profonde) pour dériver au sud du tourbillon A où l'eau des 200 premiers mètres est plus froide qu'au nord (fig. 2.4). De plus, on ne peut pas exclure l'hypothèse selon laquelle les flotteurs sont advectés dans le cœur intermédiaire d'eau froide pré-existant (interprété plus haut comme un reste d'AIW du Groenland). Il est donc probable ici que l'effet du mélange convectif attesté par les valeurs de  $\overline{W_w'^2}$  et l'effet advectif se conjuguent pour expliquer la chute de température de ces VCM.

La température du VCM01 (également situé vers 450 mètres, mais éloigné de 100 km) illustre un cas radicalement différent, puisqu'elle reste stable en moyenne (par rapport aux 10 jours précédents) à  $-1.2^\circ\text{C}$ . En début de forçage, le capteur de température enregistre une excitation haute fréquence de faible amplitude. Il est possible de l'interpréter comme un signal d'homogénéisation de toute la colonne



d'eau de la surface jusqu'au flotteur (au moins), puisque l'on sait que le flotteur dérive dans la région du bassin où la couche de mélange est largement influencée par des eaux froides du Courant de Jan Mayen. Au plus fort des flux de surface, la température du VCM01 ne montre plus aucune variation et stagne à  $-1.2^{\circ}C$ .

La stabilité de la température enregistrée par les flotteurs intermédiaires au moment où les mouvements verticaux sont les plus intenses peut paraître surprenante. On l'explique assez facilement par quelques ordres de grandeur : prenons une couche de mélange idéalement homogène à laquelle on applique un flux de flottabilité en surface  $\mathcal{B}_0$ . Ce flux crée une diminution de la flottabilité des particules d'eau en surface qui tendent donc à couler. Supposons que lors du mouvement convectif, on échange deux particules d'eau de différence de flottabilité  $\Delta b$ . Pour une stratification uniquement thermique, on a

$$\Delta b = g \frac{\Delta \rho}{\rho_o} = g \alpha \Delta T \quad (3.10)$$

Si le flux de flottabilité transporté par la convection est suffisant pour équilibrer le flux de flottabilité en surface, on peut poser  $\mathcal{B}_0 = w \Delta b$ . On obtient alors :

$$\Delta T = \frac{\mathcal{B}_0}{w g \alpha} \quad (3.11)$$

Si l'on utilise les valeurs observées dans le bassin pendant la phase de mélange, c'est-à-dire :

$$\mathcal{B}_0 = 6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}, \quad w = 2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}, \quad \alpha = 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ }^{\circ}C^{-1}, \quad g = 10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2},$$

alors on obtient  $\Delta T = 8 \cdot 10^{-3} \text{ }^{\circ}C$ , soit sensiblement moins que la précision des capteurs de température. Cet ordre de grandeur confirme donc bien qu'un flotteur dérivant dans une zone de convection peut avoir une température stable.

Revenons un moment sur le premier forçage météorologique de mars 94 (jours juliens 63 à 70), avant le forçage majeur analysé plus haut. Les faibles variances de vitesse verticale des VCM03 et 04 peuvent s'expliquer aisément si l'on considère que début mars, ils dérivent sous la couche mélangée dans une veine de wsAIW (en accord

avec leur température et la station 23 de la section à 75°N, fig. 1.8). En revanche, on remarque, d'après les mesures de température du VCM01, que ce flotteur se trouve déjà dans de l'eau du type AIW du Groenland à cette période, eau susceptible d'être déjà relativement déstratifiée (comme le confirmera l'analyse temps-fréquence de  $w$ ). Aussi, les faibles variances de vitesse verticale ne peuvent s'expliquer ici que par une stratification résiduelle au dessus du niveau du VCM01, telle que celle que l'on trouve dans les 200 premiers mètres de la station 34 à 75°N 0°W (fig. 1.8). Cette légère stratification, compatible avec l'origine polaire des eaux de surface de cette partie du bassin, aurait alors freiné les mouvements d'eau verticaux en dessous de 300 mètres jusqu'à être érodée au début du forçage de mi-mars.

### 3.4 Analyse des hautes fréquences dans les mesures de vitesse verticale des VCM

Les vitesses verticales mesurées par les flotteurs sont des signaux fondamentalement non-stationnaires car ils rendent compte des événements transitoires décrits précédemment. La convection, comme on l'a vu, est mise en évidence dans les mesures par l'augmentation des amplitudes des vitesses verticales. Si l'on dilate les séries temporelles correspondantes (fig. 3.3), il est clair que la convection est aussi corrélée à un changement dans la signature fréquentielle des vitesses verticales, avec l'apparition manifeste de mouvements à plus basse fréquence. L'analyse et la quantification de ce phénomène sur les mesures brutes des vitesses verticales fait l'objet de cette section.

#### 3.4.1 Présentation de l'analyse continue par ondelettes

Il existe plusieurs outils d'analyse temps-fréquence pour traiter les signaux non stationnaires unidimensionnels. Le plus connu est sans doute le spectrogramme, c'est-à-dire le calcul de la densité spectrale de puissance sur une fenêtre de Hanning glissante. Cette méthode suppose que le signal est lentement non-stationnaire à l'échelle de la fenêtre. Cependant, les fréquences qui nous intéressent ici sont relativement proches de la fréquence d'échantillonnage : il est donc nécessaire de choisir

des fenêtres relativement étroites et donc de perdre énormément en localisation fréquentielle. Le compromis indispensable à gérer entre localisation temporelle et localisation fréquentielle nous a alors amené à étudier les mesures de vitesses verticales sous l'angle d'une analyse continue par ondelettes, dont nous allons voir la souplesse d'utilisation au cours de la présentation qui suit.

La théorie de l'analyse continue par ondelettes a été mise au point en 1981 par A. Grossmann et J. Morlet (Grossmann et Morlet, 1984, 1985). Contrairement à la transformée de Fourier, la transformée en ondelettes utilise des fonctions analysantes strictement locales dans le temps. Celles-ci n'ont que peu d'oscillations et sont utilisées afin de décomposer le signal  $f(t)$  en fréquences dominantes locales. Ces fonctions analysantes sont construites par dilatation (ou contraction) et translations temporelles d'une fonction  $\Psi(t)$  et constituent une famille d'ondelettes notées  $\Psi_{(b,a)}(t) = \frac{1}{a} \Psi\left(\frac{t-b}{a}\right)$ . Les coefficients  $T_f(b, a)$  de la transformée par ondelettes (T.O.) sont obtenus par corrélation des ondelettes avec le signal  $f(t)$  :  $T_f(b, a) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\Psi_{(b,a)}^*(t)dt$ . Ainsi, le signal uni-dimensionnel  $f(t)$  est associé à sa transformée bi-dimensionnelle  $T_f(b, a)$ , dont les paramètres  $a$  et  $b$  indiquent respectivement la dilatation (i.e. la fréquence) et la translation (i.e. l'instant), et dont le module  $|T_f(b, a)|$  représente l'adéquation de l'ondelette  $\Psi_{(b,a)}(t)$  avec le signal  $f(t)$ .

Comme les signaux que l'on veut analyser ici sont des fonctions réelles du temps, on choisit la famille des pseudo-ondelettes de Morlet (Sadowsky, 1996) définies à partir de  $\Psi(t) = e^{i\omega_0 t} e^{-t^2/2}$  avec  $\omega_0 \geq 6$  (Torrésani, 1995). Sur la figure 3.7 sont tracés 3 exemples appartenant à la famille des ondelettes de Morlet dans le domaine temporel et le domaine fréquentiel. La pulsation  $\omega_0$  détermine le nombre d'oscillations significatives des ondelettes analysantes, et influe par conséquent sur la résolution temporelle de l'analyse : plus  $\omega_0$  est élevée, moins on est précis dans l'espace temporel. En revanche, d'après le principe d'incertitude (inégalité de Heisenberg), la résolution fréquentielle sera meilleure. Un avantage considérable de la transformée par ondelettes (T.O.) par rapport au spectrogramme est l'augmentation de sa résolution temporelle avec la fréquence analysée, comme le montre la fig. 3.7. Cette méthode d'analyse temps-fréquence est donc très adaptée pour détecter des phénomènes transitoires à haute fréquence. Le manque de précision fréquentielle est

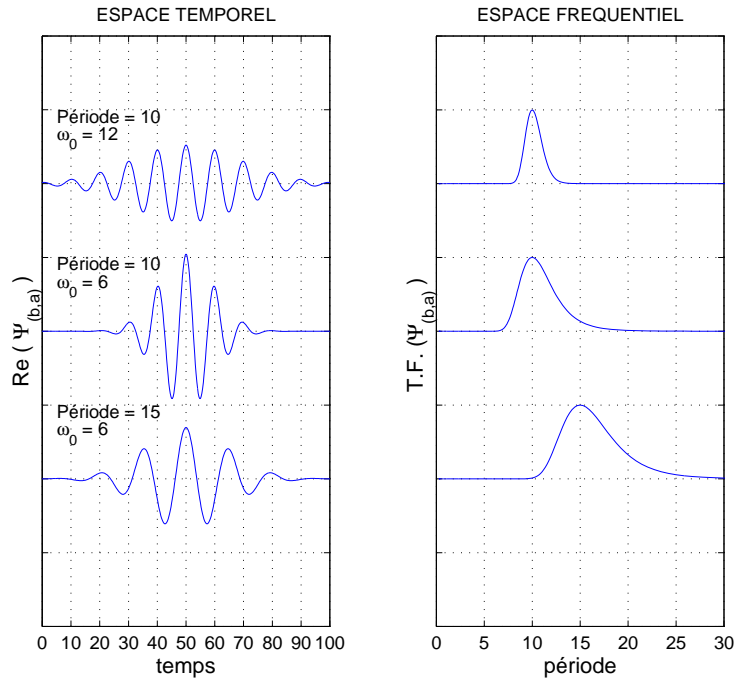


FIG. 3.7: Allure des pseudo-ondelettes de Morlet pour différentes valeurs de périodes et de  $\omega_0$ , dans les domaines temporel et fréquentiel.

partiellement compensé par la redondance d'informations contenues dans l'analyse continue, puisque l'utilisateur choisit lui-même le nombre et la valeur des dilatations (c'est-à-dire des périodes) qu'il veut analyser.

Afin de se familiariser avec la représentation par ondelettes, un signal synthétisé à partir de sinusôides est représenté fig. 3.8, accompagné du module et de la phase de sa T.O., ainsi que de la représentation de l'« arête » de la T.O. définie par les maxima relatifs de  $|T_f(a)|$  à chaque instant  $b$  (il existe d'autres algorithmes pour la trouver). La restriction de la T.O. à l'arête correspondante est appelée le squelette de la transformée. Le signal analysé se compose pendant 10 jours d'une sinusôide pure de période  $10^h$ , puis pendant 10 jours également de la somme de 2 sinusôides de période  $22^h$  et  $36^h$  respectivement, suivi d'une sinusôide dont la période est modulée entre  $6$  et  $14^h$  à une fréquence de  $0.05 \text{ jour}^{-1}$ . Sur cet exemple, on observe que le module de la transformée en ondelettes indique correctement la (les) période(s) composant le signal, et que l'extraction du squelette relatif permet de gagner en précision sur la détermination de ces périodes. Le module (multiplié par 2 afin de

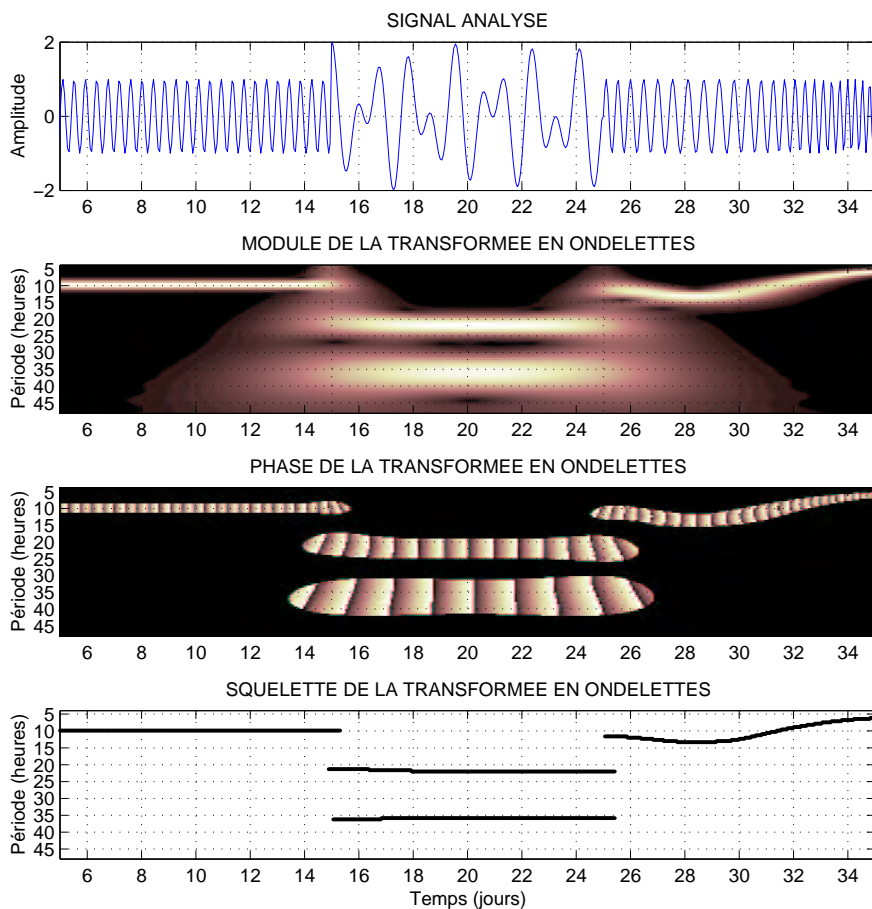


FIG. 3.8: Analyse par ondelettes d'un signal synthétisé par  $\sin(2\pi f_0 t)$  avec  $f_0 = 2.4 j^{-1}$ , puis par  $\sin(2\pi f_1 t) + \sin(2\pi f_2 t)$  avec  $f_1 = 12/11 j^{-1}$  et  $f_2 = 2/3 j^{-1}$ , et enfin par  $\sin(2\pi f_m t)$  avec  $f_m = 2.4 * (1 - 0.2 \sin(2\pi t/20)) j^{-1}$

tenir compte des fréquences négatives non représentées ici) est compris entre 0 (noir) et 1 (blanc). Sa valeur maximale correspond directement à l'amplitude de la sinusoïde détectée puisque dans cet exemple, le signal est idéal donc la corrélation peut être parfaite. On observe également sur le graphe du module de la T.O. l'action d'une discontinuité dans le signal. Ce type de discontinuité s'apparente à un échelon de Heaviside et contient théoriquement toutes les fréquences. Il est donc « vu » par la T.O. à toutes les périodes, et l'extension temporelle de sa signature correspond à la durée de l'ondelette analysante. C'est pourquoi cette signature prend la forme d'un cône centré sur l'instant de la discontinuité et nommé « cône d'influence du point  $t_0$  ». La phase de la T.O. n'a été représentée (fig. 3.8c) que dans la région

où le module est supérieur à un seuil (en deça duquel elle perd toute signification). Ce seuil a été choisi à 30% du maximum du module. Conformément aux propriétés des ondelettes de Morlet, la phase de la T.O. évolue linéairement avec le temps et reproduit en fait le comportement de la phase de la fonction analysée. Bien que porteuse d'information sur le signal, on n'utilisera pas la phase de la T.O. dans ce qui suit. Pour plus de détails théoriques et plus d'exemples, le lecteur pourra se référer à l'ouvrage de B. Torrèsani (1995).

Une des principales limites de la T.O. est l'apparition d'interférences quand il y a simultanément une forte modulation d'amplitude et de fréquence, ou quand les fréquences contenues dans le signal sont trop proches. On le détecte souvent en pratique à l'extraction de l'arête, car ce genre de situation provoque un croisement des crêtes. Dans ces régions du plan temps-fréquence, on ne peut pas interpréter la transformée en ondelettes.

Bien que l'analyse continue par ondelettes ne soit pas adaptée à la reconstitution du signal (comme l'est l'analyse discrète, particulièrement adaptée au filtrage), il est tout à fait possible mathématiquement de resynthétiser un signal à partir de l'arête de sa T.O., mais ce signal ne pourra être comparé au signal original que si les fréquences qui le composent sont nettement différenciables. Ceci se comprend très simplement si l'on considère le fort recouvrement de deux ondelettes adjacentes dans l'espace des fréquences (et qui correspond à la non-orthogonalité de ces 2 ondelettes). La recombinaison est simplifiée en prenant formellement pour ondelette de reconstruction une masse de Dirac centrée à l'origine, qui aboutit à la formule de reconstruction de Morlet :  $f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} T_f(t, a) \frac{da}{a}$  utilisée ici sous la forme d'une somme discrète sur les périodes normalisées  $a$  de l'arête. La reconstruction du signal à partir de la fréquence principale à chaque instant est ainsi tout-à-fait licite, et comparer l'amplitude des deux signaux n'est pas absurde. Mais il faut être beaucoup plus prudent si l'on prend deux composantes fréquentielles ou plus.

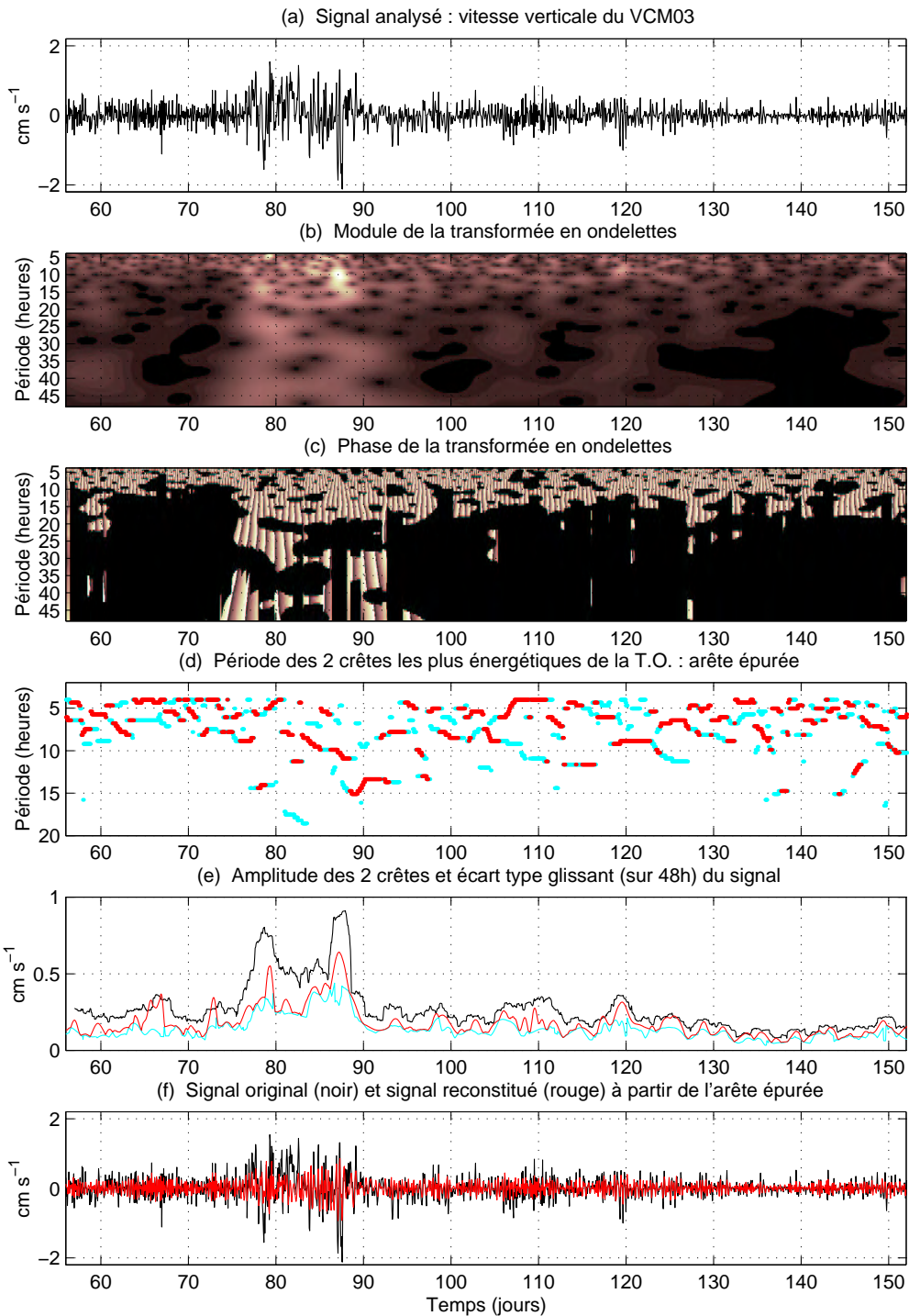


FIG. 3.9: (b,c) analyse continue par ondelettes de (a) la vitesse verticale mesurée par le VCM03; (d) extraction de l'arête épurée de la T.O. et (e) comparaison des amplitudes correspondantes (mêmes couleurs) avec la déviation standard glissante du signal (noir); (f) superposition du signal (a), en noir, et de sa reconstitution à partir des coefficients de la T.O. montrés sur (d) et (e), en rouge

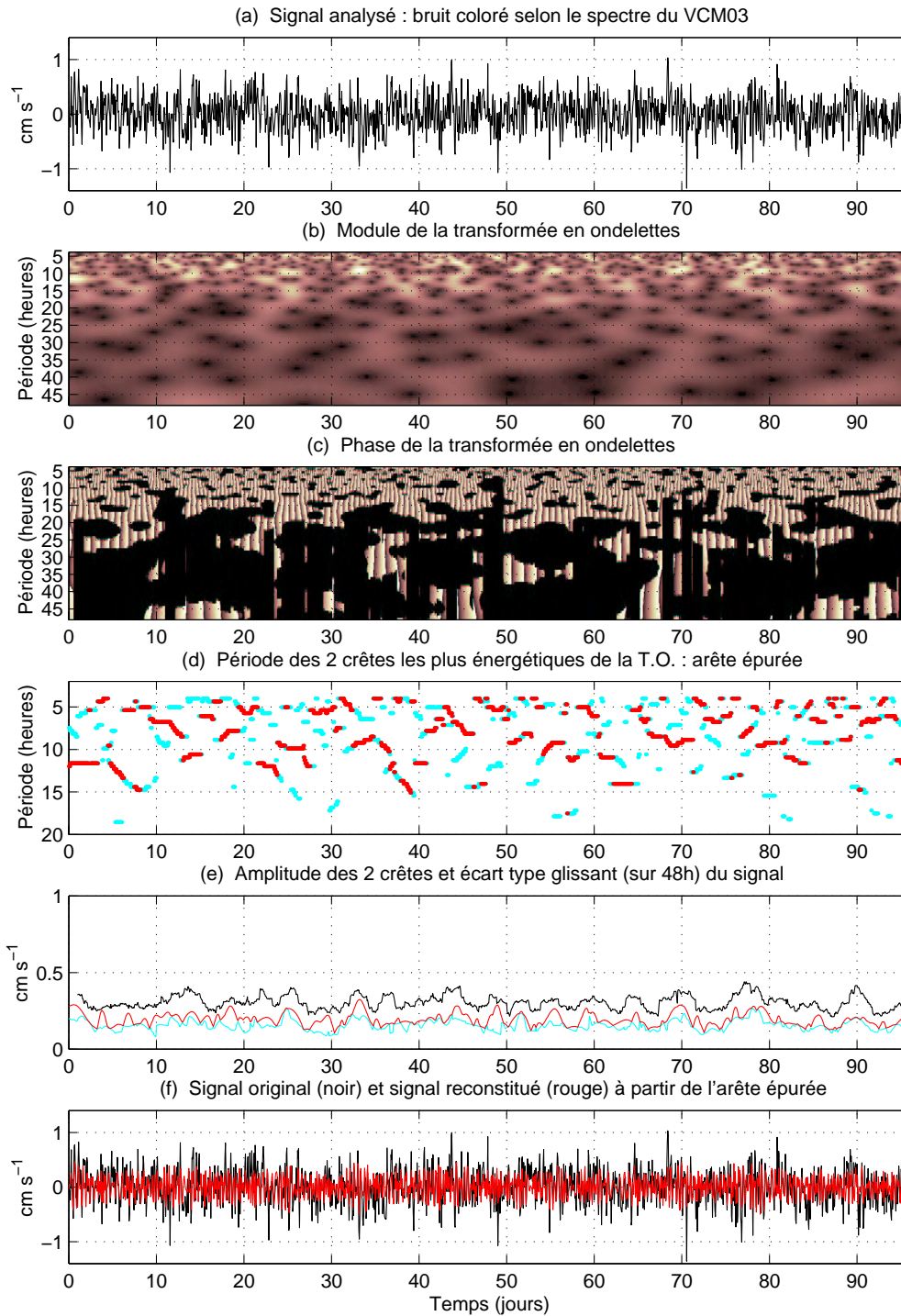


FIG. 3.10: Même analyse que la figure 3.9, à partir d'un signal aléatoire stationnaire synthétique de spectre similaire à celui de la vitesse verticale du VCM03



### 3.4.2 Application locale et statistique de l'analyse continue par ondelettes

L'analyse par ondelettes sera tout d'abord appliquée sur les VCM dont la vitesse horizontale est faible fin-mars. Le VCM 03 se déplace le plus souvent à une vitesse inférieure à  $2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  pendant qu'il enregistre ses plus forts pics de vitesse verticale. Sa transformée en ondelettes est montrée fig. 3.9. Afin d'améliorer la résolution des petites périodes, nous avons choisi  $\omega_0=12$ . Etant donnée l'amplitude très comparable des 2 coefficients principaux de la T.O. à chaque instant (fig. 3.9e), ils sont conservés tous les deux sur la représentation de l'arête, sans les maxima locaux de moindre énergie qui nuisent à la lisibilité du graphe. Cette démarche revient à filtrer les composantes les moins significatives et, espérons-le, la majeure partie du signal non interprétable ici (bruit de mesure ou signal turbulent). Au premier abord, la T.O. peut paraître très bruitée (à l'image du signal). Si elle montre clairement l'augmentation des amplitudes de  $w$  pendant la convection, sa signature en fréquence est loin d'être limpide. Un examen plus attentif permet de voir cependant qu'il est peut-être possible de dégager la fréquence instantanée de certains événements transitoires qui sont susceptibles de nous intéresser. Mais auparavant, comparons cette analyse à celle d'un signal aléatoire stationnaire gaussien de même densité spectrale de puissance<sup>2</sup> (fig. 3.10).

On voit que l'arête de la T.O. du bruit présente des comportements dangereusement similaires à ceux de l'arête de la T.O. du signal que l'on cherche à analyser. Cependant, de la comparaison des graphes 3.9e et 3.10e, on établit un critère supplémentaire de tri fondé sur la comparaison de l'écart-type du signal (calculé sur des fenêtres glissantes de 48h) et l'amplitude des coefficients de la T.O.. Le critère empirique choisi rejette tous les points de l'arête épurée dont l'amplitude est inférieure aux  $2/3$  de l'écart-type du signal centré sur l'instant correspondant. Le résultat de la comparaison entre le bruit et le signal est donné figure 3.11 pour les 40 premiers jours de la mesure. Ce critère supplémentaire nous permet bien de distinguer le signal contenant des informations grâce à la relative cohérence de ses

---

<sup>2</sup>Ce signal a été construit à partir d'un bruit blanc stationnaire gaussien filtré par la méthode "overlap-add" (Oppenheim et Schaffer, 1989) de telle sorte que sa densité spectrale de puissance soit presque identique à celle de  $w$  mesurée par le VCM 03.

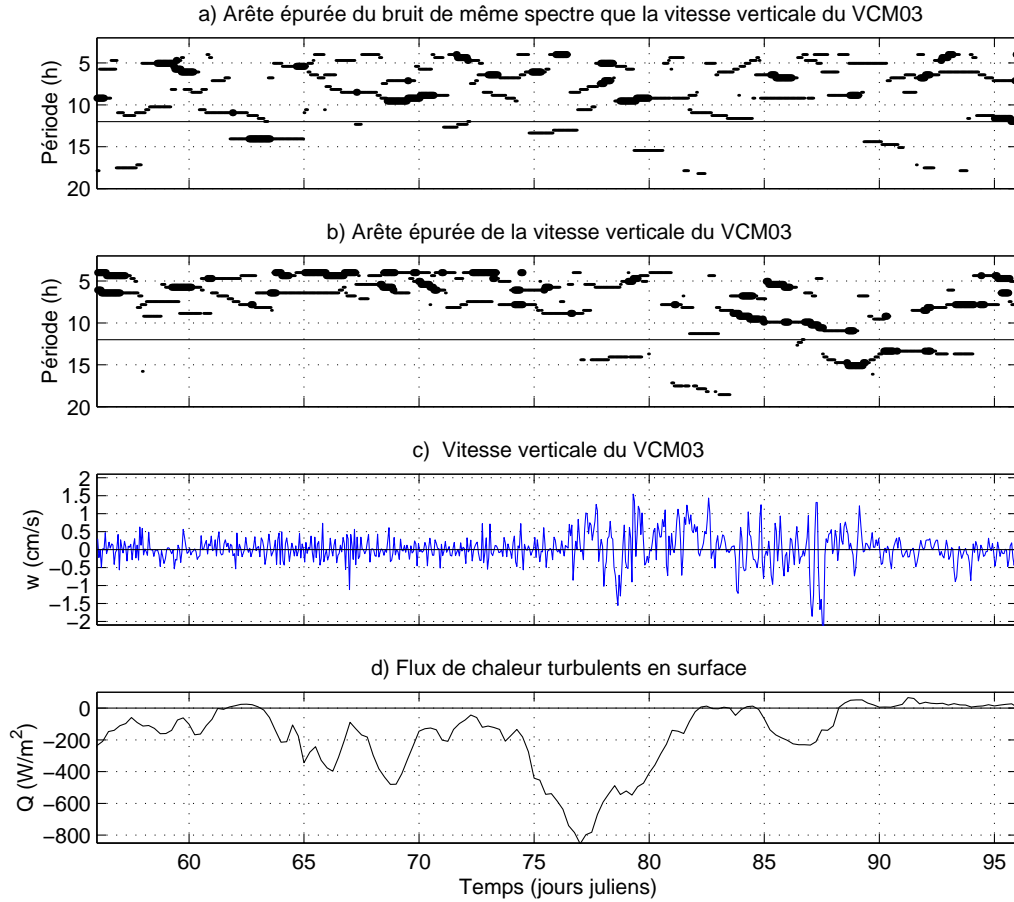


FIG. 3.11: Vitesse verticale du VCM03 : en points fins, arêtes épurées (a) du bruit de même spectre et (b) du signal; en points gras, périodes extraites sur la base de la comparaison entre l'amplitude des coefficients de la T.O. et l'écart-type du signal. (c) Série temporelle  $w$  du VCM03. (d) Forçage atmosphérique.

périodes dominantes ainsi extraites. Il devient envisageable d'interpréter quelques événements individuels, et en particulier la période très intéressante du jour 83 au jour 93, centrée sur la dernière tempête de mars pendant laquelle le VCM03 se déplace particulièrement peu et atteint son minimum de température (fig. 3.6). Cette section du signal présente à plusieurs moments un mouvement oscillant cohérent dont la période (entre 8 et 11<sup>h</sup>) est compatible avec la notion de train d'ondes internes. Il est donc possible de suivre l'évolution de la stratification du milieu environnant par l'observation des périodes détectées dans le signal. Ainsi la fin du forçage de mi-mars (jour julien 83) correspond à un milieu très déstratifié (période entre 10 et 11<sup>h</sup>) puis une tendance à la restratification dès le jour 85 (2 jours après la fin du forçage)

et un retour à une situation très déstratifiée jour 87, probablement à l'occasion du mélange dû au regain de flux de surface. La période de 10-11<sup>h</sup>, représentative de cette déstratification, caractérise les plus forts mouvements enregistrés par le VCM03. La phase terminale du dernier forçage est marquée par un signal  $w$  moins énergétique à 15<sup>h</sup>, que l'on interprète comme l'impact d'un mouvement convectif du type panache. Après le forçage de fin-mars (jours 92 à 95), on retrouve des périodes centrées sur 8<sup>h</sup>, représentatives d'oscillations de stabilité et indiquant une restratification partielle.

L'analyse de ces 40 jours de mesure nous montre assez clairement une transition localisée entre un régime pré-convectif où le fluide est déjà presque homogène et un régime convectif caractérisé par des mouvements verticaux transitoires dont la période est peut-être compatible avec la notion de panache. Le module de la transformée en ondelettes de  $w$  du VCM03 (fig. 3.9b) montre nettement le déplacement de l'énergie du signal vers les basses fréquences au moment de la convection, puis un retour assez lent à l'état initial. Afin de confirmer cette interprétation, on peut développer un critère global distinguant le régime convectif des autres régimes dans le bassin, en s'appuyant sur une analyse plus statistique de la transformée par ondelettes.

A cette fin, nous définissons un moment  $\mu_1(t)$  d'ordre 1 de la T.O. en fonction du temps par la moyenne des périodes analysées, pondérée par le module de la T.O.. Ce paramètre s'écrit :

$$\mu_1(t) = \bar{p} = \frac{\sum_{i=1}^{n_p} p_i \times |T.O.(p_i, t)|}{\sum_{i=1}^{n_p} |T.O.(p_i, t)|}$$

Ce mode d'analyse donne une série temporelle de la période moyenne du signal indépendamment de son amplitude. De la même façon, on peut définir à chaque instant un moment  $\mu_2$  d'ordre 2 de la T.O. par la variance pondérée des périodes :

$$\mu_2^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n_p} (p_i - \bar{p})^2 \times |T.O.(p_i, t)|}{\sum_{i=1}^{n_p} |T.O.(p_i, t)|}$$

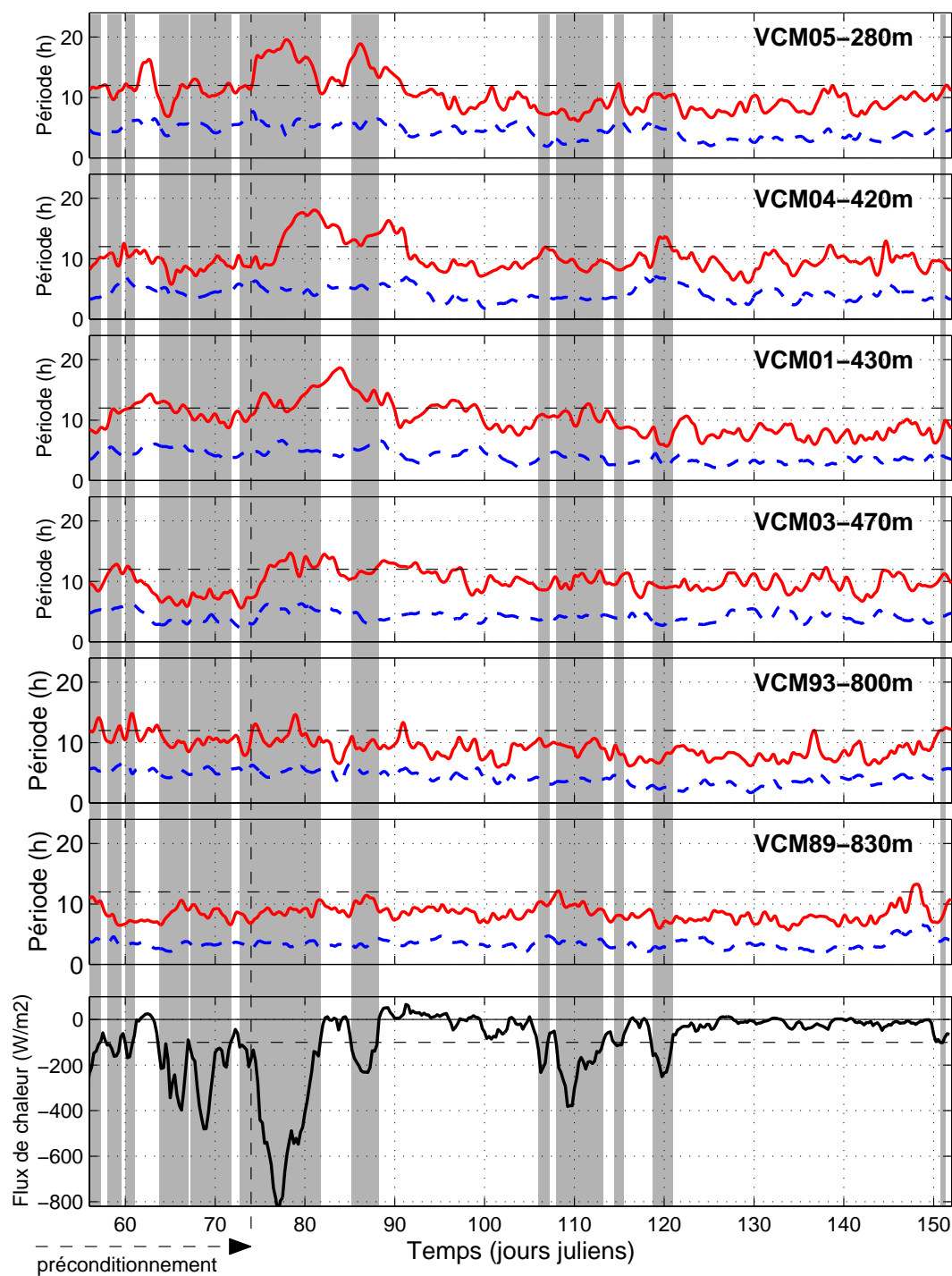


FIG. 3.12: Période moyenne (en rouge) et écart type associé (pointillés bleus) du signal de vitesse verticale, calculés à chaque instant à partir des périodes de l'analyse par ondelettes pondérées par le module des coefficients correspondants. Le fond est grisé quand les pertes de chaleur (en bas) dépassent  $100 \text{ W m}^{-2}$ .

Le résultat de ce calcul est montré fig. 3.12 pour tous les flotteurs, accompagné de la série temporelle des flux de surface turbulents. On observe que moins le flotteur est profond, plus la période moyenne est globalement élevée. De plus, les périodes moyennes montrent très nettement un changement de régime pour les flotteurs impliqués dans les mouvements de convection. En dehors des périodes de mélange (connues par la variance des vitesses verticales), les flotteurs situés dans un milieu « prêt » à convecter observent une période moyenne oscillant au voisinage de 12 heures, qui réaugmente brutalement au moindre forçage (le VCM05 est très explicite sur ce point). Ainsi ce critère permet aussi bien d'analyser l'état de préconditionnement du milieu que son état de convection. Le seuil de changement de régime est fixé empiriquement à 12 heures. Il est cohérent avec la période maximum des ondes d'inertie-gravité qui tend vers cette valeur quand le fluide se déstratifie. Le VCM03, étudié plus en détail précédemment, offre un cas intéressant une fois de plus, puisqu'il révèle une forte déstratification (période légèrement supérieure à  $12^h$ ) sans montrer de mélange à proprement parler. L'analyse des pics individuels de périodes du VCM03 a montré que les périodes représentées de façon significative dans la vitesse verticale n'excédaient pas  $15^h$  (fig. 3.11). Cette période est considérée par la suite comme une limite inférieure des mouvements de mélange qui échappe au domaine ondulatoire classique.

### 3.5 Analyse des basses fréquences dans les mesures de vitesse verticale des VCM

La nature des mouvements à basse fréquence est centrale dans la compréhension de la convection. Nous en avons vu dans la section 3.1 la partie la plus spectaculaire sous la forme d'un déplacement d'eau de plusieurs kilomètres vers le haut. Il s'agit maintenant de comprendre leur relation avec les mouvements hautes fréquences étudiés plus haut.

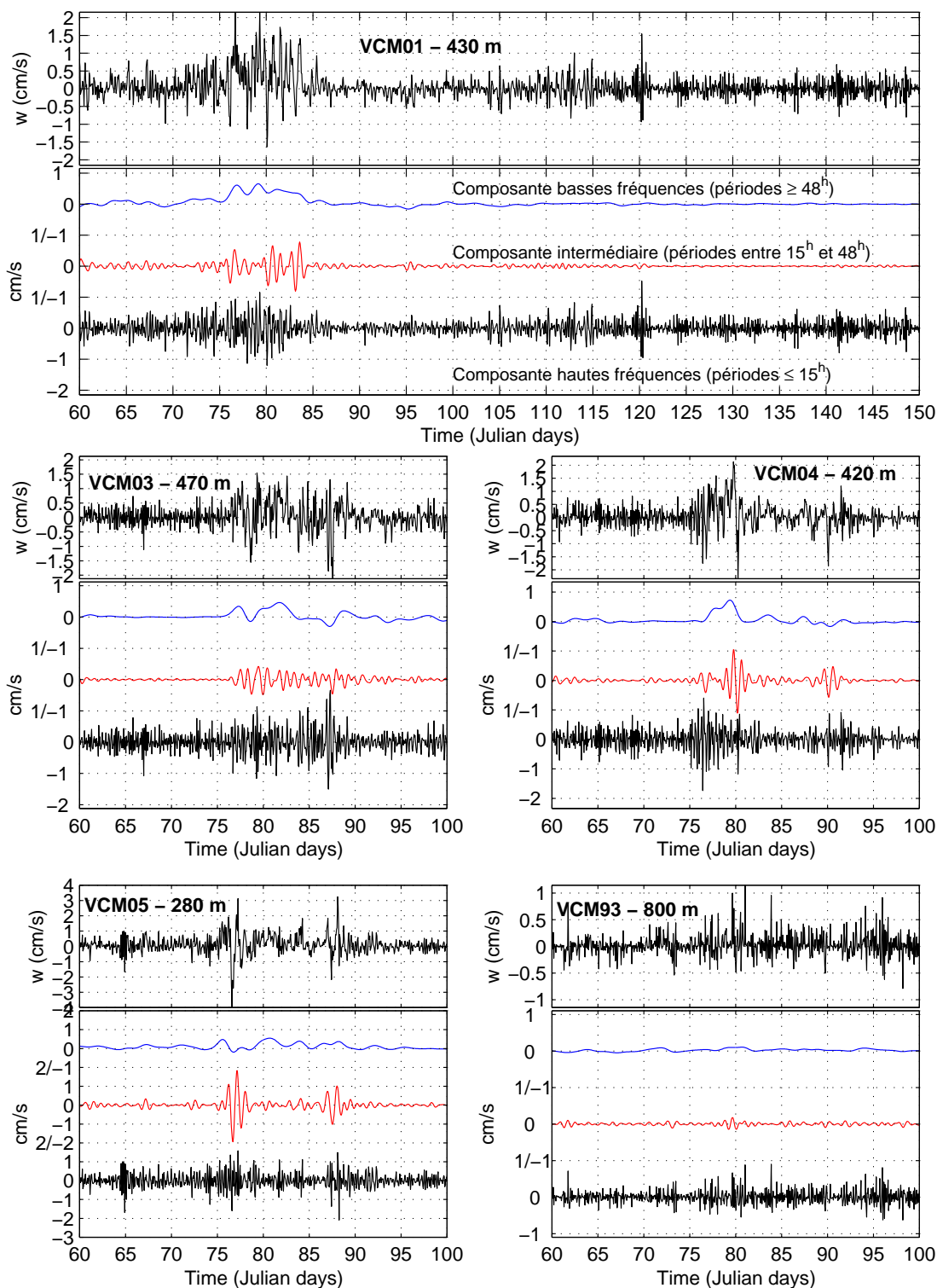


FIG. 3.13: Décomposition des signaux de vitesses verticales selon 3 bandes de périodes limitées par des coupures à 15 et  $48^h$ .

### 3.5.1 Quantification des vitesses verticales moyennes

Nous avons constaté, à l'aide de l'analyse par ondelettes, que les vitesses verticales (non filtrées) ont peu d'énergie dans les très basses fréquences (caractérisées par des périodes supérieures à  $48^h$ ) en dehors des plages de convection. Ce critère et l'analyse des pics individuels de période pendant le mélange ont permis de déterminer 3 bandes de fréquences pour analyser les signaux de vitesses verticales. La première bande contient les très hautes fréquences (périodes entre  $2 \times 80'$  et  $15^h$ ), qui sont représentatives de l'ensemble des ondes inertio-gravitationnelles susceptibles de se propager dans le milieu. La seconde bande contient des fréquences intermédiaires (périodes entre 15 et  $48^h$ ) qui, d'après l'analyse temps-fréquence, ne contiennent de l'énergie que pendant les événements de mélange. On peut déjà noter que le temps de vie d'un panache serait de cet ordre de grandeur (Send et Marshall, 1996). La troisième bande contient les basses fréquences (de périodes supérieures à  $48^h$ ) qui sont associées aux vitesses moyennes de quelques  $mm \cdot s^{-1}$  correspondant aux importants déplacements d'eau observés par les flotteurs intermédiaires (fig. 3.1). Les mesures de vitesse verticale ont été décomposées selon ces 3 bandes de fréquences avec des filtres d'ordre très élevé, de façon à ce que l'addition des 3 composantes obtenues redonne le signal original<sup>3</sup>.

Sur les 5 flotteurs illustrés par la fig. 3.13, il se dégage une relation très nette entre les fréquences intermédiaires et les basses fréquences. Plus exactement, on observe très peu de vitesses moyennes non nulles qui ne soient pas associées à des oscillations que l'on suppose dues aux panaches. En revanche, il arrive que de très fortes oscillations entre 15 et  $48^h$  ne correspondent à aucun signal de période supérieure à  $48^h$  (VCM05 jour 77, VCM04 jour 90). Concernant les hautes fréquences, le champ d'ondes inertio-gravitationnelles est assez excité lors des événements convectifs, comme on peut s'y attendre compte tenu des fortes amplitudes de ces ondes en milieu faiblement stratifié (Saint-Guily, 1972). Les mesures du VCM01 donnent cependant 2 cas assez intéressants : jour 83-85, les 2 composantes basses fréquences sont très actives alors que la haute fréquence ne l'est que modérément ; jour 119-

<sup>3</sup>Les filtres ont une réponse impulsionnelle finie (`fir1` de matlab) et d'ordre 100. L'application du filtrage pour les temps croissants puis décroissants (`filtfilt`) permet d'annuler le déphasage et de doubler l'ordre du filtre.

121, une très forte oscillation à  $5^h$  n'est accompagnée d'aucune réponse sur les autres bandes.

En bref, la vitesse moyenne mesurée par les flotteurs semble être plus fortement reliée à la composante de périodes intermédiaires (que l'on a associée aux mouvements convectifs en panaches) qu'à la composante haute fréquence, ce qui indiquerait que les structures turbulentes du type panache sont prédominantes au sein du fluide, aux dépens des ondes de stabilité.

### 3.5.2 Discussion sur l'effet de l'instabilité barocline

En Mer Méditerranée (Gascard, 1978) et en Mer du Labrador (Gascard et Clarke, 1983), le processus invoqué pour expliquer des mouvements verticaux moyens, correspondant à des vitesses de 1 à  $2 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$  mesurées par des flotteurs du même type, était l'instabilité barocline des grandes structures de méso-échelle appelées cheminées. Dans ces deux cas d'étude, l'instabilité barocline était particulièrement bien mise en évidence à partir des trajectoires horizontales des flotteurs. Dans les observations de 1993 et 1994 en Mer du Groenland, il y a moins de signes caractéristiques de cette instabilité sur les trajectoires des flotteurs que sur celles des flotteurs de la Méditerranée ou du Labrador, alors que le signal vertical moyen est plus fort (jusqu'à  $4 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Ayant vérifié la validité de nos données, nous en concluons qu'il existe au moins un autre processus physique responsable de l'intensité de cette vitesse moyenne et que nous n'avons pas mentionné jusqu'à présent. Afin de l'identifier, nous devons avoir recours à un modèle numérique 3D capable de simuler la réponse des flotteurs quasi lagrangiens dans un fluide en convection.

### 3.5.3 Application d'un modèle turbulent 3D (LES, Monterey) et simulations de flotteurs.

Dans le cadre d'une collaboration avec R. Garwood et R. Harcourt (groupe OPBL, Naval Postgraduate School, Monterey, Etats-Unis), nous avons comparé les mesures des SOFARGOS-VCM avec celles de flotteurs isobares idéaux simulés dans un modèle du type LES (Large-Eddy Simulation).



Ce modèle est utilisé pour comprendre et prédire les processus turbulents dans les tourbillons et les structures convectives de la couche limite océanique susceptibles de jouer un rôle dans les mers polaires. Conçu en premier lieu pour la couche limite atmosphérique (Moeng, 1984), il a été adapté à l'étude de la convection non-hydrostatique dans l'océan (Garwood et al., 1994, Paluszkiwicz et al., 1994), et inclut l'effet thermobarique et la composante verticale de la force de Coriolis (Denbo et Skillingstad, 1996). La résolution spatiale est ajustée de façon à résoudre la cascade d'énergie turbulente en  $k^{-5/3}$ . Les flux non-résolus par le modèle sont paramétrés avec des coefficients de mélange turbulents variables dans le temps et l'espace et calculés par une fermeture turbulente du deuxième ordre (Harcourt et al., 1998). Dans le plan horizontal, les conditions aux bords de la boîte modélisée sont fixées par double périodicité selon  $x$  et selon  $y$ . Les sections verticales des bords est et ouest sont donc identiques, comme le sont celles des bords nord et sud. En surface, le modèle est forcé par les flux de chaleurs  $Q(t)$ , le stress du vent  $\vec{\tau}$  et le bilan  $E - P$  (pris nul dans notre cas). Au fond, il n'y a pas de glissement.

Le modèle LES a été configuré afin de pouvoir comparer ses résultats aux mesures des flotteurs de 1994 en Mer du Groenland. L'espace simulé fait  $1024 \text{ m} \times 1024 \text{ m} \times 960 \text{ m}$  selon  $x$ ,  $y$  et  $z$  respectivement. C'est une grille de  $96 \times 96 \times 60$  points avec une résolution  $\Delta x = \Delta y = 10.2 \text{ m}$  et  $\Delta z = 16 \text{ m}$ . Etant donné les très long temps de calcul et le caractère préliminaire de cette étude, la simulation ne représente que 6 jours de mesures expérimentales, entre les jours 74 et 79 compris, c'est-à-dire pendant la tempête de mi-mars. La stratification initiale est issue des profils mesurés station 7 (fig. 1.11). Cependant, cette station ayant été relevée presque un mois auparavant, nous avons utilisé les profils obtenus par la simulation uni-dimensionnelle décrite section 1.3.2 au jour 74. Les conditions en surface sont issues des forçages ECMWF au point  $74^\circ\text{N}30' 2^\circ\text{W}30'$ . 160 flotteurs isobares ont été introduits dans le volume à raison de 8 répartis horizontalement tous les 48 m de profondeur (le premier des 20 niveaux étant à 16 m de profondeur).

Les mesures des 3 premiers jours de simulation sont peu fiables car c'est le temps nécessaire à l'ajustement du modèle (qui a été évalué lors d'expériences précédentes avec flux et vents constants). Nous allons nous concentrer ici sur l'interprétation

des vitesses verticales moyennes non nulles. La figure 3.14 montre les mesures des flotteurs simulés le dernier jour comparées à celles des flotteurs réels ce même jour (jour julien 79) où les flux atteignaient encore  $600 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ . Les vitesses verticales moyennes de l'eau vues par les flotteurs simulés sont parfaitement compatibles avec celles mesurées par les flotteurs SOFARGOS-VCM, et ceci malgré la dispersion horizontale des flotteurs réels dans le bassin. Le modèle montre également que des flotteurs moins profonds (dans les 100 premiers mètres) auraient plutôt enregistré des vitesses moyennes négatives du même ordre de grandeur.

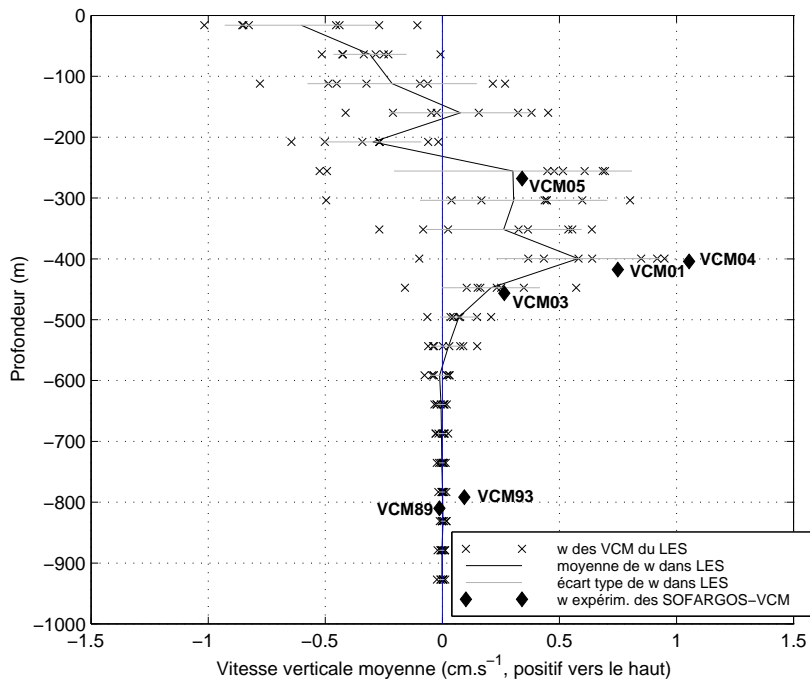


FIG. 3.14: Vitesse verticale moyenne mesurée par les 160 flotteurs isobares du LES le dernier jour de simulation par le modèle (jour 79) dans les conditions réalistes de la Mer du Groenland. Elles sont comparées individuellement et statistiquement (moyenne et écart-type) aux vitesses moyennes mesurées *in situ* par les SOFARGOS-VCM le même jour.

L'interprétation de ce signal est donnée par un examen attentif des trajectoires des flotteurs isobares simulés. Il semble en effet que les flotteurs dérivent préférentiellement dans les zones convergentes existant à leur niveau de profondeur (Harcourt et al., 1998). Quand les flux de flottabilité sont suffisamment intenses, ces régions sont associées à des mouvements descendants en surface et à des mouvements

ascendants près de la base de la couche mélangée (ici à 600 m, le modèle ayant très légèrement sous-estimé l'approfondissement de la couche mélangée). Dans le modèle, les panaches sont vues comme un mouvement turbulent qui tend à s'organiser en cellules sous l'effet des flux de flottabilité et du stress du vent. Lorsque l'effet du stress du vent n'est pas prédominant, ces cellules s'organisent plutôt verticalement et s'apparentent bien à la notion de panache, avec un coeur de vitesses descendantes qui est convergent en surface et divergent au fond, et des régions globalement ascendantes autour. Il est important de garder en mémoire cependant le caractère extrêmement transitoire et mouvant de cette organisation du fluide, conférant une valeur uniquement statistique à l'analyse du comportement des flotteurs. En 1994, tous les flotteurs ont dérivé sous 250 m, qui représente grossièrement la profondeur d'inversion des vitesses verticales moyennes quand la couche mélangée est profonde de 600 m (fig. 3.14). Ils ont donc statistiquement tendance à échantillonner des vitesses ascendantes, expliquant ainsi la composante basse fréquence positive des mesures.

L'interprétation complète des résultats du modèle n'est pas l'objet de cette thèse mais fait partie de sa continuité. On peut cependant se reporter à l'étude de Harcourt et al. (1998) pour une analyse similaire faite dans le cadre de la convection profonde en Mer du Labrador. Afin de clore cette comparaison, la figure 3.15 présente la superposition des mesures de déplacement de l'eau du VCM04 avec celles des flotteurs isobares simulés.

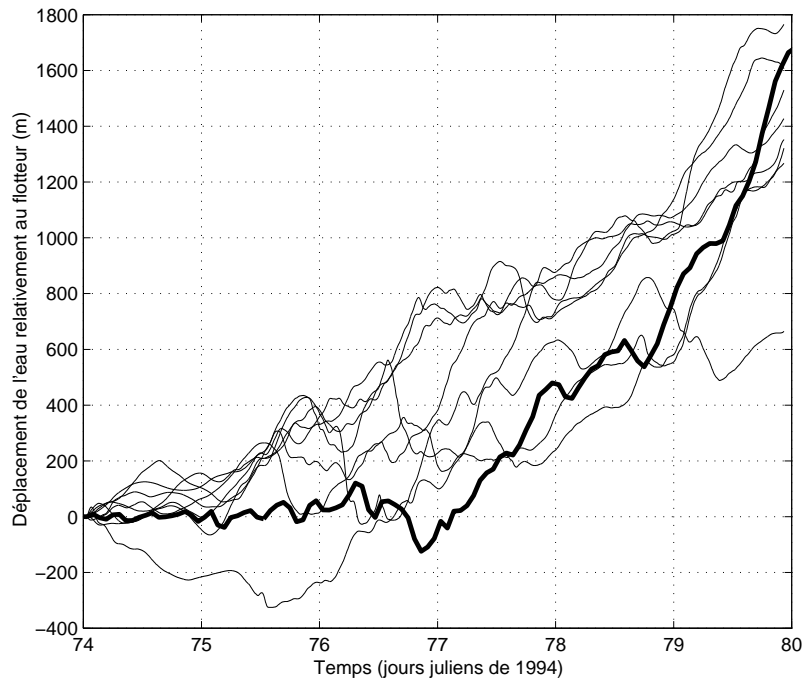


FIG. 3.15: Comparaison du signal de déplacement vertical de l'eau mesuré par les 8 flotteurs isobares simulés à 400 m (traits fins) avec celui du VCM04 (profond de 410 m, trait épais) entre les jours juliens 74 et 80 de 1994.

### 3.6 Synthèse

A partir d'études en cours et de simulations récentes avec un modèle de type LES développé par l'équipe de R. Garwood (Naval Postgraduate School, Monterey, Etats-Unis), il semblerait que la composante basse fréquence du signal puisse être le résultat statistique du comportement isobare du flotteur quand celui-ci dérive au milieu d'un ensemble de panaches. Le sens et l'intensité de la vitesse moyenne dépendraient en fait du signe de la vitesse verticale des zones horizontalement convergentes dans lesquelles le flotteur a tendance à être piégé. Ce signe est lié à la profondeur du flotteur relativement aux panaches dont l'extension verticale est limitée par la profondeur de la couche de mélange. Ainsi, les mesures de plusieurs flotteurs à différents niveaux sont susceptibles de fournir une évaluation de la profondeur de la couche de mélange par l'intermédiaire des valeurs des vitesses moyennes. Par exemple, les flotteurs simulés mesurant les plus fortes vitesses moyennes positives se situent aux  $2/3$  de la hauteur de la couche de mélange. Cette estimation nécessite

cependant d'évaluer indépendamment l'influence de l'instabilité barocline, dont le développement se détecte par le mouvement horizontal des flotteurs, et qui n'a apparemment pas eu lieu en 1994. Par ailleurs, si les mesures des flotteurs ne permettent pas de vérifier la neutralité des panaches dans le transport vertical net de l'eau (à cause de leur comportement isobare), ils sont en revanche très sensibles aux convergences et divergences induites par les panaches dans le champ de vitesses 3D et mettent ainsi remarquablement en évidence la transition ondes/panaches.

L'analyse temps-fréquence du signal de vitesse verticale permet également de détecter des changements de régime sur la composante hautes fréquences du signal. La période moyenne du signal montre un déplacement significatif vers des valeurs sensiblement supérieures à  $12^h$  quand le mélange est actif. Hors des événements convectifs, la valeur de la période moyenne du signal indique si le flotteur dérive dans un milieu prêt à convecter (période moyenne autour de  $12^h$ ) ou dans un milieu plus stratifié (période moyenne inférieure à  $12^h$ ).



# Chapitre 4

## Les cascades d'échelles

### 4.1 Vitesses verticales en milieu convectif non stratifié

#### 4.1.1 Lois d'échelle

Les expériences de convection en milieu tournant en laboratoire, ainsi que les études numériques à l'aide de modèles non hydrostatiques à fortes résolutions spatiale et temporelle, ont permis d'établir les *lois d'échelle* caractérisant les distances  $l$  et les vitesses  $u$  impliquées dans le processus de convection profonde océanique. Ces relations sont le plus souvent déduites d'un raisonnement théorique sur l'homogénéité des relations entre les inconnues et les paramètres externes du problème, et elles permettent d'estimer les échelles des structures associées à la convection profonde comme les panaches ou les « cônes ». Les paramètres externes sont au nombre de quatre :

- $\mathcal{B}_0 [m^2 \cdot s^{-3}]$  : le flux de flottabilité en surface (voir section 3.2.1) ;
- $f [s^{-1}]$  : le paramètre de Coriolis ;
- $h [m]$  : la profondeur de la couche considérée comme homogène (couche de mélange ou profondeur du bassin) ;
- $N [s^{-1}]$  : la fréquence de Brünt-Väisälä caractérisant la stratification autour de la zone de convection.

Pendant la phase de mélange, à l'intérieur du volume subissant les mouvements convectifs, la stratification est considérée comme neutre car le mélange dû aux flux de flottabilité est intense. Ainsi,  $N$  n'intervient que dans les expressions concernant l'évolution de ce volume dans le temps, en particulier son approfondissement (Visbeck et al., 1996 ; Whitehead et al., 1996) dont nous discuterons dans la prochaine section. Appelons  $l$  l'échelle des distances et  $u$  celle des vitesses<sup>1</sup> dans la zone de convection. Si celle-ci est contrôlée par la profondeur  $h$  de la couche homogène, on obtient (en l'absence d'effets dus à la rotation) :

$$l \sim l_{norot} = h \quad (4.1)$$

$$u \sim u_{norot} = (\mathcal{B}_0 h)^{1/3} \quad (4.2)$$

Le régime de convection correspondant est turbulent et tridimensionnel. On retrouve, pour la vitesse, l'estimation de  $w$  par  $w^*$  (équation (3.8), détaillée section 3.2.2) dans le cas non thermobarique avec un flux de chaleur homogène selon  $z$ . Sous l'effet des brusques pertes de flottabilité en surface, des noyaux transitoires de très forte vitesse verticale descendante apparaissent, associés à un environnement de vitesses ascendantes qui équilibre le bilan de masse. Nous avons déjà vu (chapitre 3) que ces structures ont le nom de panaches.

Si  $h$  est grand (on verra plus loin comment quantifier cette hypothèse), la particule d'eau parcourt la hauteur de la colonne d'eau en un temps comparable ou supérieur à une période d'inertie (i.e.  $2\pi/f$ ). Le fluide a donc le temps de sentir l'effet de la rotation terrestre avant que la convection n'ait homogénéisé la colonne d'eau. Les échelles des mouvements, en particulier dans les panaches, seront alors affectées par  $f$ , suivant les lois :

$$l \sim l_{rot} = \left( \frac{\mathcal{B}_0}{f^3} \right)^{1/2} \quad (4.3)$$

$$u \sim u_{rot} = \left( \frac{\mathcal{B}_0}{f} \right)^{1/2} \quad (4.4)$$

---

<sup>1</sup>Dans cette dynamique,  $l \sim l_x \sim l_y \sim l_z$  et  $w \sim u$



Certaines structures engendrées dans ce régime possèdent une symétrie axiale qui permettent de les traiter par une dynamique bidimensionnelle. Maxworthy et Narimousa (1994) les observent sous une profondeur critique de transition et également à la périphérie de la région forcée avec des caractéristiques distinctes de taille et de vitesse. Les « cônes », nommés ainsi en raison de leur évasement vers la base, sont la forme finale des structures périphériques engendrées et transformées par l'instabilité barocline (Jones et Marshall, 1993 ; Send et Marshall, 1995).

Le nombre de Rossby naturel  $R_o^*$  (Maxworthy et Narimousa, 1994 ; Jones et Marshall, 1993) est un nombre défini par le rapport entre l'échelle  $l_{rot}$  des panaches et la hauteur de la couche convective  $h$  :

$$R_o^* = \frac{u_{rot}}{fh} = \frac{l_{rot}}{h} = \frac{\mathcal{B}_0^{1/2}}{h f^{3/2}} \quad (4.5)$$

Dans l'océan, les valeurs de  $R_o^*$  sont comprises entre 0.01 et 1 (contrairement à l'atmosphère où elles sont de l'ordre de 10). Ce nombre sans dimension est un excellent critère de transition entre le régime non-rotationnel et le régime rotationnel, puisque son inverse peut être interprété comme le nombre d'excursions verticales d'une particule d'eau pendant une période d'inertie.

Les constantes de proportionnalité intervenant dans les lois d'échelles (4.3) et (4.4) sont ensuite déduites des expériences numériques (Jones et Marshall, 1993) ou de laboratoire (Maxworthy et Narimousa, 1994 ; Whitehead et al., 1996). Fernando et al. (1991) obtiennent, lors d'expériences de laboratoire, les lois  $l = 3.2l_{rot}$  et  $u = 2.4u_{rot}$ . La relation concernant les vitesses a été vérifiée par les expériences et reflète la valeur r.m.s. du signal de vitesse. La valeur  $l$ , élaborée théoriquement, serait en rapport avec la dimension latérale des panaches, mais ce point reste à éclaircir. La résolution horizontale du positionnement des flotteurs isobares est insuffisante pour détecter des structures du type panache. En revanche, nous avons vu que les mesures de vitesses verticales sont suffisamment précises et échantillonnées. C'est pourquoi nous nous intéresserons ici de plus près aux lois d'échelle relatives à  $u$ .

Il existe actuellement un consensus entre modélisateurs et expérimentateurs selon lequel la convection est contrôlée par la rotation pour  $R_o^* \leq 0.1$  et par la profondeur de la couche mélangée pour  $R_o^* \geq 0.7$ . Cependant, les résultats divergent pour les

valeurs de  $R_o^*$  comprises entre 0.1 et 0.7, pour lesquelles les panaches des modèles numériques ressentent déjà les effets de la rotation. Cette différence de comportement serait due aux valeurs de diffusion dans les modèles et à leur mode de fermeture simplifié (Marshall et Schott, 1998). En effet, le degré d'organisation du fluide dans ces modèles est très sensible à la paramétrisation des processus sous-maille. Maxworthy et Narimousa (1994) suggèrent que l'anisotropie des viscosités choisie par Jones et Marshall (1993) est probablement responsable de cette divergence de résultats. Ils restent cependant prudents concernant leur expérience et en particulier l'influence de la friction au fond de la cuve. Sander et al. (1995) vont plus loin grâce à une étude numérique comparative, et établissent que la dynamique turbulente de la couche de mélange (et son aspect tri- ou bidimensionnel) dans sa phase initiale d'approfondissement dépend des paramètres de diffusion du modèle dès que la viscosité est prise supérieure à  $0.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . L'ensemble de ces résultats est repris et synthétisé dans l'article de Marshall et Schott (1998, sections 3.3, 3.4 et 3.5).

#### 4.1.2 Application numérique en Mer du Groenland en 1994 et comparaison avec 1989

Afin de comparer les ordres de grandeur précédemment exposés avec les résultats expérimentaux, le tableau 4.1 rappelle les expressions des grandeurs étudiées et en donne les valeurs dans les cas de 1989 et 1994 en Mer du Groenland. Les trois paramètres communs à toutes les expériences ont les valeurs suivantes :

$$f = 2\Omega \sin \varphi = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ rad.} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\alpha = -\frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{T=-1^\circ\text{C}} = 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

$$t_{\text{inertie}} = \frac{2\pi}{f} = 12.4 \text{ h}$$

Les valeurs de 1989 sont reprises ou calculées à partir de l'article de Schott et al. de 1993 (rappelées dans Marshall et Schott, 1998). Les valeurs de 1994 sont extrapolées à partir des observations présentées dans cette thèse. Afin d'estimer la sensibilité de chaque évaluation, 2 cas ont été considérés, tous deux plausibles compte

Théorie			3-6/03/89	15-22/03/94	16-19/03/94
Param.	Expression	Unité	$h = 1500 \text{ m}$ $Q = 640 \text{ Wm}^{-2}$ $t_Q = 4 \text{ jours}$	$800 \text{ m}$ $470 \text{ Wm}^{-2}$ $8 \text{ jours}$	$600 \text{ m}$ $640 \text{ Wm}^{-2}$ $4 \text{ jours}$
$\mathcal{B}_0$	$g \frac{\alpha Q}{\rho c}$	$[m^2 \cdot s^{-3}]$	$6 \cdot 10^{-8}$	$4.4 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-8}$
$l_{norot}$	$h$	$[m]$	1500	800	600
$u_{norot}$	$(\mathcal{B}_0 h)^{\frac{1}{3}}$	$[m \cdot s^{-1}]$	$4.5 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$
$w^*$	$\left(\frac{1}{2} \mathcal{B}_0 h\right)^{\frac{1}{3}}$	$[m \cdot s^{-1}]$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-2}$
$l_{rot}$	$\left(\frac{\mathcal{B}_0}{f^3}\right)^{\frac{1}{2}}$	$[m]$	150	125	150
$u_{rot}$	$\left(\frac{\mathcal{B}_0}{f}\right)^{\frac{1}{2}}$	$[m \cdot s^{-1}]$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$
$R_o^*$	$\frac{l_{rot}}{h}$	sans unité	0.1	0.16	0.24
$t_{mix}$	$\frac{2h}{u_{rot}}$	$[s]$	40 h	25 h	16 h

TAB. 4.1: Estimation des paramètres caractéristiques de la convection profonde en milieu non stratifié dans la Mer du Groenland de 1989 et 1994.

tenu de l'hétérogénéité du bassin et de l'allure de la courbe des flux de surface. Dans le premier cas, on force une couche « homogène » de 800 m (profondeur supposée dans le centre du tourbillon A) pendant 8 jours avec un flux de chaleur moyen de  $470 \text{ Wm}^{-2}$  (moyenne des flux de chaleur entre les jours juliens 74 et 82). Dans le second cas, en accord avec des profils faits le 19 mars (jour 78), on fixe la profondeur de convection à 600 m en appliquant le forçage moyenné entre les jours 76 et 80, soit  $640 \text{ Wm}^{-2}$  pendant 4 jours.

Les flux de flottabilité de 1989 et 1994 ne sont pas très différents, mais le préconditionnement de 1989 a conduit à une couche de mélange initiale plus profonde qu'en 1994. Ceci n'influence ici que les estimations de vitesses verticales (hors effet de rotation) et le nombre de Rossby naturel. En 1989, le temps de mélange  $t_{mix}$  est le triple du temps estimé pour l'ajustement géostrophique  $t_{inertie}$  et les ef-

fets de la rotation, selon Jones et Marshall (1993) ou Send et Marshall (1995) ne seraient alors plus négligeables. Appliquons alors à  $u_{rot}$  (4.4) calculée pour 1989 le coefficient 2.4 tiré d'expériences en laboratoires (Fernando et al., 1991, Marshall et Schott, 1998). On obtient alors  $w \simeq 5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , en accord avec les observations par les ADCP (Schott et al., 1993). Cette estimation est d'autant plus crédible qu'elle se place dans le domaine  $R_o^* \leq 0.1$  où expérimentateurs et modélisateurs s'accordent pour donner à la rotation une influence déterminante sur les structures convectives et les panaches en particulier.

Le cas de 1994 est plus délicat puisqu'il se place précisément dans le domaine d'incertitude du contrôle dynamique de ces structures par la rotation (i.e.  $0.1 \leq R_o^* \leq 0.7$ ). Les pics d'amplitude significative sont bien maximum quand les pertes de flottabilité en surface sont les plus importantes (jours 75 à 80 et jour 87, section 3.3, fig. 3.3). Pour tous les flotteurs pris dans la couche en convection, ces pics dépassent assez systématiquement  $1 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  et atteignent couramment  $2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ . Ils ne dépassent qu'exceptionnellement la valeur calculée  $w^*$  par (3.8) à partir des flux de flottabilité turbulents, soit  $2.6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , excepté le flotteur 05 à 280 m. Peut-être est-il le plus représentatif de la couche homogène directement affectée par les flux de surface. Dans son enregistrement, on remarque principalement une forte oscillation transitoire dont 2 pics particulièrement intenses (respectivement à  $-4$  et  $3 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ) ont des valeurs compatibles avec la notion de panache. On peut estimer la pseudo-période de cet événement à 22 heures, ce qui nous place dans la fourchette de temps de mélange  $t_{mix}$  calculée table 4.1. Ce type d'oscillation à basse fréquence est un événement isolé représentatif du changement de régime étudié à la section 3.4.2 de façon plus statistique.

Il paraît cependant assez clair que les amplitudes des vitesses verticales n'ont pas atteint  $5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  comme en 1989, et comme le suggéreraient les estimations données par 2.4  $u_{rot}$  (respectivement 4.3 et  $5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  selon les 2 hypothèses présentées tableau 4.1). L'estimation de la vitesse verticale par  $w^*$  (vitesse turbulente tridimensionnelle calculée section 3.2.2) est beaucoup plus proche des mesures faites par les flotteurs. Ce résultat expérimental tendrait à appuyer les résultats en laboratoire (par rapport aux modèles) concernant la valeur de  $R_o^*$  représentative de la transition

entre régime turbulent tridimensionnel et régime quasi bidimensionnel ( $R_o^* = 0.08$  d'après Maxworthy et Narimousa, 1994). Il serait cependant nécessaire d'analyser un hiver en Mer du Groenland où la convection a atteint au moins 3000 m, et où, d'après cette théorie, les vitesses verticales ne devraient malgré tout pas dépasser  $5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  à flux de surface équivalent (si l'on omet l'effet thermobarique). En Mer Méditerranée, lors des expériences MEDOC de 1970 (MEDOC group, 1970, Stommel et al., 1971) la convection a été très profonde et des vitesses verticales de  $10 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  ont été mesurées. Cette observation est cohérente avec ce qui vient d'être exposé, puisque le coefficient d'expansion thermique  $\alpha$ , qui intervient dans l'expression de  $\mathcal{B}_0$ , a une valeur 4 fois plus élevée en Mer Méditerranée (fig. 3.4 et Lherminier et Gascard, 1998). Ainsi, à flux de chaleur équivalent en surface, le flux de flottabilité induit en Méditerranée sera 4 fois plus intense qu'en Mer du Groenland, engendrant ainsi des vitesses verticales près de 2 fois plus fortes.

## 4.2 Formation et évolution des zones convectives en milieu stratifié

### 4.2.1 Cascade directe et cascade inverse

Considérons maintenant un bassin initialement faiblement stratifié (de fréquence de Brünt-Väisälä  $N$  définie par (1.1)) et soumis aux pertes de flottabilité  $\mathcal{B}_0$ . Les expériences numériques et en laboratoire (Visbeck et al., 1996 ; Whitehead et al., 1996) montrent que dans la région où s'applique le flux, la couche de mélange s'approfondit, dans un premier temps, en accord avec la dynamique unidimensionnelle (Turner, 1973).

$$h = \frac{\sqrt{2 \int \mathcal{B}_0 dt}}{N} \quad (4.6)$$

soit environ 600 m après 8 jours de forçage dans le cas Groenland 1994, si l'on considère la stratification moyenne calculée à partir des profils de février (fig. 1.9) et correspondant à  $N = 4.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (soit  $T_{bv} = 4^h$ ).

Puis le contraste horizontal qui s'établit entre la région en convection et son environnement stratifié devient important et engendre un courant de bord autour de

la région déstratifiée par ajustement géostrophique, selon l'équation du vent thermique. L'ensemble dynamique ainsi établi prend le nom de cheminée. Dans ces simulations, la cheminée a une taille imposée par la taille de la surface sur laquelle est appliqué le forçage (un disque de rayon  $R_e$ ), et elle est engendrée indirectement par l'aggrégation des panaches dans un volume délimité, donc par un processus de « cascade inverse » d'énergie (des petites vers les grandes échelles). Son approfondissement est ralenti par l'apparition d'instabilités baroclines dues à la cambrure des isopycnes à sa périphérie. Sa stabilité tient alors à un équilibre entre, d'une part, son homogénéisation et son approfondissement maintenus par le forçage en surface et, d'autre part, sa déformation latérale par instabilité barocline à travers la zone frontale (qui tend à restratifier la cheminée). En régime stationnaire, les gains de flottabilité latéraux compensent exactement les pertes de flottabilité en surface. D'après les travaux de Visbeck et al. (1996), les simulations numériques et les expériences en laboratoire permettent d'établir les relations

$$h_{\acute{e}q} = (3.9 \pm 0.9) \cdot \frac{(\mathcal{B}_0 R_e)^{1/3}}{N} \quad \text{et} \quad t_{\acute{e}q} = (12 \pm 3) \cdot \left( \frac{R_e^2}{\mathcal{B}_0} \right)^{1/3} \quad (4.7)$$

L'estimation la plus faible du temps d'ajustement dans le cas Groenland 1994 est de 20 jours, qui conduirait alors à une cheminée de 20 km de rayon et 550 m de profondeur ( $\pm 100$  m). Même pour une structure de dimension horizontale 2 fois plus petite, le forçage en 1994 a duré trop peu de temps pour que l'on puisse observer le résultat d'une cascade inverse d'énergie. Cette observation est cohérente avec de nombreux résultats dans les autres sites de convection, qui ont amené Visbeck et al. (1996) et Whitehead et al. (1996) à cette conclusion : si l'instabilité barocline est un élément prépondérant pendant la phase d'expansion (« spreading »), elle est d'importance secondaire pendant la phase de mélange, ralentissant peu (ou pas) l'approfondissement du volume en convection. C'est probablement la raison pour laquelle les modèles unidimensionnels (ou quasi 1D) donnent des résultats assez convaincants jusqu'à la fin du premier forçage important de mars (Visbeck et al., 1995 ; Morawitz et al., 1996). Cette conclusion omet cependant l'alternance probable des phases de mélange et d'expansion à l'occasion de fortes tempêtes successives (Gascard, 1978). Ce point ne peut hélas pas être approfondi dans le cadre de l'expérience Groen-

land 1994, la convection ayant été trop limitée essentiellement à cause de la faible intensité du forçage.

Nous allons maintenant voir qu'il existe peu de signes de la « cascade directe » d'énergie que caractérise la dissociation d'une éventuelle cheminée de convection en cônes ou tourbillons géostrophiques. Les méandres dessinés par la trajectoire du VCM05 (fig. 2.3) autour du tourbillon A pourraient en être un indice. Cependant aucune mesure complémentaire effectuée par le VCM ne permet de différencier ce phénomène des autres causes possibles d'une telle trajectoire (comme l'advection de MAW qui induit un front hydrologique dans les 300 premiers mètres au nord du tourbillon). De plus, ces méandres apparaissent pendant la phase de mélange et non 20 jours plus tard.

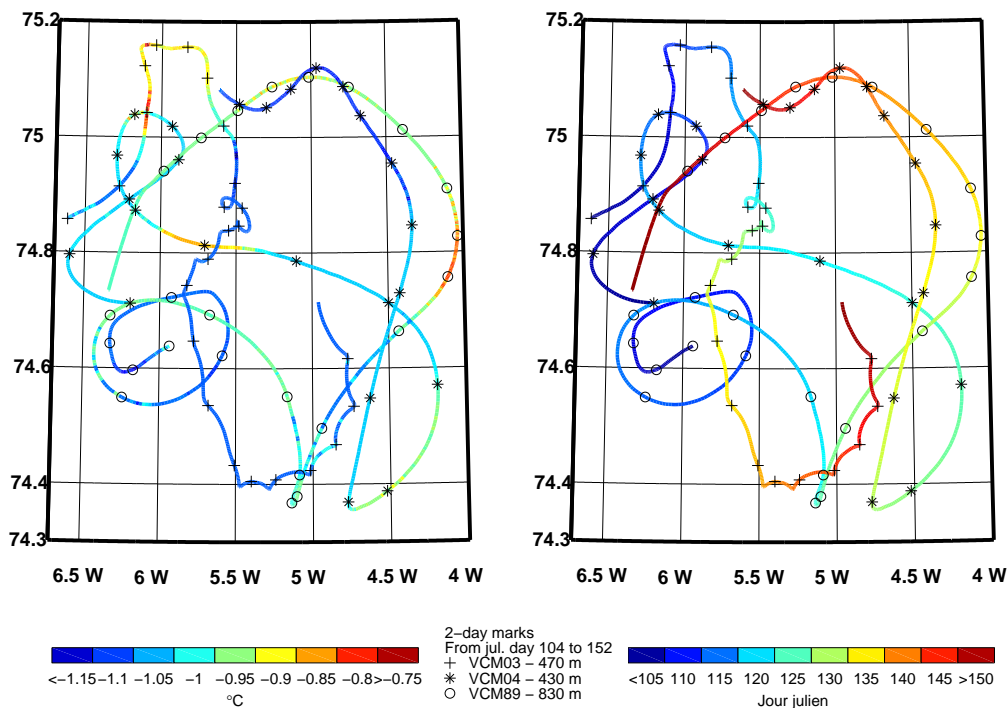


FIG. 4.1: Trajectoires des flotteurs qui sont restés regroupés après le 14 avril 1994, soit 2 VCM autour de 450 m et un à 830 m. La couleur indique la valeur d'un paramètre : à gauche la température in situ, à droite le temps. Des marqueurs sont ajoutés avec un espacement de 2 jours.

Un moyen d'identifier d'éventuels tourbillons de ce type pendant la phase d'ex-

pansion est d'examiner les trajectoires et les températures mesurées par les flotteurs au cours de leur dérive pour détecter l'AIW du Groenland (qui a été renouvelée pendant la convection). Si l'on observe les sections de trajectoire vérifiant  $T < -1.05$  °C, on obtient 2 résultats intéressants (fig. 4.1). Le premier a déjà été étudié et concerne la persistance du tourbillon A mise en évidence par le VCM89. Le second est donné par le VCM03 dont la fin de trajectoire en festons a été analysée par filtrage des composantes spatiales. A partir du jour julien 139, il s'agit d'un tourbillon anticyclonique en translation à environ  $6 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  (dont la direction évolue dans le temps), de période avoisinant 2.5 jours pour un diamètre de 3 km. Le flotteur dérive très près du centre du tourbillon, mais le diamètre qu'il indique, et qui correspond au rayon interne de déformation, n'est que la taille minimum du tourbillon. C'est pourquoi nous ne pouvons pas réellement analyser la taille de cette structure à la lumière des études faites sur les cônes. En revanche, la période de rotation permet, dans l'hypothèse d'une rotation solide (i.e.  $vor = 2\omega$ ), d'estimer une vorticité de  $-5\cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , soit près de 10 fois plus grande que celle du tourbillon A et seulement un tiers de  $f$ . Les vitesses verticales mesurées par le VCM03 ne suggèrent pas de mélange convectif pendant cette période où seules sont observées les fréquences relatives aux ondes de stabilité, qui pourraient avoir été excitées à l'occasion des forçages d'avril. Ce tourbillon peut donc être représentatif de la phase post-convective, mais il est difficile de savoir s'il est représentatif des tourbillons géostrophiques issus de la cascade directe.

Le VCM04 n'indique aucun mouvement de rotation à petite échelle mais sa dérive, associée à celle (simultanée) du VCM03, décrit à 450 m de profondeur un mouvement globalement cyclonique à l'échelle de plusieurs dizaines de kilomètres, avec une température plutôt homogène et froide. Le flotteur profond (fig. 4.1), bien qu'à des températures plus élevées de 1 à 2 dixièmes de degré, confirme la dynamique cyclonique à grande échelle (environ 70 km de diamètre, taille qui se situe à la limite entre la méso et la grande échelle) et revient à sa position initiale après 44 jours. Le tableau 4.2 récapitule les 3 échelles observées à l'aide des trajectoires des flotteurs isobares 03, 04 et 89.

Pour conclure cette section, nous pouvons donc dire que dans les mesures de 1994, il existe peu d'indices soit de cascade inverse aboutissant à la formation



Catégorie	Petite échelle	Méso-échelle	Grande échelle
Sens	anticyclonique	anticyclonique	cyclonique
Diamètre	$\geq 3$ km	30 km	env. 70 km
Période	2.5 jours	10 jours	env. 50 j.
Vorticité	$5 \cdot 10^{-5} s^{-1}$	$7 \cdot 10^{-6} s^{-1}$	env. $10^{-6} s^{-1}$

TAB. 4.2: Echelles observées dans le bassin du Groenland pendant la phase post-convective en avril-mai 1994.

d'une cheminée par ajustement géostrophique d'un volume convectif, soit de cascade directe aboutissant à la formation de tourbillons de taille comparable au rayon de déformation. Ce constat est en accord avec le forçage atmosphérique relativement faible en durée et en intensité de l'hiver 1994 et met en lumière l'importance de l'advection et/ou de la rémanence de structures de méso-échelle dans le préconditionnement.

#### 4.2.2 Importance des structures à méso-échelle

La dynamique de la phase de mélange dépend donc essentiellement des paramètres  $\mathcal{B}_0$  et  $N$  (d'après 4.6). Dans l'ensemble des simulations faites jusqu'à présent, le volume en convection est en fait préconditionné artificiellement par la valeur plus élevée de  $\mathcal{B}_0$  à sa surface<sup>2</sup>. En Mer du Groenland, le forçage météorologique est peu contrasté à méso-échelle. En revanche, la fréquence de Brünt-Väisälä  $N$ , qui apparaît au dénominateur de l'expression de la profondeur finale atteinte par la convection, est relativement hétérogène dans le bassin. C'est donc la stratification relative dans le bassin qui joue un rôle dans le préconditionnement des structures convectives et permet d'estimer  $R_e$  a priori, plutôt que la distribution spatiale de  $\mathcal{B}_0$  (contrairement aux expériences de laboratoires et aux simulations numériques). Nous allons l'étudier de plus près dans le cas de nos observations.

L'observation de l'état de stratification moyen des 600 premiers mètres dans le gyre du Groenland en 1994 (fig. 4.2) indique clairement que la région autour de 75°N 6°W est la zone la plus déstratifiée du Gyre du Groenland, avec une fréquence

<sup>2</sup>En fait, la forme circulaire du forçage est sensée évoquer la région centrale du gyre cyclonique où les eaux de surface sont plus denses qu'à la périphérie, donc plus susceptibles de convecter profondément. C'est pourquoi les valeurs de  $R_e$  (rayon de la région en convection) trouvées dans la littérature dépassent souvent 50 km.

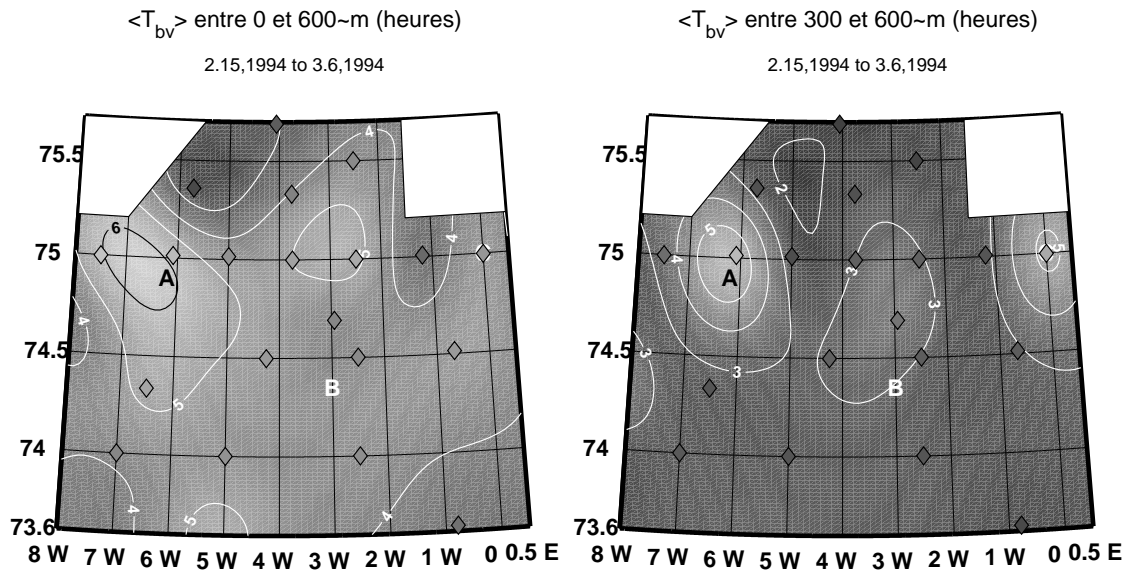


FIG. 4.2: Stratification du Gyre du Groenland représentée par une analyse objective des périodes moyennes de Brünt-Väisälä calculées à partir des profils hydrologiques du Valdivia. a) Moyenne sur les 600 premiers mètres; b) Moyenne entre 300 et 600 m. La longueur de corrélation est 40 km.

de Brünt-Väisälä moyenne inférieure à  $N_{max} = 3 \cdot 10^{-4} s^{-1}$  sur les 600 premiers mètres. Elle correspond en grande partie au tourbillon anticyclonique A étudié au chapitre 2. Les régions A, B et C, où des eaux type GAIW ont été détectées à des profondeurs intermédiaires, sont rappelées sur la fig. 4.2. La section représentant la couche entre 300 et 600 m (fig. 4.2b) met en valeur les noyaux A et C d'AIW du Groenland par leur relative déstratification (nous avons vu que le noyau B n'est détecté que par le VCM01, qui n'est pas pris en compte dans cette section). Mais il est remarquable de constater que la stratification des 300 premiers mètres est suffisamment hétérogène pour imposer au centre du gyre (fig. 4.2a, 75°N 3°W) une région mieux préconditionnée que C, en accord avec le concept du dôme des isopycnes associé à la circulation cyclonique à grande échelle. Ainsi, si les « vestiges » de précédents événements convectifs sont susceptibles de jouer un rôle favorable dans le préconditionnement de la convection profonde, ils ne constituent pas pour autant une condition nécessaire.

Afin de préciser l'étude du préconditionnement, nous tenons compte maintenant de la répartition spatiale de la perte de flottabilité induite par la totalité des flux de

chaleur en surface. L'équation (4.6) est utilisée en moyennant le flux de flottabilité dans le temps sur les 8 jours du forçage de mi-mars et en utilisant les valeurs de fréquence de Brünt-Väisälä exposées plus haut (fig. 4.2a). Nous en déduisons une carte de profondeur équivalente qui correspond à la profondeur de la couche de mélange calculée selon une dynamique unidimensionnelle (fig. 4.3).

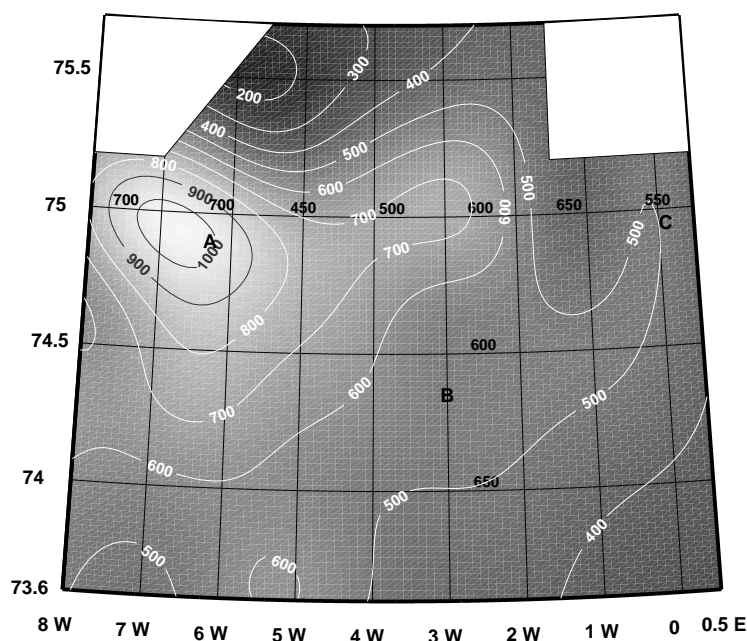


FIG. 4.3: Estimation de la profondeur de la Couche de Mélange (CM) attendue par une dynamique unidimensionnelle d'après l'état de préconditionnement du bassin et la variabilité spatiale des flux de surface. Les profondeurs finales de la CM sont également estimées par des stations relevées moins de 2 jours après la fin du forçage, et reportées en nombres noirs sur la figure.

Le gradient horizontal des flux, maximum vers le nord-ouest, accentue encore la sensibilité de la région A à la convection alors que la région C à l'est du Gyre du Groenland devient presque marginale. En accord avec les résultats du modèle TKE précédemment utilisé, les profondeurs calculées ainsi sont globalement supérieures à celles relevées sur 10 stations hydrologiques de la période post-convective. Les mesures reflètent également la méconnaissance de la région B (avec une profondeur mesurée à 74°N bien supérieure à celle attendue) et l'assez forte hétérogénéité de la profondeur de la couche mélangée dans le bassin. Bien que partiellement en ac-

cord avec les valeurs expérimentales, les résultats du calcul unidimensionnel donnent également cette image contrastée du bassin et corroborent l'approfondissement maximum de la couche mélangée observée dans la région A. Ils soulignent aussi l'importance des structures de type A dans le préconditionnement à la convection profonde.

## Conclusions et perspectives

Au cours de ce travail de thèse, les processus liés à la convection profonde ont été étudiés à l'aide de données récoltées en Mer du Groenland pendant l'hiver 1994. L'analyse de l'interaction entre les différentes échelles (spatiales et temporelles) a mis en évidence l'omniprésence des processus aux plus petites échelles (turbulence, ondes et panaches) et l'importance du préconditionnement par la méso-échelle et la grande échelle sur la profondeur de pénétration du mélange par ces processus. En 1994, le faible transfert d'énergie entre les différentes échelles (par cascade directe ou inverse) a été analysée comme une conséquence d'une convection limitée en profondeur due à un hiver relativement peu rigoureux.

Les plus petites échelles « temporelles » ont pu être étudiées grâce aux mesures de vitesse verticale et de température obtenues par des flotteurs isobares dérivant entre 250 et 850 m de profondeur. Nous avons trouvé que, sur les signaux de vitesse verticale, la phase de mélange est caractérisée par l'augmentation du module de la vitesse et l'apparition d'une composante de période supérieure à  $15^h$ , que l'on pense caractéristique des panaches et qui se superpose au champ d'ondes inertio-gravitationnelles. La signature fréquentielle du signal évolue donc en fonction de cette superposition, mais aussi en fonction de l'état de stratification du milieu qui détermine la période des ondes de stabilité susceptibles de se propager. Analysée par ondelettes, la vitesse verticale montre une période moyenne (fonction du temps) qui oscille légèrement autour de  $12^h$  dans un milieu déstratifié et prêt à convecter, et qui augmente significativement pendant le mélange (ou au contraire qui diminue si le flotteur dérive dans un environnement plus stratifié).

La composante basse fréquence propre au mélange convectif a été décomposée en un signal de périodes comprises entre 15 et  $48^h$  que l'on associe aux panaches,

et un signal de période supérieure à  $48^h$  qui correspond à la dérive spectaculaire de plusieurs kilomètres d'eau vers le haut en 10 jours déduite des mesures intégrées de déplacements d'eau par rapport au flotteur. Etant donnée la dynamique relativement unidimensionnelle du mélange et la stabilité des structures à méso-échelle, ce signal n'est pas clairement associé à l'effet d'une instabilité barocline au bord d'une zone de convection particulièrement active, contrairement aux observations réalisées lors d'expériences similaires en Mer Méditerranée (Voorhis et Webb, 1970 ; Gascard, 1978) ou en Mer du Labrador (Gascard et Clarke, 1983). De plus, cette composante très basse fréquence du signal a pu être interprétée comme résultant du comportement isobare et non purement lagrangien du flotteur dérivant dans une région de mélange intense caractérisée par la présence de panaches et d'ondes internes de grande amplitude. Ce résultat a pu être mis en évidence grâce à une simulation de flotteurs isobares dans un modèle non-hydrostatique dédié à l'étude de l'évolution d'une couche mélangée profonde en mer polaire et développé au NPS à Monterey (CA, USA). La très haute résolution de ce modèle (de l'ordre de 10 m dans les 3 directions) autorise un schéma de fermeture turbulente relativement précis et des valeurs de viscosité remarquablement faibles, mais limite le champ de simulation à un domaine cubique de 1 km de côté doublement périodique, excluant ainsi tout processus d'ajustement géostrophique à méso-échelle. Une simulation numérique sur 6 jours (correspondant à la phase de mélange) selon les conditions hydrologiques et météorologiques relevées mi mars en Mer du Groenland, a été effectuée dans le cadre d'une étude préliminaire de comparaison entre données et modèle. Elle a permis de visualiser les flotteurs isobares piégés dans des zones de convergences engendrées par l'agencement des panaches. Ces régions de convergence sont associées à des mouvements verticaux dont le sens et l'amplitude dépendent du niveau de l'observation par rapport à la profondeur de la couche mélangée. Ainsi les zones convergentes des 200 premiers mètres montrent des vitesses verticales globalement descendantes, en rapport avec la génération des panaches liée aux pertes soudaines de flottabilité en surface. Au contraire, entre 250 et 600 m, les zones convergentes sont plutôt associées à des remontées d'eau. Nous avons vu que lors du mélange, les différences de température dans le volume en convection sont infimes, car les fortes fluctuations

---

de vitesse verticale constituent la composante prédominante des flux de flottabilité. Ceci est confirmé par la stabilité des températures mesurées par les flotteurs réels et simulés.

La comparaison entre modèle et expérience s'est révélée très concluante dans le cas de la convection de 1994. Elle mérite une étude supplémentaire avec une simulation sur une plus longue période qui permettrait de documenter également le changement de régime des vitesses verticales observées par les flotteurs entre la phase de préconditionnement et la phase de mélange. Une fois validée, la simulation pourrait être effectuée avec des flux de chaleur plus importants afin de voir ce qui limite alors l'approfondissement de la couche mélangée dans cette dynamique (i.e. en l'absence d'instabilité barocline), et également d'étudier l'influence de la rotation sur les panaches en augmentant les dimensions horizontales du champ de simulation.

Dans les cas de 1993 et 1994 en Mer du Groenland, le mélange convectif hivernal a été limité à respectivement 1000 m et 800 m de profondeur, et a abouti à la formation d'Eau Arctique Intermédiaire locale (GAIW). Principalement caractérisée par un minimum intermédiaire de température et de salinité à  $-1.1^{\circ}C \pm 0.2$  et  $34.85 \text{ psu} \pm 0.015$ , la GAIW a été observée en 1994 non seulement comme un résultat de la convection profonde intermédiaire qui a suivi les événements de convection de l'hiver et du printemps 1994 (la « cuvée » 1994 de l'AIW du Groenland), mais aussi comme résultant d'une convection plus ancienne ayant formé des poches froides rémanentes piégées à des profondeurs intermédiaires à l'intérieur du Gyre du Groenland avant que les événements convectifs profonds de 1994 ne soient observés. Cette GAIW « fossile », formée pendant les hivers précédents (ou pendant des événements de convection antérieurs du même hiver, mais c'est très peu probable en 1994), doit avoir été recouverte plus tard d'eaux plus légères. Cette « mémorisation » à long terme des événements convectifs précédents semble être un facteur important du préconditionnement de la convection en Mer du Groenland pendant des hivers successifs. Elle a été mentionnée auparavant par Häkkinen (1995), mais en considérant les facteurs de préconditionnement à grande échelle à

partir de l'analyse de modèles numériques.

Dans l'ensemble du bassin, les hétérogénéités horizontales de la profondeur de la couche mélangée après la convection résultent assez clairement de la répartition des régions relativement déstratifiées lors de la phase de préconditionnement du bassin, et à un moindre degré de l'inhomogénéité du forçage météorologique pendant la phase de mélange (corroborant ainsi certains résultats récents concernant la Méditerranée présentés par Gaillard et al., 1996). Dans le Bassin du Groenland en février 1994, on trouve, sous 800 m de profondeur, une stratification relativement forte et homogène. En surface, les 300 premiers mètres ont été préconditionnés par le début de l'hiver, et influencés par la circulation à grande échelle puisqu'on trouve la première zone de déstratification au centre du gyre cyclonique, vers  $2^{\circ}30'W$  à  $75^{\circ}N$ , et la seconde zone au nord-ouest, correspondant à une advection de MAW. Entre 300 et 600 m, on trouve une alternance horizontale entre des zones contenant de l'AIW du Groenland dite « fossile » et peu stratifiées et des zones contenant de la wsAIW plus chaude et plus salée, mais aussi plus stratifiée. C'est la juxtaposition verticale des régions déstratifiées dans ces 2 couches juste avant le forçage prédominant de mi-mars qui a déterminé la zone la mieux préconditionnée pour le mélange vertical. Les eaux alors nouvellement formées dans le Gyre du Groenland fin mars 1994 ont les caractéristiques de l'AIW du Groenland et une épaisseur variant entre 400 et 800 m environ à travers le bassin. Les caractéristiques  $\theta$ -S de l'ancienne et de la nouvelle GAIW sont identiques.

D'après nos observations, la région la mieux préconditionnée correspond à un tourbillon anticyclonique (structure A) contenant de l'AIW du Groenland « fossile » piégée sous une advection de MAW relativement chaude et salée. La double structure fortement barotrope apparaît déjà faiblement stratifiée dans les 600 mètres supérieurs, même avant que ne se produise la principale tempête. Si le forçage de surface avait été plus fort pendant cet événement particulier ou (et) avait duré plus longtemps, la structure mésoéchelle A aurait pénétré beaucoup plus profondément. Le tourbillon anticyclonique A, identifié par des flotteurs dérivant à 430 m et 830 m et indiquant une température de  $-1.1^{\circ}C$  typique de la GAIW, a survécu aux processus convectifs déclenchés par la tempête avec une étonnante stabilité. Il s'est déplacé



---

en direction du sud-sud-est à  $1.5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  en avril 1994 et le diamètre du tourbillon (30 km) est resté globalement constant pendant toute cette période. L'adéquation entre la vitesse moyenne d'advection et la composante barocline de la vitesse est en faveur d'un piégeage efficace de la couche supérieure initialement advectée au dessus du tourbillon. Le mélange profond unidimensionnel pénétrant depuis la couche supérieure dans la structure tourbillonnaire à 2 couches, a clairement favorisé le renforcement de la structure anticyclonique, ce qui expliquerait sa robustesse.

Ainsi la mémoire d'événements convectifs antérieurs, probablement de l'année précédente, et l'advection en surface de MAW par le nord-ouest du bassin ont joué un rôle favorable dans le préconditionnement de 1994. Cette advection se situe précisément au point d'ouverture de la Nordbukta pendant les années où l'englacement du bassin est important. Est-elle particulière aux années 1993-1994 ? il semble que non, puisqu'en 1989 également, des mesures eulériennes de la température juste à l'est du Front Polaire Est-Groenland montraient des sauts significatifs dont le premier coïncide avec l'ouverture de la Nordbukta.

L'absence totale de glace dans le Gyre du Groenland pendant l'hiver 1994 est exceptionnelle. Elle a permis de montrer qu'une convection intermédiaire peut se produire sans convection haline préalable. Nous pensons que la présence de glace dans le centre du bassin ne peut être corrélée avec la convection très profonde (Pawlowicz, 1995) que dans la mesure où elle correspond à des hivers rigoureux. Cet indice de corrélation est cependant peu fiable pour plusieurs raisons. La première est que l'on ne connaît précisément l'évolution de l'étendue de glace de mer que depuis moins de 20 ans (images satellitales). La seconde est que la glace présente dans la Nordbukta doit pouvoir être évacuée pour que les flux air/mer puissent être suffisamment intenses. La troisième est que l'on évalue mal la part d'eau relativement peu salée advectée avec la glace par le Courant de Jan Mayen et qui influe dans le bilan de flottabilité (Aagaard et Carmack, 1989). Enfin la dernière est qu'on ne prend jamais en compte l'advection de MAW, largement illustrée ici, pour équilibrer ce bilan.

En termes de bilan global de sel et de chaleur, on peut noter qu'entre la nou-

velle GAIW, d'environ 1000 m d'épaisseur, et l'ancienne Eau Profonde de la Mer du Groenland (GSDW) située vers 3000 m, le Gyre du Groenland a accumulé une quantité importante de sel et de chaleur à l'intérieur de l'Eau Profonde Supérieure (uDW) qui représente environ la moitié du volume total du gyre et dont la formation n'est pas clairement élucidée. L'eau résultant d'un mélange vertical unidimensionnel de nouvelle GAIW avec la uDW actuelle atteindrait des valeurs de  $-1^{\circ}\text{C}$  et  $34.89 \text{ psu}$ . Un tel bassin hypothétique devrait subir un flux additionnel de  $600 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  pendant 60 jours pour rejoindre les caractéristiques actuelles de la GSDW, sans apport de sel. Ce forçage est difficilement envisageable en un seul hiver, mais connaissant les effets de mémoire du bassin d'un hiver sur l'autre, on peut envisager que plusieurs hivers rigoureux successifs aboutissent à nouveau à une convection profonde formant de la GSDW, mais ceci sans échanges avec l'extérieur du Gyre du Groenland. Un tel scénario unidimensionnel est peut-être irréaliste compte tenu de l'importance de l'aspect bidimensionnel de la convection dès que celle-ci est suffisamment profonde. Un autre scénario plausible serait d'exporter, par advection latérale, une partie de la uDW (comme le suggère Budéus et al., 1998), et simultanément de remplir progressivement le bassin avec de l'AIW du Groenland qui se forme assez régulièrement en hiver depuis les années 80. Les températures froides actuelles de l'AIW du Groenland sont proches de celles de la GSDW, et il serait seulement nécessaire d'augmenter très légèrement les salinités de l'AIW du Groenland de quelques centièmes de *psu* pour rejoindre celles de l'ancienne GSDW. En faveur de ce second scénario, des observations récentes (Budéus et al., 1998) ont indiqué que le maximum profond de  $\theta$ -S était en train de descendre à une vitesse d'environ 150 m par an, indiquant soit un processus d'exportation des eaux profondes (sous ce maximum profond de  $\theta$ -S), soit un affaiblissement de la circulation cyclonique à grande échelle (Meinke et al., 1992). Simultanément, l'AIW du Groenland, piégée dans le Gyre du Groenland pendant toute l'année (les eaux dites « fossiles »), semble être partiellement, voire complètement renouvelée chaque hiver. Une partie de l'AIW du Groenland semble également s'échapper du Gyre du Groenland comme le remarque Blindheim (1990), et contribue probablement à la source d'Eau Profonde Nord Atlantique à travers le Déroit du Danemark et surtout le seuil Islande-Ecosse (Mauritzen, 1996).

---

La salinité relativement faible de l'AIW du Groenland des années 90, comparée à la GSDW, peut venir en partie de l'absence d'entraînement des eaux profondes pendant la convection limitée des hivers précédents. Mais elle peut également venir d'une décroissance de la salinité de la MAW advectée dans et autour de l'ensemble des Mers de Norvège et du Groenland. En effet, d'après nous, la MAW peut correspondre à une forme refroidie de la LAIW des années 70. Un argument en faveur de cette théorie est la baisse de salinité substantielle des eaux de l'Atlantique qui entrent dans les Mers Nordiques avant et/ou après avoir traversé le seuil Islande-Ecosse (Blindheim et al., 1996). De même que l'affaiblissement du vent, refroidissant le bassin du Groenland (Dickson et al., 1996), la variabilité décennale de la NAO pourrait être de première importance en ce qui concerne le contenu salin du Gyre du Groenland, par l'intermédiaire de la variabilité de salinité de l'Eau Atlantique Modifiée advectée dans le gyre.

En résumé, dans cette thèse, nous avons mis en évidence certaines particularités de la Mer du Groenland (circulation à moyenne et grande échelle, distribution des masses d'eau, formation de GAIW) et les caractéristiques de la convection profonde typique d'un hiver peu rigoureux. Nous avons discuté en particulier du changement de régime turbulent lié à l'intensification du mélange par l'apparition des panaches, et de l'approfondissement de la couche mélangée lié au préconditionnement par la méso-échelle résultant d'événements convectifs antérieurs. Les flotteurs VCM isobares apparaissent comme des outils privilégiés pour l'observation 3D des mouvements caractérisant les mécanismes de la convection profonde, y compris dans le domaine des hautes fréquences caractéristiques des ondes internes et des panaches. Comme souligné par Marshall et Schott (1998), l'une des principales difficultés pour étudier la convection profonde réside dans la séparation ténue entre les échelles caractérisant les divers processus (contrairement à l'atmosphère), et qui rend l'analyse des phases transitoires très délicate. Notre étude, qui a permis d'identifier un changement de régime au sein de la couche mélangée, apporte une contribution importante dans ce domaine. Elle montre également que la sensibilité de l'océan à un forçage intense par les flux de flottabilité en surface dépend de l'état de préconditionnement

## CONCLUSION

---

par la méso-échelle et de la variabilité temporelle du forçage, précisant ainsi le degré de résolution spatio-temporel nécessaire aux modèles numériques capables de traiter de la convection profonde et de la formation des eaux profondes.

## Annexe A

# Le flotteur quasi-lagrangien SOFARGOS-VCM

### A.1 Le flotteur VCM dérivant

#### A.1.1 Historique

Le type de flotteur utilisé dans les expériences ESOP se nomme SOFARGOS-VCM (ou RAFOS-VCM aux Etats-Unis). Il est le produit d'une génération de flotteurs dits quasi-lagrangiens dont la compressibilité, inférieure à celle de l'eau de mer, leur permet de dériver à une immersion correspondant à leur équilibre de densité avec le milieu environnant. Décrits pour la première fois par Henri Stommel en 1955 et développés par John Swallow (1955) cette même année, les premiers flotteurs émettaient un signal acoustique permettant leur localisation par un navire situé à proximité. En 1966, Douglas Webb munit des flotteurs construits sur le même principe d'une hélice conçue pour détecter les mouvements verticaux de l'eau au cours de leur dérive. Ils prennent dès lors le nom de VCM (Vertical Current Meter) et permettent d'étudier la nature et l'importance de l'énergie cinétique et potentielle verticale à différentes profondeurs, révélant ainsi certaines propriétés des ondes internes et inertielles (Voorhis, 1968 ; Gascard, 1972, 1973 et 1975). Cependant, la présence indispensable d'un navire océanographique à proximité des flotteurs limite fortement la performance d'un tel système et rend son utilisation très coûteuse.

L'exploitation du chenal sonore océanique naturel découvert pendant la seconde guerre mondiale et de la technique SOFAR associée (Sound Fixing And Ranging) ont permis de considérablement augmenter la portée du signal sonore émis par le flotteur. Le bateau est alors remplacé par des récepteurs acoustiques que l'on mouille au voisinage du flotteur dérivant et qui enregistrent les temps d'arrivée (TOA) de l'onde acoustique (Rossby et al., 1975). L'autonomie spatiale ainsi acquise est cependant limitée par une faible autonomie temporelle due à la forte consommation d'énergie du flotteur. La taille de l'instrument (liée à l'émission de basses fréquences) et la nécessité d'utiliser des fréquences différentes pour chaque flotteur afin de les différencier posent également des problèmes techniques délicats. Afin de surmonter ces difficultés, Tom Rossby développe le flotteur RAFOS en 1984. Le renversement du nom est destiné à illustrer l'inversion du sens de la propagation du signal acoustique : désormais, les mouillages sont munis de sources sonores et le flotteur reçoit le signal grâce à un hydrophone. Les TOA sont donc stockées dans une mémoire interne au RAFOS et permettront comme précédemment de déduire la position du flotteur par triangulation. La récupération de ces données nécessite cependant que le flotteur remonte en surface soit pour être repêché, soit pour émettre le contenu de sa mémoire à des satellites munis du système CLS ARGOS (Collecte et Localisation Satellitaire) qui le transmettront à leur tour à terre. Cette instrumentation, testée avec succès en 1984 dans le cadre d'une expérience pilote dans le Gulf Stream (Rossby et al., 1986), permet l'utilisation d'un grand nombre de flotteurs pour un même réseau de sources acoustiques et facilite ainsi l'étude statistique des courants et/ou des tourbillons à méso-échelles. La miniaturisation de l'électronique faiblement consommatrice d'énergie a également permis un prodigieux progrès en terme d'autonomie (jusqu'à un an) et d'encombrement (cylindre de 22 litres pour une charge utile de 5 kg). Appliquant le principe du VCM de D. Webb au RAFOS de T. Rossby, J.-C. Gascard et P. Tillier ont ainsi conçu le flotteur SOFARGOS-VCM, plus simplement appelé VCM, dont l'utilisation en Mer du Groenland, dans le cadre de l'étude de la convection profonde, a donné lieu à cette thèse. L'objet de cette annexe est la description détaillée des caractéristiques de ce flotteur axée sur la validation des mesures. Une étude technique de l'instrument a été réalisée dans le cadre

du projet européen SOFARGOS par Antonio Lourenço (1997), portant plus particulièrement sur le positionnement de ces flotteurs par méthode acoustique. C'est pourquoi l'étude qui suit insistera plutôt sur les autres mesures.

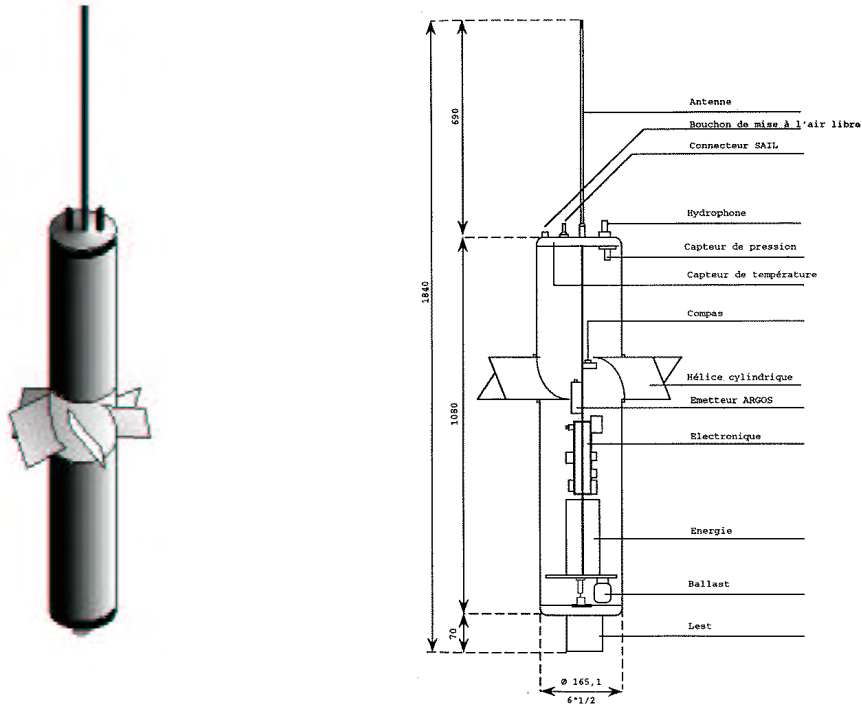
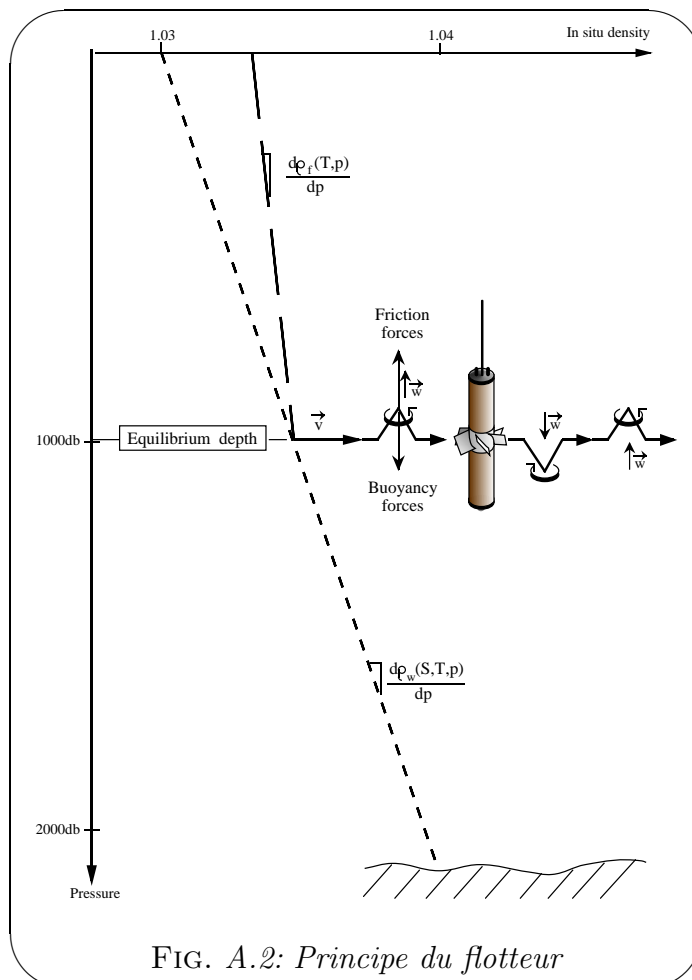


FIG. A.1: SOFARGOS-VCM

### A.1.2 Principe de fonctionnement

Le VCM est présenté figure A.1. Il est équipé de capteurs de pression et de température permettant de mesurer régulièrement ces deux paramètres dans le milieu environnant (appelés pour cette raison paramètres «in situ»). Le corps du flotteur est constitué d'un cylindre en alliage d'aluminium deux fois moins compressible que l'eau de mer. Son poids (lest compris) est ajusté grâce à un ballast interne de façon à ce que sa masse corresponde à celle d'un même volume d'eau de mer à l'immersion visée (opération de ballastage, effectuée au laboratoire). Lâché dans le bassin à étudier, le flotteur coule sous l'effet de son propre poids jusqu'à la profon-

deur où il se trouve en équilibre de densité (fig. A.2) puis dérive, rappelé à ce niveau d'équilibre par la force de flottabilité.



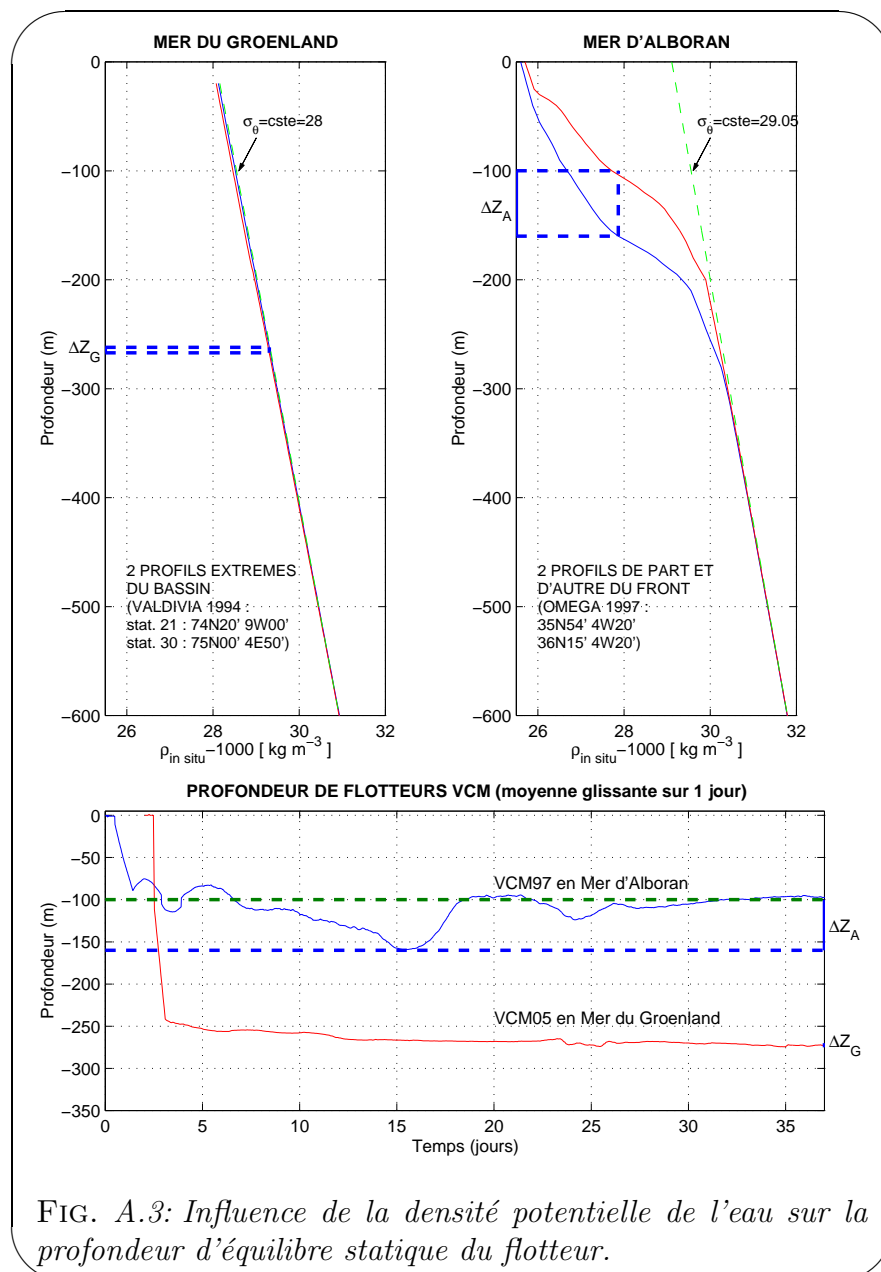
En Mer du Groenland, le milieu est peu stratifié au sens thermohalin, et les contrastes de densité potentielle ne dépassent pas  $1 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$  au-delà de 50 mètres de profondeur. Ainsi, la densité in situ (à laquelle le flotteur est sensible) est déterminée en premier lieu par les effets de pressions (fig. A.1.2a et A.1.2b), et la trajectoire du flotteur peut être considérée comme isobare au premier ordre (fig. A.1.2c). En revanche, la situation est assez différente dans des régions de fronts hydrologiques où d'importants contrastes de densité potentielle entraînent des déplacements du flotteur de plusieurs dizaines de mètres verticalement. Cette situation est très bien illustrée par les flotteurs de l'expérience OMEGA (1997) en Mer d'Alboran (fig. A.1.2), où le flotteur peut alors être considéré comme quasi isopycne. Dans les



deux cas, le flotteur est seulement quasi lagrangien, puisqu'il suit uniquement les particules d'eau qui ne subissent pas des mouvements verticaux trop importants.

Afin de connaître ces mouvements verticaux, le flotteur est serti à mi-hauteur de six pales inclinées et solidaires du cylindre. Son poids est essentiellement concentré à la base du cylindre (batteries et lest), de sorte que le VCM se comporte comme une hélice d'axe vertical. Les tours qu'il effectue sur lui-même sont comptés à l'aide d'un compas interne. Pour mesurer précisément les déplacements d'eau, la réponse de l'hélice est étalonnée lors de la descente du flotteur à son immersion d'équilibre par comparaison entre des mesures de pression et des mesures du compte des tours. Cet étalonnage est détaillé à la section A.1.3, et il indique la valeur 1,04 mètre d'eau déplacée vers le bas pour +1 tour compté (décompté pour un déplacement d'eau vers le haut). Afin d'éviter toute confusion de sens, tous les résultats concernant les mouvements verticaux seront présentés algébriquement en mètres d'eau vers le haut (sens choisi positif pour l'axe vertical  $z$ ). Ainsi ce signal, une fois dérivé, donnera directement la mesure de la vitesse verticale de l'eau relativement au flotteur et moyennée sur l'intervalle de temps de l'échantillonnage.

Le positionnement horizontal du flotteur est déterminé par la méthode des moindres carrés appliquée aux distances obtenues par rapport aux trois sources acoustiques mouillées dans le bassin. En accord avec les estimations de vitesse du son dans le bassin du Groenland (Hurdle, *The Nordic Seas*, 1986, ch. 6, fig. 13), les erreurs minimales sont obtenues pour des vitesses de  $1445 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour les flotteurs autour de 400 m et  $1455 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour ceux autour de 800 m. Les flotteurs sont alors positionnés avec une précision de  $\pm 2 \text{ km}$ . On notera qu'en l'absence de chenal sonore purement réfracté, comme c'est le cas en hiver aux hautes latitudes quand la convection déstratifie fortement le bassin, le signal est dégradé lors de sa propagation par de nombreuses réflexions en surface (qui de plus peut être encombrée de banquise, ce qui tend à augmenter le bruit). Dans ces conditions, la portée sonore des sources est limitée à environ 200 km. Il arrive que le fort niveau de bruit sur une source conduise à momentanément positionner le flotteur à l'aide des deux autres sources uniquement ; le signal bruité de la 3<sup>ème</sup> source ne sert alors qu'à estimer l'erreur sur ce positionnement.



A la fin de l'expérience, à un temps prédéterminé, les flotteurs larguent leur lest et remontent à la surface. Ils sont alors en mesure d'émettre vers des satellites munis du système ARGOS leur position instantanée ainsi que toutes les données accumulées dans leur mémoire (cas de 1993). On peut également aller les récupérer sur site pour constater leur état et les réutiliser dans une expérience ultérieure (cas de 1994). L'ensemble des étapes de l'expérience menée en Mer du Groenland est synthétisé fig. A.4.

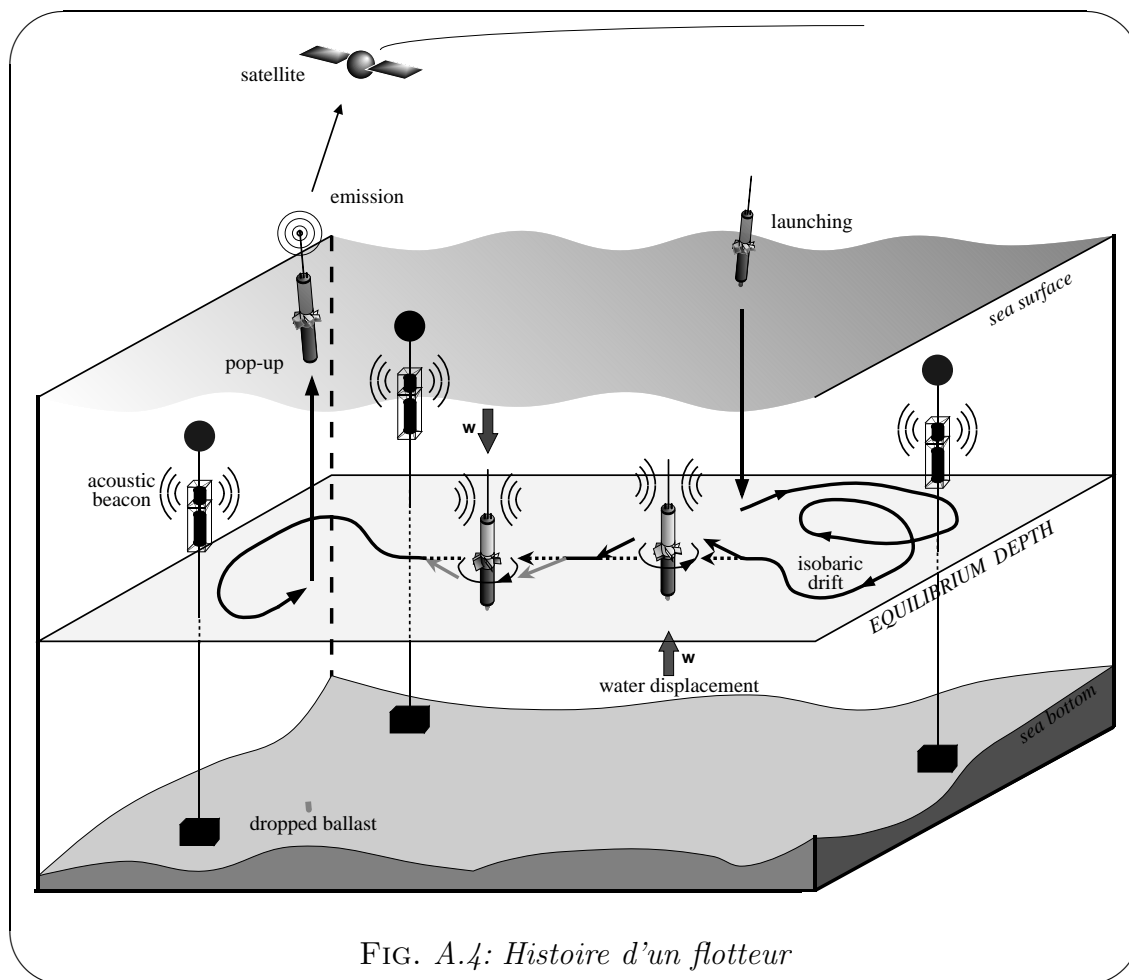
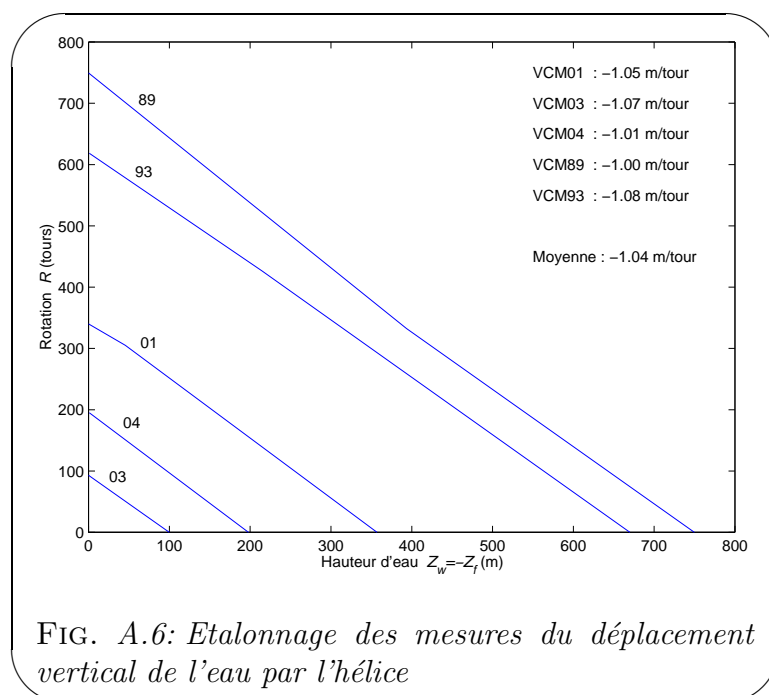
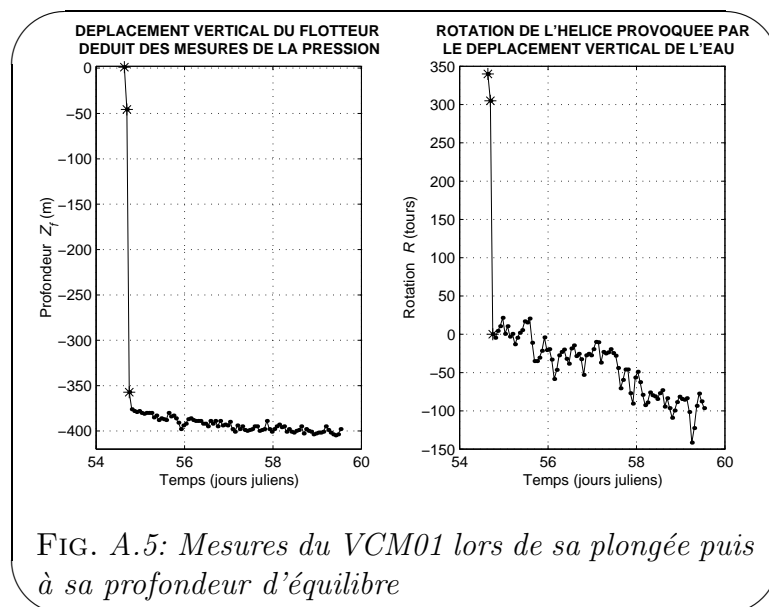


FIG. A.4: Histoire d'un flotteur

### A.1.3 Etalonnage de l'hélice

Le pas de l'hélice  $\mathcal{P}_0$  est étalonné lors de la descente du flotteur à son immersion d'équilibre grâce aux mesures simultanées de la pression in situ  $P$  et du nombre (algébrique)  $R$  de tours effectués par le flotteur sur lui-même. Ces mesures sont illustrées ci-dessous sur les cinq premiers jours de fonctionnement du VCM01.

Pour ce flotteur, on dispose donc de trois points de mesure lors de la descente (indiqués par des étoiles sur la figure) permettant de calculer le déplacement vertical de l'eau  $Z_w = -Z_f$  qui correspond à un tour entier ( $R = 1$ ). Cette opération est effectuée pour tous les flotteurs de 1994 et les mesures relatives à leur plongée sont reportées sur la figure suivante.



Les mesures indiquent donc  $\mathcal{P}_0 = -1.04 \text{ m/tour} \pm 6\%$ .

La valeur négative indique simplement que le compte-tour se décrémente lorsque l'eau se déplace vers le haut par rapport au flotteur.

La validité de cette évaluation du pas de l'hélice repose sur l'égalité  $Z_w = -Z_f$ . Elle suppose que le flotteur descende suffisamment vite pour que les mouvements verticaux propres au milieu soient négligeables. Sachant que les mesures des pa-

ramètres sont espacées de 80 minutes, on peut calculer une vitesse de descente du flotteur variant entre 5 et 10  $cm \cdot s^{-1}$  selon sa profondeur finale. L'étude des vitesses verticales du milieu juste après la descente montre des maxima entre 0.3 et 0.5  $cm \cdot s^{-1}$  selon les flotteurs. Cette incertitude est la plus grande source d'erreur. Afin de la limiter, le flotteur le moins profond n'a pas été utilisé dans l'évaluation du pas de l'hélice et seuls les segments de descente présentant une vitesse au moins 16 fois supérieure aux maxima de vitesse intrinsèques observés après ont été retenus ; c'est pourquoi on obtient une erreur relative de 6% au plus.

On montrera également dans l'étude dynamique (section A.3.2.6) que la réponse de l'hélice est identique (à 1% près) pour toute vitesse stationnaire supérieure à 2  $cm \cdot s^{-1}$ .

#### A.1.4 Caractéristiques techniques du VCM

Fréquence de transmission acoustique	$f_t = 780 \text{ Hz}$
Puissance acoustique des sources	$P_a = 50 \text{ W}$
Masse du VCM	$m = 24.8 \text{ kg} \pm 0.2 \text{ kg}$
Compressibilité mécanique <sup>1</sup>	$\chi_f = -\frac{1}{V_o} \frac{\partial V}{\partial P} = 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ dbar}^{-1}$
Compressibilité thermique <sup>1</sup>	$\alpha_f = \frac{1}{V_o} \frac{\partial V}{\partial T} = 6.9 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
Capteur de pression ( $P$ , en $dbar$ )	Résolution 1 $dbar$
	Précision 5 $dbar$
Capteur de température ( $T$ , en $^\circ\text{C}$ )	Résolution 0.01 $^\circ\text{C}^{-1}$
	Précision 0.02 $^\circ\text{C}^{-1}$
	Dérive 0.01 $^\circ\text{C par an}$
Horloge interne	Résolution $10^{-6} \text{ s}$
	Dérive $< 2.5 \cdot 10^{-8}$
Positionnement horizontal	Précision 3 $km$
Compas ( $R$ , en tours)	Résolution 1/2 $tour$
Déplacement vertical relatif de l'eau	$Z_r = -1.04R$
Vitesse verticale de l'eau	Dynamique : de 0.05 à 14 $cm \cdot s^{-1}$
Approfondissement dû au fluage	$< 1 \text{ m jour}^{-1}$

TAB. A.1: Caractéristiques des RAFOS-VCM utilisés pour les expériences de 1993 et 1994

Les VCM sont programmés pour effectuer un nombre de cycles de mesures prédéterminé. Un cycle de mesure comprend une fenêtre d'écoute de 10 minutes pour chaque source et 3 instants où sont enregistrés simultanément les 3 paramètres  $P$ ,  $T$  et  $R$ . Le détail d'un cycle pour les expériences de 1993 et 1994 est présenté ci-dessous.

Expérience de 1993 - durée du cycle = 144' = 2h24' - 600 cycles programmés

0h23 Mesure de  $P$ ,  $T$  et  $R$   
 1h11 Mesure de  $P$ ,  $T$  et  $R$   
 1h14 Ecoute de la source 65  
 1h24 Ecoute de la source 66  
 1h34 Ecoute de la source 67  
 1h59 Mesure de  $P$ ,  $T$  et  $R$

Expérience de 1994 - durée du cycle = 240' = 4h00' - 600 cycles programmés

0h40 Mesure de  $P$ ,  $T$  et  $R$   
 2h00 Mesure de  $P$ ,  $T$  et  $R$   
 2h05 Ecoute de la source 01  
 2h15 Ecoute de la source 03  
 2h25 Ecoute de la source 07  
 3h20 Mesure de  $P$ ,  $T$  et  $R$

Les mesures sont donc échantillonnées avec un pas de temps  $\tau_e$  qui diffère selon la grandeur physique estimée. Les plus hautes fréquences  $f_n$  observables théoriquement (fréquences de Nyquist) sont alors déterminées par  $f_n = \frac{1}{2\tau_e} = \frac{1}{T_n}$  :

en 1993 : Durée de l'expérience : 60 jours (600 cycles)

Positionnement horizontal  $\tau_e = 144'$   $f_n = 5 \text{ jour}^{-1}$   $T_n = 288' = 4.8 \text{ h}$   
 Paramètres  $P$ ,  $T$ ,  $R$   $\tau_e = 48'$   $f_n = 15 \text{ jour}^{-1}$   $T_n = 96' = 1.6 \text{ h}$

en 1994 : Durée de l'expérience : 100 jours (600 cycles)

Positionnement horizontal  $\tau_e = 240'$   $f_n = 3 \text{ jour}^{-1}$   $T_n = 480' = 8 \text{ h}$   
 Paramètres  $P$ ,  $T$ ,  $R$   $\tau_e = 80'$   $f_n = 9 \text{ jour}^{-1}$   $T_n = 160' = 2.66 \text{ h}$

---

<sup>1</sup>Valeurs données par le constructeur

## A.2 Etude de l'équilibre statique de flottabilité

### A.2.1 Approfondissement par effet de fluage

Les courbes de pression des flotteurs lâchés en Mer du Groenland en avril 1993 et en février 1994 (fig. A.7) montrent la rapide descente des flotteurs à leur profondeur d'équilibre puis le niveau quasi isobare auquel ils sont maintenus par l'équilibre des forces de poids et de flottabilité. L'approfondissement progressif que l'on observe sur toutes les courbes est dû à un effet de fluage du cylindre soumis en permanence à d'importantes forces de pression. Cet effet est cependant assez faible dès le 5<sup>ème</sup> jour qui suit le largage (inférieur à 1 mètre par jour) et peut être approché par un polynôme du second degré ajusté sur chaque courbe de pression par la méthode des moindres carrés.

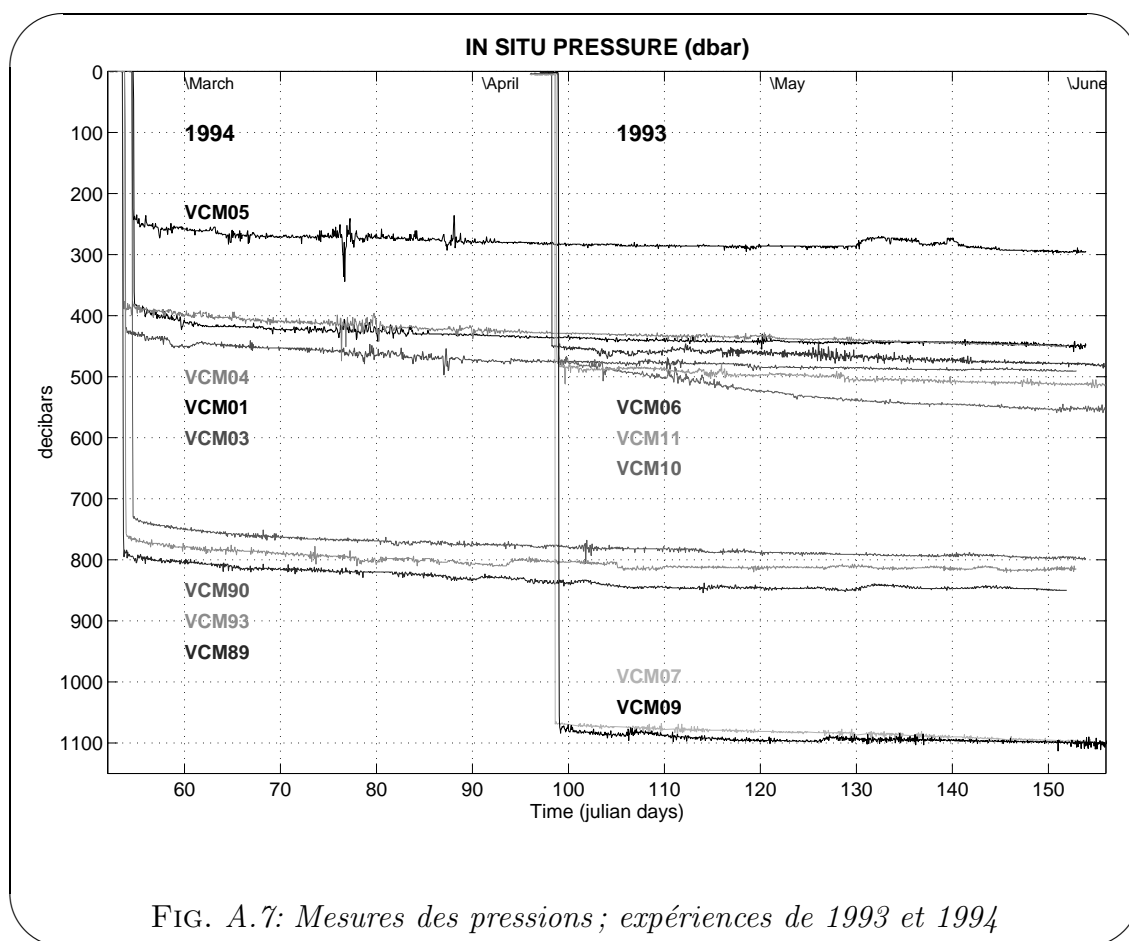


FIG. A.7: Mesures des pressions; expériences de 1993 et 1994

### A.2.2 Influence du coefficient de dilatation thermique $\alpha_f$ et discussion sur l'estimation de la salinité in situ

Le niveau d'équilibre du flotteur est également influencé par la température in situ, indépendamment de toute variation de densité, par l'intermédiaire de la dilatation thermique du cylindre. Afin d'estimer cet effet, on calcule la variation  $\gamma$  de la pression d'équilibre en fonction de la température.

La variation de la densité in situ de l'eau de mer s'exprime par l'équation :

$$\frac{d\rho_{in\ situ}}{\rho_o} = \chi_w dP - \alpha dT + \beta dS \quad (A.1)$$

où apparaissent les propriétés de l'eau de mer par ses coefficients

de compressibilité	$\chi_w = \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \rho}{\partial P}$	$= 4.65 \cdot 10^{-6} \text{ dbar}^{-1}$
de dilatation thermique	$\alpha = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\substack{T=0^\circ C \\ P=P_{atm}}}$	$= 5.2 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ C^{-1}$
d'expansion haline	$\beta = \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \rho}{\partial S}$	$= 7.84 \cdot 10^{-4} \text{ psu}^{-1}$

TAB. A.2: Caractéristiques de l'eau de mer à  $T = 0^\circ C$  et  $S = 34.85 \text{ psu}$

De même, la variation de température et de pression provoque une variation de densité du flotteur :

$$\frac{d\rho_f}{\rho_o} = \chi_f dP - \alpha_f dT \quad (A.2)$$

D'où, à salinité  $S$  constante :

$$\gamma_S = \frac{\partial P}{\partial T} \Big|_s = \frac{\alpha_f - \alpha}{\chi_f - \chi_w} \simeq -7 \text{ dbar } ^\circ C^{-1}$$

Ce résultat donne des variations de pression assez faibles compte tenu de la faible amplitude des variations de température dans les eaux étudiées (entre  $-1.8$  et  $0^\circ C$ ). Cependant il est fréquent en Mer du Groenland que les variations de densité dues à des variations de température soient compensées par la salinité, de sorte que la



densité potentielle reste constante. Pour connaître les conséquences sur l'immersion d'équilibre, il suffit de poser  $\alpha dT = \beta dS$  dans l'estimation de la densité in situ de l'eau. On obtient alors, à densité potentielle  $\rho_\theta$  constante :

$$\gamma_{\rho_\theta} = \left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_{\rho_\theta} = \frac{\alpha_f}{\chi_f - \chi_w} \simeq -28 \text{ dbar } ^\circ\text{C}^{-1}$$

soit une variation de pression détectable et 4 fois plus grande qu'à salinité constante. Connaissant  $P$  et  $T$ , on trouve ici une méthode pour évaluer les variations de salinité in situ, à condition toutefois qu'il n'existe pas de vitesse verticale moyenne perturbant l'immersion d'équilibre du flotteur au moment des variations, comme on le verra par la suite au moment des phénomènes de convection. Boebel et al. (1995) vont jusqu'à déterminer la salinité absolue avec une erreur de 0.3 *psu*. Cette estimation présente peu d'intérêt dans l'étude de la convection car outre les problèmes de vitesse verticale, les variations de salinité sont typiquement inférieures à 0.1 *psu* (entre 34.8 et 34.9 *psu*). En revanche, ce calcul est utile et représentatif dans un cas précis de mesures effectuées au mois de mai 1994 par le VCM05, où le capteur de vitesse verticale indique de très faibles mouvements à moyenne nulle.

L'ensemble des mesures brutes et lissées  $P$  et  $T$  est montré figure A.8, ainsi que les lignes de base utilisées pour estimer  $dP$  et  $dT$ . On peut ainsi obtenir à partir de (A.1) et (A.2) :

$$\boxed{dS = \frac{1}{\beta} [(\chi_f - \chi_w)dP - (\alpha_f - \alpha)dT]} \quad (\text{A.3})$$

où  $\alpha(T, P)$  est calculé par les approximations polynomiales décrites section 3.2.2. Le résultat accompagné des marges d'erreur associées (essentiellement dues à l'incertitude de 10% sur  $\chi_f$ ) montre une augmentation de la salinité de 0.04 *psu* (fig. A.8c). Ce résultat servira à identifier la masse d'eau dans laquelle le VCM05 a évolué entre le 9 et le 21 mai 1994 (jours juliens 129 à 141). Afin de conclure cette étude, on peut

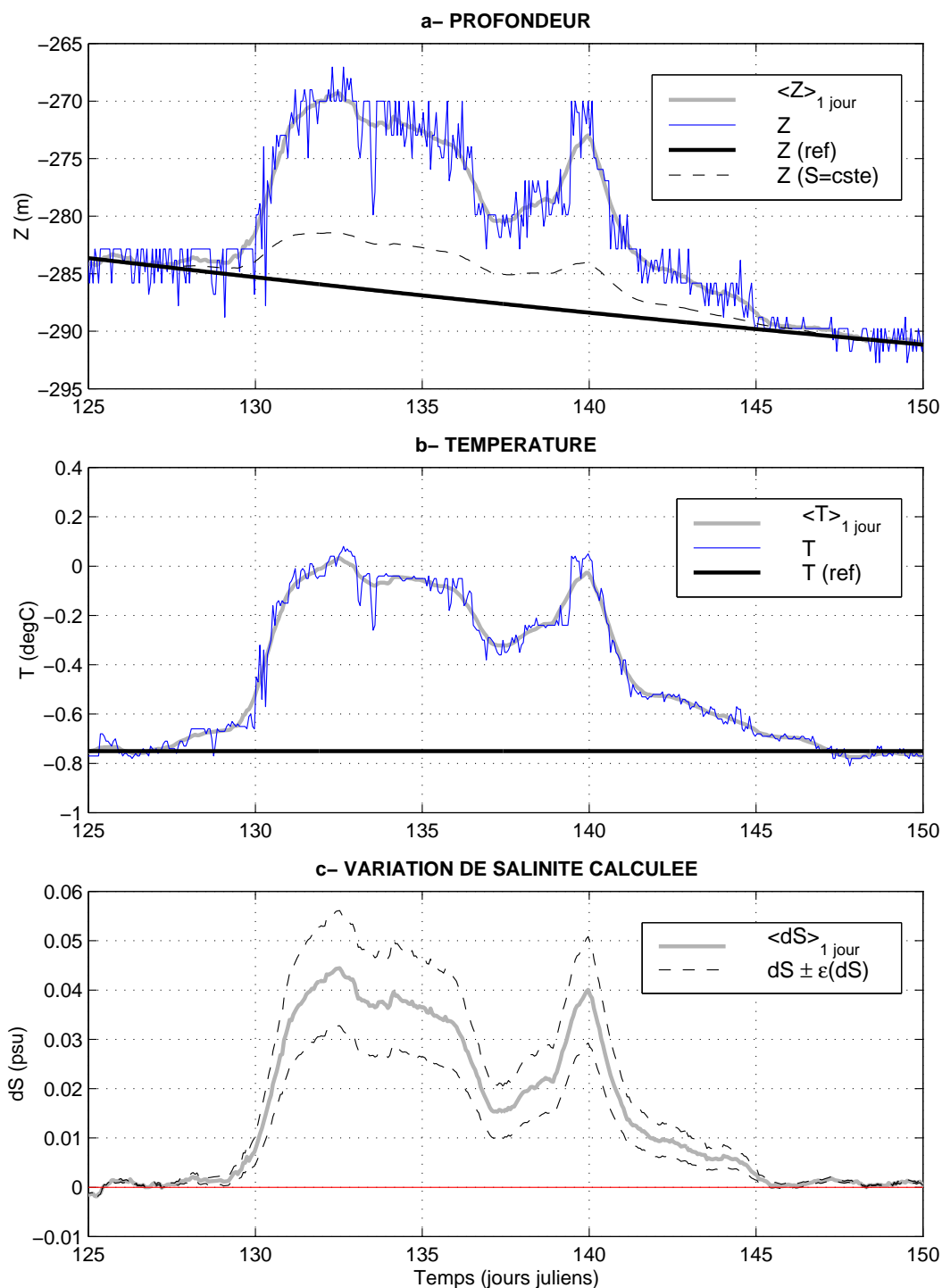


FIG. A.8: Estimation de la salinité lors d'une forte variation de température (VCM05).  $\langle x \rangle_{1 \text{ jour}}$  indique la moyenne glissante de  $x$  sur 1 jour.

déduire de la variation de  $P$  et de  $T$  un coefficient  $\gamma$  apparent défini par

$$\gamma_{app} = \frac{\partial P}{\partial T} \simeq -20 \text{ dbar } ^\circ\text{C}^{-1}$$

qui traduit, relativement aux résultats de  $\gamma$  précédemment calculés, une très forte compensation de changement de densité potentielle par la salinité.

Le tableau A.3 récapitule la variation de la pression du niveau d'équilibre du flotteur en fonction d'une perturbation donnée (les autres paramètres restant constants).

Perturbation	$d\rho_{\text{éq}}$ associé	$dP$ associé
$dm = +1 \text{ g}$	$+ 78 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$	$+ 16 \text{ dbar}$
$dT = +1 \text{ }^\circ\text{C}$	$- 80 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$	$- 7 \text{ dbar}$
$dS = +0.1 \text{ psu}$	$- 72 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$	$- 32 \text{ dbar}$
$\begin{cases} dT = +1 \text{ }^\circ\text{C} \\ dS = +0.066 \text{ psu} \end{cases}$	$+ 0 \text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$	$- 28 \text{ dbar}$

TAB. A.3: Récapitulation des perturbations de l'équilibre statique

## A.3 Comportement dynamique du flotteur en présence de courants verticaux

### A.3.1 Problématique

Il s'agit ici d'analyser la relation existant entre les mouvements verticaux de l'eau (notés  $Z_w$ ), que l'on cherche à connaître, et les effets qu'ils ont sur le flotteur. Ces effets, schématisés fig. A.2, sont d'une part la rotation  $R$  du flotteur sur lui-même due aux mouvements relatifs  $Z_r$  de l'eau par rapport au flotteur, et d'autre part les mouvements verticaux  $Z_f$  du flotteur autour de sa position d'équilibre provoqués par la poussée de l'eau sur le cylindre et sur l'hélice. Voorhis (1971) s'est attaché à résoudre ce problème en 2 étapes. Elles consistent à établir primo une relation  $\mathcal{P}$  entre  $Z_r$ ,  $R$  et la pulsation  $\omega$ , et secundo une relation  $\mathcal{Q}$  entre  $Z_r$ ,  $Z_w$  et la pulsation  $\omega$ . L'établissement de ces fonctions de transfert est expliqué dans les sections A.3.2 et A.3.3. L'intérêt de cette étude est d'une part de fixer les limites de l'instrument dans sa fonction de VCM, et d'autre part d'établir la relation entre les 2 mesures  $R$  et  $Z_f$  afin de la confronter aux résultats expérimentaux.

Les données du problème fournies par les mesures du flotteur sont les suivantes :

- $Z_f$  : position verticale du flotteur, en mètres, déduite des mesures de pression  $P$  par la relation  $Z_f = -P/\rho_o g$  avec  $\rho_o = 1028 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ,  $g = 9.83 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$  et  $P$  exprimée en Pascal ;
- $R$  : rotation du flotteur, en tours comptés positivement pour un déplacement d'eau vers le haut ;
- $T$  : température in situ le long de la trajectoire du flotteur.

Les paramètres du problème propres au milieu sont déduits des données hydrologiques :

- $N$  : « fréquence » de Brünt-Väisälä [ $\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$ ] :  $N^2 = -\frac{g}{\rho_o} \frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$  ;
- $\rho(z)$  : profil de densité in situ, fonction de  $T$ ,  $S$  et  $P$  ;
- $T(z)$  : profil de température in situ ;

- $\theta(z)$  : profil de température potentielle.

Les coefficients de compressibilité  $\chi_f$ ,  $\chi_w$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha_f$ , définis dans les tables A.1 et A.2 sont également impliqués.

Les inconnues du problème sont :

- $Z_r$  : le déplacement vertical de l'eau relativement au flotteur ;
- $Z_w$  : le déplacement vertical absolu de l'eau.

Compte tenu du contexte de cette étude (Mer du Groenland, avec des mouvements verticaux significatifs), les couples et les forces qui interviennent dans l'établissement des relations ne sont exprimés que dans le cas où les mouvements d'eau  $Z_w$  sont amples comparés à la dimension verticale  $L_f$  du flotteur.

### A.3.2 Relation entre la rotation du flotteur et le déplacement d'eau qui la suscite

#### A.3.2.1 Equation du mouvement

Les deux variables à relier sont la rotation du flotteur sur lui-même  $R$  en tours et le déplacement d'eau relativement au flotteur  $Z_r$ . Afin de simplifier les notations, on introduit les dérivées temporelles de ces quantités sous la forme

$$W_r = \frac{dZ_r}{dt} \quad \text{et} \quad \Omega = \frac{dR}{dt}$$

L'équation dynamique de la réponse de l'hélice s'écrit alors

$$2\pi I_f \frac{d\Omega}{dt} = \mathcal{C}_p - \mathcal{C}_\theta \quad (\text{A.4})$$

où

- $I_f$  est le moment d'inertie du flotteur suivant l'axe  $z$  ;  $I_f = mr_g^2$  ;
- $r_g$  est le rayon de giration du flotteur suivant l'axe  $z$  ;
- $\mathcal{C}_p$  est le couple moteur exercé par l'eau (vitesse  $W_r$ ) sur les pales ;

- $\mathcal{C}_\theta$  est le couple résistant de traînée.

### A.3.2.2 Le couple moteur $\mathcal{C}_p$

$\mathcal{C}_p$  est la composante tangentielle de la poussée exercée par l'eau sur les pales inclinées. C'est une fonction non-linéaire de  $W_r$ . Elle est linéarisée en posant  $|W_r|$  (l'amplitude de  $W_r$ ) comme paramètre et en gardant  $W_r$  comme inconnue. On obtient alors (Voorhis, 1971) :

$$\mathcal{C}_p = \frac{2\pi I_f}{\Gamma^2} (W_r - \lambda\Omega) |W_r| \quad (\text{A.5})$$

$\lambda$  et  $\Gamma$  sont deux longueurs caractéristiques de la géométrie des pales.  $\Gamma$  est calculé par l'expression

$$\Gamma = \sqrt{\frac{4\pi I_f}{\rho C_L n R_p A_p \cos\alpha_p}}$$

où

- $\rho$  est la densité de l'eau ;
- $C_L$  est le coefficient de portance ;
- $n$  est le nombre de pales ;
- $R_p$  est le rayon moyen d'une pale ;
- $A_p$  est la surface de la face d'une pale ;
- $\alpha_p$  est l'angle des pales avec l'horizontale.

La longueur  $\lambda$  correspond au pas théorique de l'hélice, dont l'expression est donnée par Voorhis (1971) :

$$\lambda = \frac{4\pi}{3} \frac{r_1^3 - r_0^3}{r_1^2 - r_0^2} \tan(\alpha_p)$$

où

- $r_0$  est le rayon interne des pales ;
- $r_1$  est le rayon externe des pales.

### A.3.2.3 Le couple résistant $\mathcal{C}_\theta$

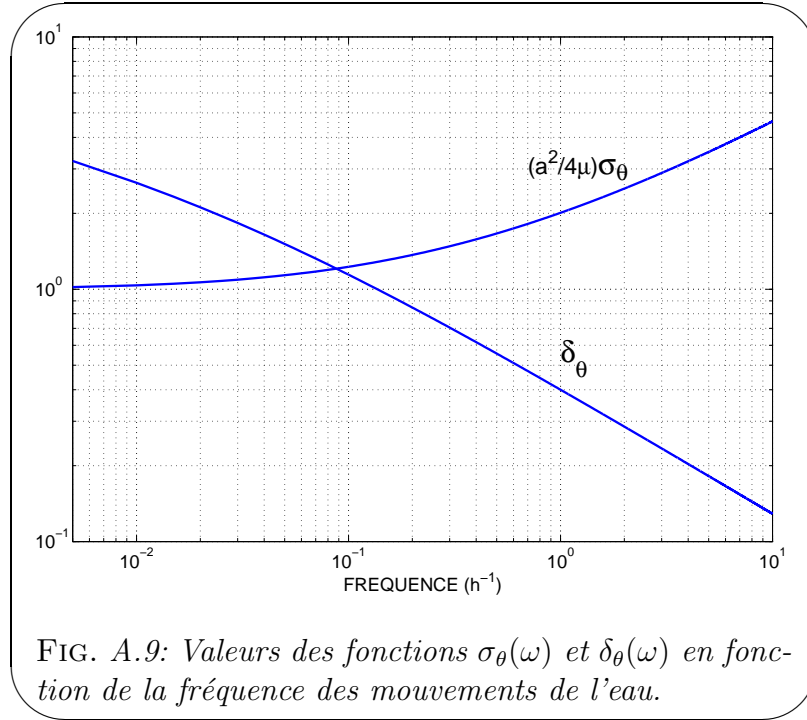
$\mathcal{C}_\theta$  dépend de la pulsation  $\omega$  du mouvement de l'eau par l'intermédiaire des fonctions  $\delta_\theta(\omega)$  et  $\sigma_\theta(\omega)$  qui tiennent compte du vortex visqueux que génère le cylindre

en rotation.

$$\mathcal{C}_\theta = 2\pi m a^2 \left[ \delta_\theta(\omega) \frac{d\Omega}{dt} + \sigma_\theta(\omega) \Omega \right] \quad (\text{A.6})$$

où

- $m$  est la masse du flotteur ;
- $a$  est le rayon du cylindre.



A partir des calculs classiques en mécanique des fluides (Batchelor, 1967), on exprime  $\delta_\theta(\omega)$  et  $\sigma_\theta(\omega)$  en fonction de la viscosité  $\mu$  de l'eau, du rayon  $a$  et des fonctions de Kelvin  $ke_\nu$  d'ordre  $\nu = 0$  et 1. Les fonctions de Kelvin sont déduites des fonctions de Bessel modifiées de deuxième espèce  $\mathcal{K}_\nu(x)$  par  $ke_\nu(x) = e^{-i\frac{\pi}{2}\nu} \mathcal{K}_\nu(xe^{i\frac{\pi}{4}})$ . En posant  $X = a\sqrt{\omega/\mu}$ , on a

$$\sigma_\theta(\omega) = \frac{4\mu}{a^2} \left[ 1 + \frac{X}{2} \Re e \left( \frac{ke_0(X)}{ke_1(X)} e^{-i\frac{\pi}{4}} \right) \right]$$

$$\delta_\theta(\omega) = \frac{2}{X} \Im m \left( \frac{ke_0(X)}{ke_1(X)} e^{-i\frac{\pi}{4}} \right)$$

Ces fonctions sont représentées fig. A.9.

#### A.3.2.4 Valeurs numériques

$$\begin{array}{ll}
 \rho = 1030 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3} & n = 6 \text{ pales} \\
 \mu = 9.92\cdot 10^{-7} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1} & \alpha_p = 45^\circ \\
 C_L = 1.54 & A_p = 0.023 \text{ m}^2 \\
 m = 24.8 \text{ kg} & R_p = 0.152 \text{ m} \\
 r_g = 0.074 \text{ m} & r_0 = 0.0875 \text{ m} \\
 a = 0.0825 \text{ m} & r_1 = 0.217 \text{ m}
 \end{array}$$

dont on déduit :

$$\begin{array}{ll}
 I_f = 0.136 \text{ kg}\cdot\text{m}^2 & \lambda = 1.01 \text{ m} \\
 \tau = 23 \text{ min.} & \Gamma = 0.26 \text{ m}
 \end{array}$$

#### A.3.2.5 Equation finale du mouvement

Les expressions des couples moteur (A.5) et résistant (A.6) sont intégrées dans l'équation du mouvement (A.4) :

$$\left[ 1 + \frac{a^2}{r_g^2} \delta_\theta(\omega) \right] \frac{d\Omega}{dt} + \frac{a^2}{r_g^2} \sigma_\theta(\omega) \Omega = \frac{|W_r|}{\Gamma^2} (W_r - \lambda \Omega) \quad (\text{A.7})$$

Afin d'interpréter l'équation (A.7) en terme de hauteur d'eau déplacée pour un tour de flotteur, on cherche à définir, dans les paragraphes suivants, un pas d'hélice «instantané»  $\mathcal{P}$  tel que

$$\mathcal{P} = \frac{W_r}{\Omega}.$$

#### A.3.2.6 Cas d'une vitesse de rotation $\Omega$ constante

Ce cas est intéressant car il constitue la condition limite du fonctionnement du flotteur pour une pulsation nulle ( $\omega = 0$ ,  $W_r = \text{cste}$ ). Le couple résistant prend alors une forme beaucoup plus simple :

$$\mathcal{C}_\theta = 8\pi\mu m \Omega$$



qui, injectée dans (A.4) avec (A.5), permet de calculer la valeur  $\mathcal{P}_0$  de  $\mathcal{P}$  dans ce cas stationnaire :

$$\mathcal{P}_0 = \frac{\lambda}{2} + \sqrt{\frac{\lambda^2}{4} + \frac{\Gamma^2}{|\Omega| \tau}}$$

où  $\tau$  est un temps d'amortissement de la rotation défini par  $\tau = \frac{r_g^2}{4\mu}$ .

Il est intéressant de constater que, de cette formule, on déduit  $\lambda = \mathcal{P}_0 \pm 1\%$  pour  $|\Omega| \geq 2 \cdot 10^{-2} \text{ tour/s}$ . Lors de l'étalonnage du pas de l'hélice (section A.1.3), on a trouvé la valeur  $\mathcal{P}_0 = 1.04 \text{ m/tour} \pm 6\%$  pour des vitesses  $|W_r|$  stationnaires supérieures à  $5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ . On a donc validé ici à la fois le principe de l'étalonnage expérimental du pas de l'hélice et la valeur obtenue.

### A.3.2.7 Cas général

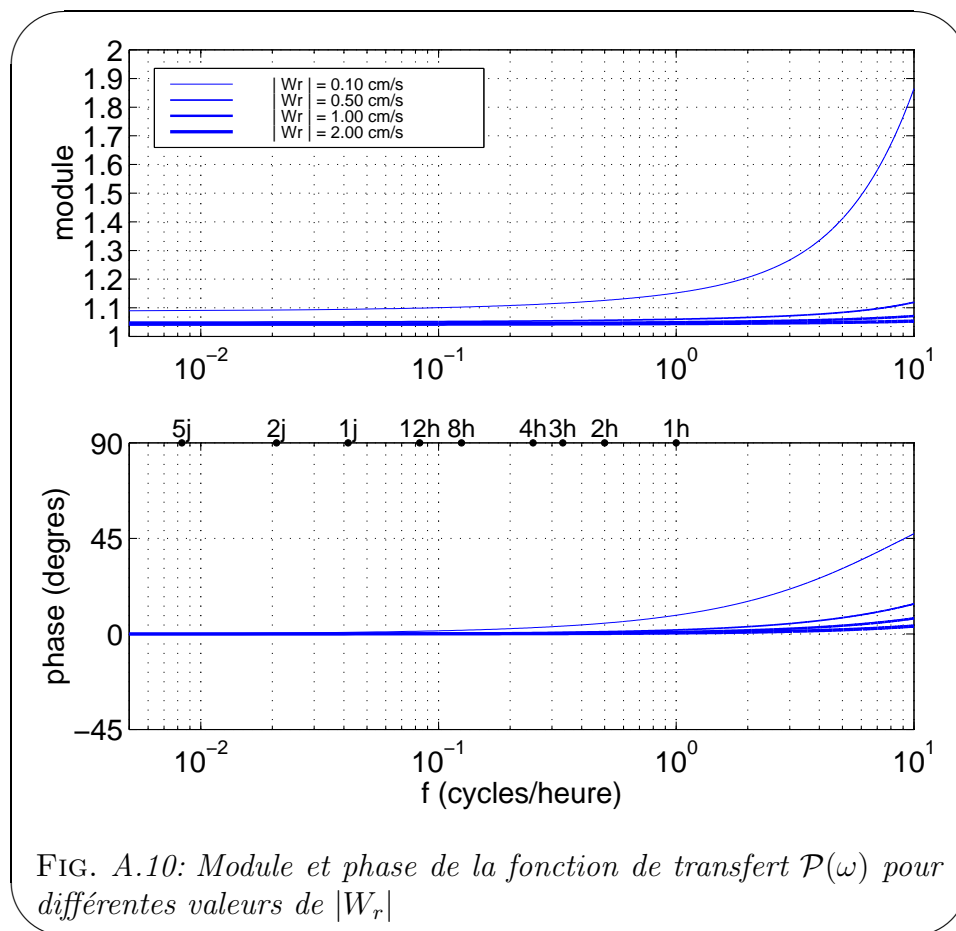
Dans le cas général, si l'on néglige la production des harmoniques dues aux non-linéarités dans l'expression du couple moteur, on peut considérer  $\mathcal{P}(\omega)$  comme la fonction de transfert entre  $W_r$  et  $\Omega$  selon l'équation

$$\mathcal{P}(\omega) = \frac{\widehat{W}_r}{\widehat{\Omega}}$$

où le signe  $\widehat{\phantom{x}}$  indique la transformée de Fourier du signal correspondant.  $|W_r|$  représente alors l'amplitude du signal  $W_r$  qui est supposée ici connue et identique à toutes les fréquences.  $\mathcal{P}(\omega)$  est alors donné par :

$$\mathcal{P}(\omega) = \frac{\Gamma^2}{|W_r|} \left[ \left( \frac{\lambda |W_r|}{\Gamma^2} + \frac{a^2}{r_g^2} \sigma_\theta(\omega) \right) + i\omega \left( 1 + \frac{a^2}{r_g^2} \delta_\theta(\omega) \right) \right] \quad (\text{A.8})$$

Le module et la phase de  $\mathcal{P}(\omega)$  sont représentés fig. A.10. L'épaisseur des courbes varie en fonction de  $|W_r|$ . On y retrouve le résultat  $\mathcal{P} = \lambda$  à basse fréquence pour les valeurs de  $|W_r|$  supérieures à  $1 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ .



### A.3.3 Relation entre le mouvement vertical de l'eau et le déplacement vertical du VCM

#### A.3.3.1 Equation du mouvement

Les trois variables à relier sont le déplacement vertical  $Z_w$  de l'eau dans le repère terrestre (dont l'axe  $z$ , orienté vers le haut, a son origine au niveau de la profondeur d'équilibre du flotteur), le déplacement vertical  $Z_f$  du flotteur dans ce même repère et le déplacement vertical  $Z_r$  de l'eau dans le repère du flotteur. Les vitesses verticales associées sont respectivement  $w$ ,  $W_f$  et  $W_r$ . Afin de simplifier les calculs, le flotteur est supposé évoluer dans le plan  $(Ox, Oz)$  uniquement et être purement lagrangien selon  $Ox$ . Si on note  $X_f$  et  $U_f$  la position horizontale et la vitesse horizontale du flotteur, et  $X_w$  et  $u$  celles de la parcelle d'eau entourant le flotteur, on a les relations :

$$\begin{cases} X_w = X_f \\ Z_w = Z_r + Z_f \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} u = U_f \\ w = W_r + W_f \end{cases}$$

et l'équation dynamique du mouvement selon la verticale est donnée par

$$m \frac{d^2 Z_f}{dt^2} = m \frac{dW_f}{dt} = \Pi - mg + \mathcal{F}_p - \mathcal{V} \quad (\text{A.9})$$

où

- $\Pi$  est la résultante verticale des forces de pression sur le flotteur ;
- $\mathcal{F}_p$  est la poussée verticale due à la rotation des pales ;
- $\mathcal{V}$  est résultante verticale de la force de traînée visqueuse.

### A.3.3.2 Calcul de la résultante verticale $\Pi$ des forces de pression

$\Pi$  est décomposée en une force  $\Pi_0$  qui est la résultante verticale des forces de pression non modifiées par la présence du flotteur, et  $\Pi'$  la résultante issue de la modification de l'écoulement par le flotteur.

#### *Expression de $\Pi_0$*

Si on appelle  $S$  la surface d'une section horizontale du flotteur et  $\Delta p$  la différence de pression entre ses 2 extrémités, on obtient

$$\Pi_0 = S \Delta p$$

Notons  $L$  la longueur du flotteur ,  $V$  son volume,  $m$  sa masse et  $\rho_f$  sa densité. Les relations

$$\Delta p = -L \frac{\partial p}{\partial z}, \quad V = S.L \quad \text{et} \quad V = \frac{m}{\rho_f}$$

permettent alors d'écrire

$$\Pi_0 = -\frac{m}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (\text{A.10})$$

Pour calculer le gradient de pression vertical, on utilise la conservation de la

quantité de mouvement de l'eau selon l'axe  $Oz$  :

$$\rho_w \frac{Dw}{Dt} = -\rho_w g - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (\text{A.11})$$

On appelle  $\frac{D}{Dt}$  la dérivée lagrangienne (liée à la parcelle d'eau) et  $\frac{d}{dt}$  la dérivée semi-lagrangienne (liée au flotteur et à laquelle on a accès par les mesures). On a donc

$$\begin{cases} \frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \\ \frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + U_f \frac{\partial w}{\partial x} + W_f \frac{\partial w}{\partial z} \end{cases}$$

d'où on tire, sachant que  $u = U_f$ ,

$$\frac{Dw}{Dt} = \frac{dw}{dt} + (w - W_f) \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{dw}{dt} + W_r \frac{\partial w}{\partial z}$$

On introduit ensuite cette expression dans les équations (A.10) et (A.11) :

$$\Pi_0 = mg + mg \left( \frac{\rho_w - \rho_f}{\rho_f} \right) + m \frac{\rho_w}{\rho_f} \left( \frac{dw}{dt} + W_r \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

Posons  $\rho_o$  la densité du flotteur et de l'eau quand  $Z_f = 0$ . A l'ordre 0, on a  $\rho_f = \rho_o + o(\rho_o) = \rho_w + o(\rho_w)$ . A l'ordre 1, l'équation précédente s'écrit donc :

$$\Pi_0 = mg + mg \left( \frac{\rho_w - \rho_f}{\rho_o} \right) + m \left( \frac{dw}{dt} + W_r \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (\text{A.12})$$

On retrouve bien l'équilibre hydrostatique  $\Pi_0 = mg$  quand le flotteur est en équilibre stationnaire à  $Z_f = 0$ . Le second terme de droite est la force de rappel de flottabilité et le troisième donne l'accélération du fluide vue par le flotteur en mouvement uniquement vertical par rapport à ce fluide.

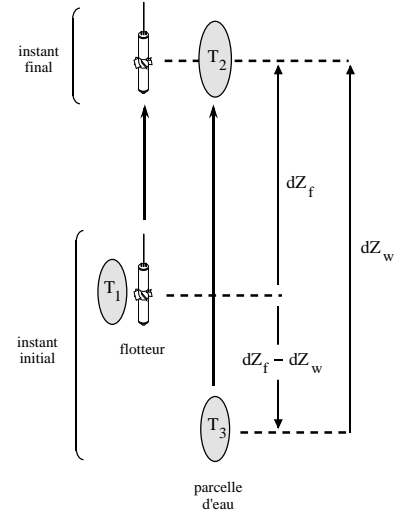
On cherche maintenant à exprimer le rappel de flottabilité en fonction des coefficients de compressibilité mécaniques ( $\chi_w, \chi_f$ ) et thermiques ( $\alpha, \alpha_f$ ) de l'eau et du flotteur respectivement.

Par définition des coefficients  $\alpha_f$  et  $\chi_f$ , on a

$$\frac{d\rho_f}{\rho_o} = -\alpha_f dT - \chi_f dZ_f$$

Supposons que le flotteur est instantanément en équilibre thermique avec son milieu environnant. Initialement dans un milieu de température  $T_1$ , il se déplace de  $dZ_f$  et enregistre la nouvelle température  $T_2$  de la parcelle d'eau qui l'entoure. L'origine de cette parcelle d'eau nous permet de calculer la variation de température  $dT = T_2 - T_1$ . A l'instant initial, la parcelle d'eau a une température  $T_3$  telle que

$$T_3 = T_1 + \frac{\partial T}{\partial z}(dZ_f - dZ_w)$$



Entre l'instant initial et l'instant final, le flotteur est déplacé de  $dZ_f$  et la parcelle d'eau de  $dZ_w$ . Celle-ci voit sa température passer de  $T_3$  à  $T_2$  sous l'effet du changement de pression :

$$T_2 = T_3 + dZ_w \left( \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{d\theta}{dz} \right)$$

d'où la variation de température :

$$dT = T_2 - T_1 = \frac{\partial T}{\partial z} dZ_f - \frac{\partial \theta}{\partial z} dZ_w$$

De la même façon, on calcule la variation de la densité in situ vue par le flotteur. Si on reprend les mêmes indices, on aura alors

$$\rho_3 = \rho_1 + \frac{\partial \rho}{\partial z}(dZ_f - dZ_w) \quad \text{et} \quad \rho_2 = \rho_3 - \rho_o \chi_w dZ_w$$

d'où on déduit

$$\frac{d\rho_w}{\rho_o} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_o} = -\chi_w dZ_w - \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \rho}{\partial z} dZ_r$$

Le différentiel du rappel de flottabilité s'écrit donc :

$$\frac{d(\rho_w - \rho_f)}{\rho_o} = \left[ -\chi_w + \alpha_f \left( \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{d\theta}{dz} \right) + \chi_f \right] dZ_w + \left[ -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \alpha_f \frac{\partial T}{\partial z} - \chi_f \right] dZ_r$$

Pour pouvoir intégrer cette expression, il faut supposer que les gradients verticaux de densité et de température varient peu le long de la trajectoire du flotteur pour les remplacer par leurs moyennes respectives. On définit alors les pulsations  $M$ ,  $N$  et  $L$  telles que

$$\left\{ \begin{array}{l} M^2 = g \left[ -\frac{1}{\rho_o} \frac{\overline{\partial \rho}}{\partial z} - \alpha_f \frac{\overline{\partial T}}{\partial z} - \chi_f \right] \\ N^2 = g \left[ -\frac{1}{\rho_o} \frac{\overline{\partial \rho}}{\partial z} - \chi_w \right] = -\frac{g}{\rho_o} \frac{\overline{\partial \rho_\theta}}{\partial z} \\ L^2 = g \alpha_f \frac{\overline{d\theta}}{dz} \end{array} \right. \quad (\text{A.13})$$

On reconnaît la fréquence de Brünt-Väisälä  $N$ . Les deux premiers termes de  $M^2$  traduisent la pulsation induite par la différence de compressibilité entre l'eau et le flotteur. Le dernier terme est généralement négligeable devant la somme des deux premiers car l'influence de la stratification sur la variation de la densité in situ est faible en Mer du Groenland (cf section A.1.2 de cette annexe). En première approximation, la période associée à la pulsation  $M$  est de 20 minutes. On peut donc caractériser le milieu qu'on a appelé faiblement stratifié par  $N \leq 10M$  soit une période de Brünt-Väisälä supérieure à 3 heures.

On reprend maintenant l'équation (A.12) dans laquelle on introduit la nouvelle expression du rappel de la flottabilité :

$$\Pi_0 = mg + m \left[ \frac{d^2 Z_w}{dz^2} + \frac{dZ_r}{dt} \frac{\overline{\partial w}}{\partial z} - (M^2 - N^2 + L^2) Z_w + M^2 Z_r \right]$$

Afin de simplifier les calculs qui suivent, on néglige la convergence moyenne le long de la trajectoire. On obtient enfin :

$$\Pi_0 = mg + m \left[ \frac{d^2 Z_w}{dz^2} - (M^2 - N^2 + L^2) Z_w + M^2 Z_r \right] \quad (\text{A.14})$$

*Expression de  $\Pi'$*

Pour les larges mouvements d'eau par rapport à la hauteur du flotteur (i.e.  $|Z_r| \gg L_f$ , ce qui est généralement le cas en milieu assez faiblement stratifié), la modification du champ de pression due à la présence du flotteur s'exprime par une force de traînée proportionnelle au carré de la vitesse relative de l'eau :

$$\Pi' = \frac{m}{L_v} \left| \frac{dZ_r}{dt} \right| \frac{dZ_r}{dt} \quad (\text{A.15})$$

où  $L_v$  est la longueur de traînée (comparable à la longueur  $L_f$  du flotteur).

Dans le cas des faibles déplacements d'eau, le rapport d'aspect du flotteur est tel que cette force de réaction peut être négligée. Mais ce cas ne sera pas traité ici (voir Voorhis, 1971).

### A.3.3.3 Calcul de la poussée verticale $\mathcal{F}_p$

$\mathcal{F}_p$  est la composante verticale de la poussée induite par la rotation des pales (dans la section A.3.2.2,  $\mathcal{C}_p$  était le couple induit par la composante tangentielle de cette force). On peut l'exprimer sous la forme :

$$\mathcal{F}_p = m \left[ \delta_2(\omega) \frac{d^2 Z_r}{dt^2} + \sigma_2(\omega) \frac{dZ_r}{dt} \right] \quad (\text{A.16})$$

La fonction  $\delta_2(\omega)$  représente le rapport de masse entre l'eau accélérée par les pales et le flotteur.  $\sigma_2(\omega)$  est l'inverse d'un temps d'amortissement de la rotation. Dans le cas d'un flotteur cylindrique, on obtient

$$\begin{cases} \delta_2(\omega) = \left( \frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2 \left[ 1 + \frac{a^2}{r_g^2} \delta_\theta(\omega) \right] \\ \sigma_2(\omega) = \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 \sigma_\theta(\omega) \end{cases}$$

### A.3.3.4 Calcul de la force de traînée visqueuse $\mathcal{V}$

Elle peut s'exprimer également sous la forme :

$$\mathcal{V} = -m \left[ \delta_3(\omega) \frac{d^2 Z_r}{dt^2} + \sigma_3(\omega) \frac{dZ_r}{dt} \right] \quad (\text{A.17})$$

La fonction  $\delta_3(\omega)$  représente le rapport de masse entre l'eau entraînée avec le flotteur et le flotteur.  $\sigma_3(\omega)$  est l'inverse d'un temps d'amortissement visqueux. Dans le cas d'un flotteur cylindrique (Batchelor 67), on obtient

$$\begin{cases} \delta_3(\omega) = \frac{2}{X} \Im m \left( \frac{ke_1(X)}{ke_0(X)} e^{i\frac{3\pi}{4}} \right) \\ \sigma_3(\omega) = \frac{2\mu X}{a^2} \Re e \left( \frac{ke_1(X)}{ke_0(X)} e^{i\frac{3\pi}{4}} \right) \end{cases}$$

où  $X = a\sqrt{\omega/\mu}$ .  $ke_\nu$  sont les fonctions de Kelvin de paramètre  $\mu$  définies dans la section A.3.2.3.

### A.3.3.5 Equation finale du mouvement

On peut désormais introduire les expressions (A.14), (A.16) et (A.17) de  $\Pi$ ,  $\mathcal{F}_p$  et  $\mathcal{V}$  dans l'équation du mouvement (A.9) :

$$\frac{d^2 Z_r}{dt^2} [1 + \delta_2 + \delta_3] + \frac{dZ_r}{dt} \left[ \frac{|W_r|}{L_v} + \sigma_2 + \sigma_3 \right] + M^2 Z_r = [M^2 - N^2 + L^2] Z_w \quad (\text{A.18})$$

Comme dans la section A.3.2.7, on suppose que la production d'harmoniques due à la non-linéarité du terme  $\Pi'$  est négligeable et on suppose connue l'amplitude  $|W_r|$  des vitesses verticales relatives. On définit alors la fonction de transfert  $\mathcal{Q}(\omega)$  telle que :

$$\mathcal{Q}(\omega) = \frac{\widehat{Z}_w}{\widehat{Z}_r} = \frac{\widehat{w}}{\widehat{W}_r}$$

d'où



$$\mathcal{Q}(\omega) = \mathcal{Q}_0 \left[ \left\{ 1 - \frac{\omega^2}{M^2} (1 + \delta_2 + \delta_3) \right\} + i \frac{\omega}{M^2} \left\{ \frac{|W_r|}{L_v} + \sigma_2 + \sigma_3 \right\} \right] \quad (\text{A.19})$$

où

$$\mathcal{Q}_0 = \mathcal{Q}(\omega = 0) = \frac{M^2}{M^2 - N^2 + L^2}$$

indique la réponse du flotteur pour une vitesse relative de l'eau constante. Dans le milieu que l'on étudie,  $N^2$  et  $L^2$  sont environ 10 fois plus faibles que  $M^2$ , et  $\mathcal{Q}_0$  a alors une valeur proche de 1. De plus, si le milieu est stratifié uniquement par sa température, on a  $N^2 = L^2$  donc  $\mathcal{Q}_0 = 1$  strictement.

$\mathcal{Q}$  permet donc d'obtenir la vitesse intrinsèque de l'eau à partir de la mesure de sa vitesse relative par le flotteur. Le module et la phase de  $\mathcal{Q}$  sont tracés figure A.11 dans le cas  $2\pi/N = 5,5$  heures et  $L = 0$  (stratification haline). Comme dans la section A.3.2.7, l'épaisseur des courbes varie en fonction de  $|W_r|$ . On y retrouve le résultat  $\mathcal{Q} = \mathcal{Q}_0$  à basse fréquence pour toutes les valeurs de  $|W_r|$ .

Ces résultats sont peu sensibles aux valeurs de  $N$  et  $L$ . Comme pour la fonction de transfert  $\mathcal{P}(\omega)$ , le rapport entre  $w$  et  $W_r$  s'éloigne d'une constante ( $\mathcal{Q}_0$  ici,  $\lambda$  pour  $\mathcal{P}$ ) vers les hautes fréquences.

### A.3.4 Discussion sur les résultats théoriques

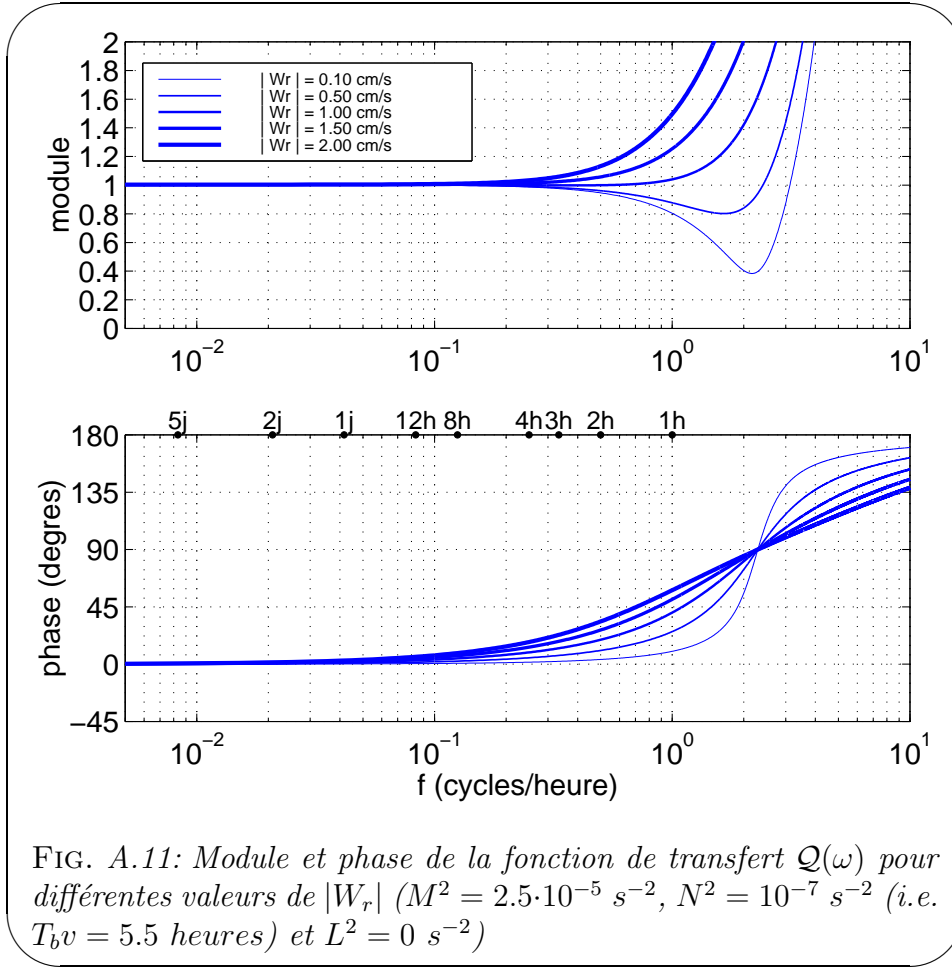
#### A.3.4.1 Validité théorique du VCM en tant que capteur de vitesse verticale

Dans les sections A.3.1, A.3.2 et A.3.3, trois relations ont été établies :

$$\left\{ \begin{array}{l} \widehat{w} = \mathcal{Q}(\omega) \widehat{W}_r \\ \widehat{W}_r = \mathcal{P}(\omega) \widehat{\Omega} \\ w = W_r + W_f \end{array} \right. \quad \text{ou encore} \quad \left\{ \begin{array}{l} \widehat{Z}_w = \mathcal{Q}(\omega) \widehat{Z}_r \\ \widehat{Z}_r = \mathcal{P}(\omega) \widehat{R} \\ Z_w = Z_r + Z_f \end{array} \right. \quad (\text{A.20})$$

A travers l'étude de la réponse  $\Omega$  du flotteur au signal physique  $w$ , donnée par

$$\widehat{w} = \mathcal{P}\mathcal{Q}\widehat{\Omega}$$



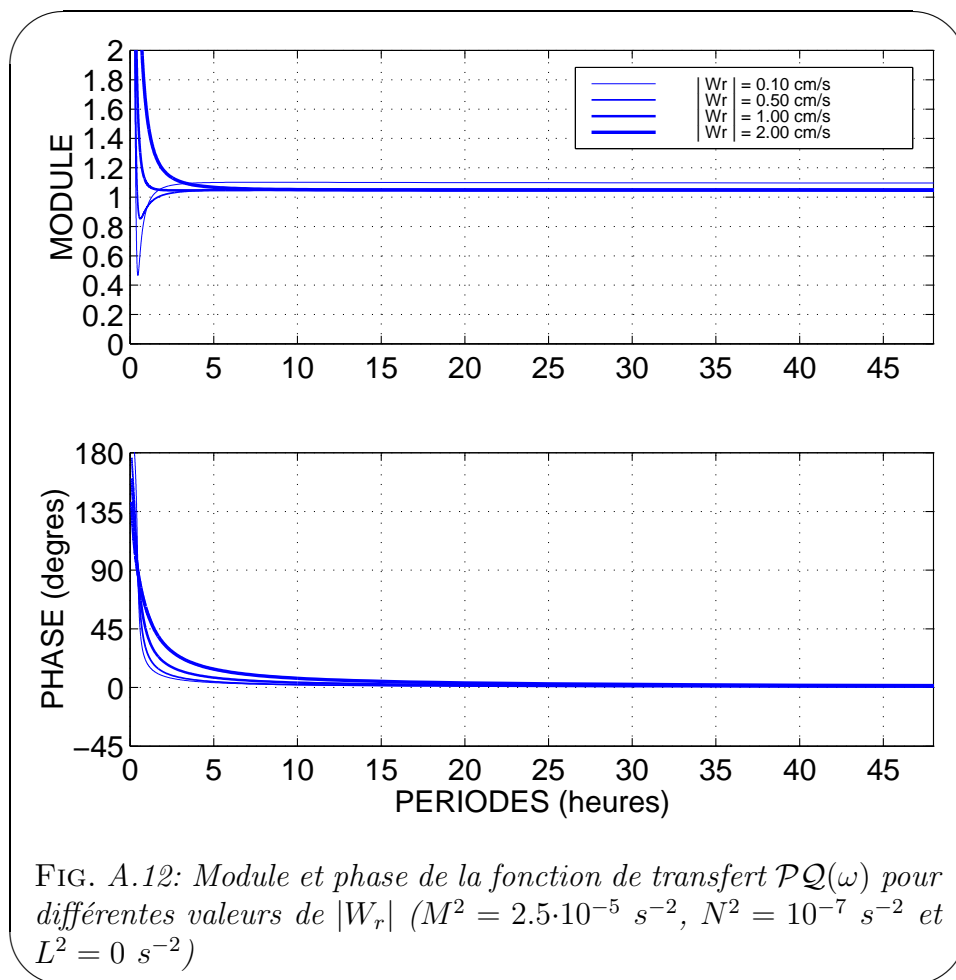
on peut discuter des limites théoriques du VCM en tant que capteur de vitesse verticale. La figure (A.12) montre l'allure de la fonction de transfert théorique correspondante (à partir de maintenant, pour une meilleure lisibilité, les abscisses sont des périodes en heures).

L'étude de cette fonction montre que, pour les mouvements verticaux dont la période est supérieure à 5 heures et dont l'amplitude de la vitesse est supérieure à  $5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ , on peut poser en très bonne approximation :

$$\hat{w} = \lambda Q_0 \hat{\Omega}$$

Cette simple proportionnalité est transposable dans l'espace temporel à

$$w = \lambda Q_0 \Omega$$



Si l'on considère les fréquences prédominantes dans le milieu observé (correspondant à des périodes supérieures à 4 heures) et l'amplitude minimum des vitesses mesurées ( $3 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ ), cette égalité est en pratique valable pour la quasi-totalité des mesures effectuées. On en conclut que d'un point de vue théorique, le VCM est particulièrement adapté pour mesurer les vitesses verticales en milieu convectif.

#### A.3.4.2 Mesures parasites

Deux effets physiques peuvent perturber la mesure de la vitesse verticale :

- l'inclinaison du flotteur par rapport à l'axe vertical (dû par exemple à un cisaillement vertical dans le fluide) peut générer un biais ;
- la vorticité verticale du fluide constitue une mesure « parasite ».

L'étude de Voorhis (1971) montre qu'un important cisaillement de  $0.1 \text{ s}^{-1}$  ne provoque qu'un biais de  $0.1 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$  sur la mesure de  $w$ , ce qui tend à éliminer cette source d'erreur. Des expériences antérieures également menées par Voorhis et Webb (1970), avec des flotteurs légèrement modifiés (pales verticales), ont permis d'évaluer l'ordre de grandeur des vitesses de rotation induites par la vorticité verticale locale dans différents milieux. Les observations montrent que ces vitesses peuvent être négligées devant celles induites par les mouvements verticaux sur les flotteurs non modifiés.

### A.3.5 Validation des résultats expérimentaux

#### A.3.5.1 Présentation des mesures de 6 flotteurs et des paramètres hydrologiques

L'objet de cette thèse est l'interprétation des mesures de flotteur en Mer du Groenland en 1993 et 1994. Les résultats principalement utilisés (car les plus complets) sont ceux des 7 flotteurs de 1994. Parmi eux, 6 flotteurs donnent une série temporelle complète de 100 jours pour les mesures de pression et de rotation. Le compas du 7 me s'est bloqué rapidement. Les mesures des 6 flotteurs, numérotés 01, 03, 04, 05, 89 et 93, peuvent être validées grâce à la théorie précédemment exposée. En effet, les équations (A.20) permettent de définir la fonction de transfert  $\mathcal{H}(\omega)$  par la relation :

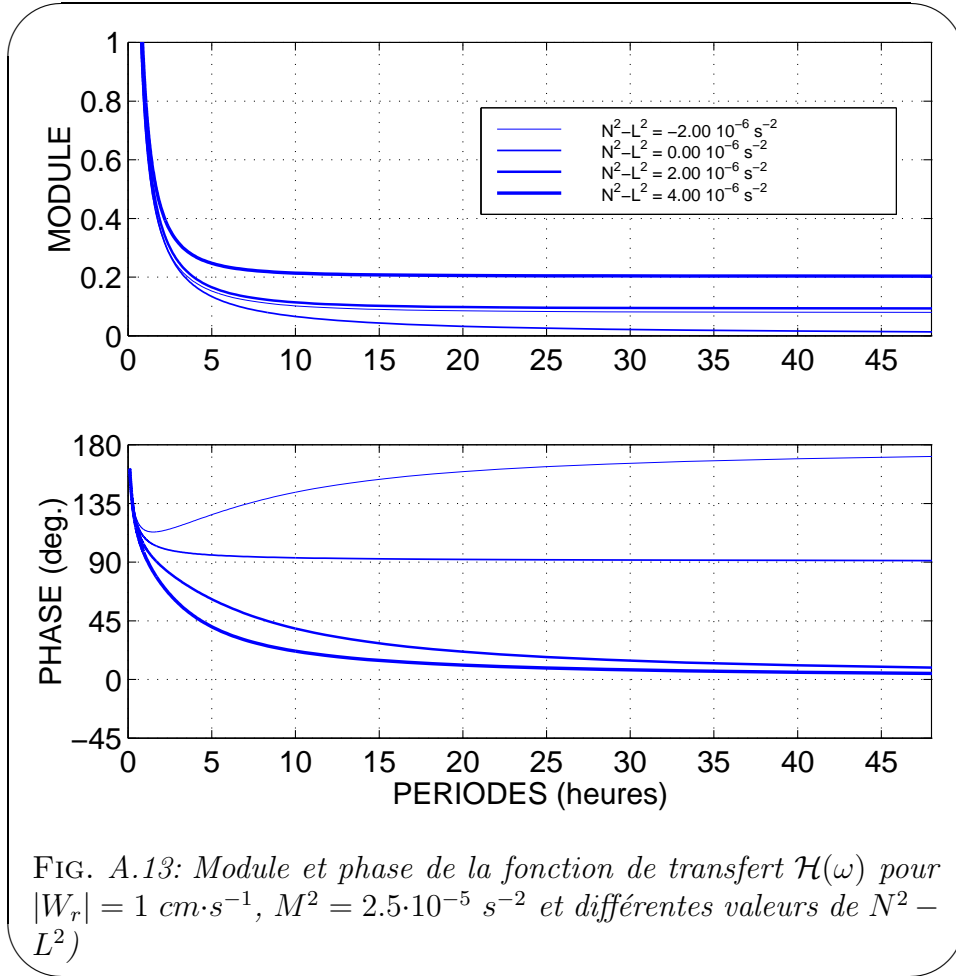
$$\widehat{Z}_f = \mathcal{P}(\mathcal{Q} - 1) \widehat{R} = \mathcal{H} \widehat{R} \quad (\text{A.21})$$

et on peut obtenir  $Z_f$  facilement à partir de la pression (section A.3.1), et la rotation  $R$  est directement mesurée par le compte-tour du flotteur. En développant  $\mathcal{Q}$  (expression A.19), on trouve :

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{P}(\omega)}{M^2 - N^2 + L^2} \left\{ N^2 - L^2 - \omega^2 (1 + \delta_2 + \delta_3) + i\omega \left( \frac{|W_r|}{L_v} + \sigma_2 + \sigma_3 \right) \right\} \quad (\text{A.22})$$

On sait qu'à basses fréquences,  $\mathcal{P}(\omega)$  tend vers le réel  $\mathcal{P}_0$  et  $\mathcal{Q}(\omega)$  vers  $\mathcal{Q}_0$ , qui sont respectivement pas et peu influencés par les paramètres hydrologiques  $N^2$  et  $L^2$ . L' quation (A.22) montre que ce n'est pas le cas pour  $\mathcal{H}(\omega)$ , dont le module et

surtout la phase varie avec la stratification du fluide. La figure A.13 ci-dessous montre le module et la phase de  $\mathcal{H}(\omega)$  pour différentes valeurs réalistes de  $N^2 - L^2$ .



L'énergie du signal étant concentrée entre 2.7 h (la période de coupure) et 48h, la figure A.13 indique qu'il est donc nécessaire de connaître correctement les paramètres  $N^2$  et  $L^2$  définis par (A.13) si l'on veut valider les résultats expérimentaux. A cette fin, on utilise les 4 profils hydrologiques moyens caractéristiques des différentes phases de la convection, dont la période de Brünt-Väisälä est illustrée fig. 1.9. Il faut noter que le gradient de densité  $\partial\rho_\theta/\partial z$  utilisé pour estimer  $N^2$  (d'après (A.13)) puis  $T_{bv}$  ( $T_{bv} = \frac{2\pi}{N}$ ) est calculé à  $P$  par la différence de la densité in situ et de la densité potentielle à  $P + dP$  dont le niveau de référence est  $P$  ( $dP$  étant ici égal à 5 dbar).  $L^2$  est déduit du gradient de température potentielle, comme indiqué par (A.13), puis moyenné sur les mêmes profils que  $N^2$  et lissé sur 55 m également.

La figure A.14 montre les profils de  $N^2 - L^2$  correspondant aux 4 périodes de temps définies section 1.3.1. On remarque que les valeurs varient entre  $-1 \cdot 10^{-6}$  et  $4 \cdot 10^{-6}$ , et que  $L^2$  peut avoir une forte influence, ce qui se conçoit dans un bassin comme la Mer du Groenland, où des stratifications presque neutres ( $N^2$  faible) sont trouvées avec de forts gradients verticaux de température et de salinité se compensant.

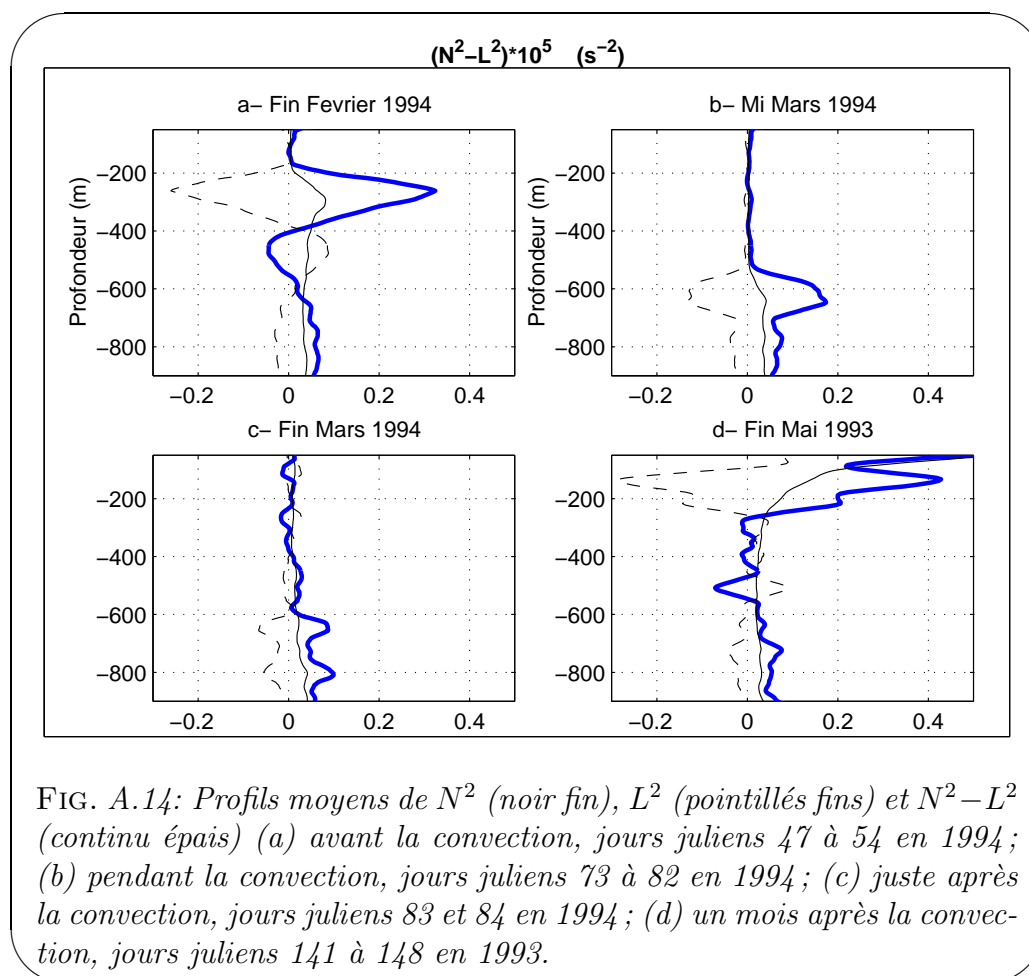


FIG. A.14: Profils moyens de  $N^2$  (noir fin),  $L^2$  (pointillés fins) et  $N^2 - L^2$  (continu épais) (a) avant la convection, jours juliens 47 à 54 en 1994; (b) pendant la convection, jours juliens 73 à 82 en 1994; (c) juste après la convection, jours juliens 83 et 84 en 1994; (d) un mois après la convection, jours juliens 141 à 148 en 1993.

Ce sont ces profils que l'on va utiliser dans l'étude qui suit pour tracer la fonction de transfert théorique que l'on compare à celle déduite des mesures. On n'utilisera cependant pas le profil moyen immédiatement après la convection (fig. A.14c) en raison de la forte hétérogénéité horizontale à cette période de l'année.

### A.3.5.2 Validité expérimentale du VCM en tant que capteur de vitesse verticale

La fonction de transfert entre les mesures  $Z_f$  et  $R$  des flotteurs de 1994 est estimée par la fonction `tfe` de Matlab (*Signal Processing Toolbox User's Guide, version 4*) qui utilise la méthode de Welch (1967). L'estimation est faite sur des segments de 128 (resp. 256) points (soit 171 (resp. 342) heures) pondéré par la fenêtre de Hanning et se recouvrant sur un quart de leur longueur. C'est un compromis entre une bonne résolution fréquentielle (inversement proportionnelle à la durée des réalisations que sont les intervalles de mesure) et la minimisation de l'erreur de variance des estimateurs de spectre (inversement proportionnelle au nombre de réalisations). Ainsi 80 jours de mesure d'un signal supposé stationnaire correspondent à 15 (resp. 8) réalisations, soit une erreur quadratique normalisée de 25% (resp. 35%) sur les 2 estimations de spectre utilisées dans `tfe`. C'est pourquoi on ne prendra jamais moins de 80 jours cumulés de mesures dans les estimations présentées ici.

Les flotteurs sont regroupés sur 2 niveaux de profondeur : entre 280 et 450 m (VCM01, VCM03, VCM04 et VCM05 : groupe dit «intermédiaire») et entre 780 et 850 m (VCM89 et VCM93 : groupe dit «profond»). D'après les profils fig. A.14, ce regroupement est valable tout le temps pour le groupe profond, mais seulement dès la phase de mélange pour le groupe intermédiaire. La première estimation est faite entre les jours juliens 70 et 90 (phase de mélange ou convection) sur le groupe intermédiaire de flotteurs. La comparaison est montrée fig. A.15. Les estimations faites après la phase de mélange (jusqu'à la fin de l'expérience des flotteurs) sont tracées figures A.16 et A.17.

Ces comparaisons sont remarquables à plusieurs points de vue. Pendant la phase de mélange (fig. A.15), l'accord de phase est excellent et peu sensible à la profondeur de référence choisie dans le calcul théorique (400 m ici), étant donnée l'homogénéité du profil de  $N^2 - L^2$  (fig. A.14). De plus, l'amplitude  $|W_r|$  qui correspond à l'accord entre la théorie et l'expérience, soit  $1.5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  pour les périodes entre 4 et 7 heures et  $2 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  pour les périodes plus longues, est parfaitement cohérent par rapport à l'amplitude des vitesses observées et leur analyse fréquentielle.

Les estimations faites après la phase de mélange (jusqu'à la fin de l'expérience

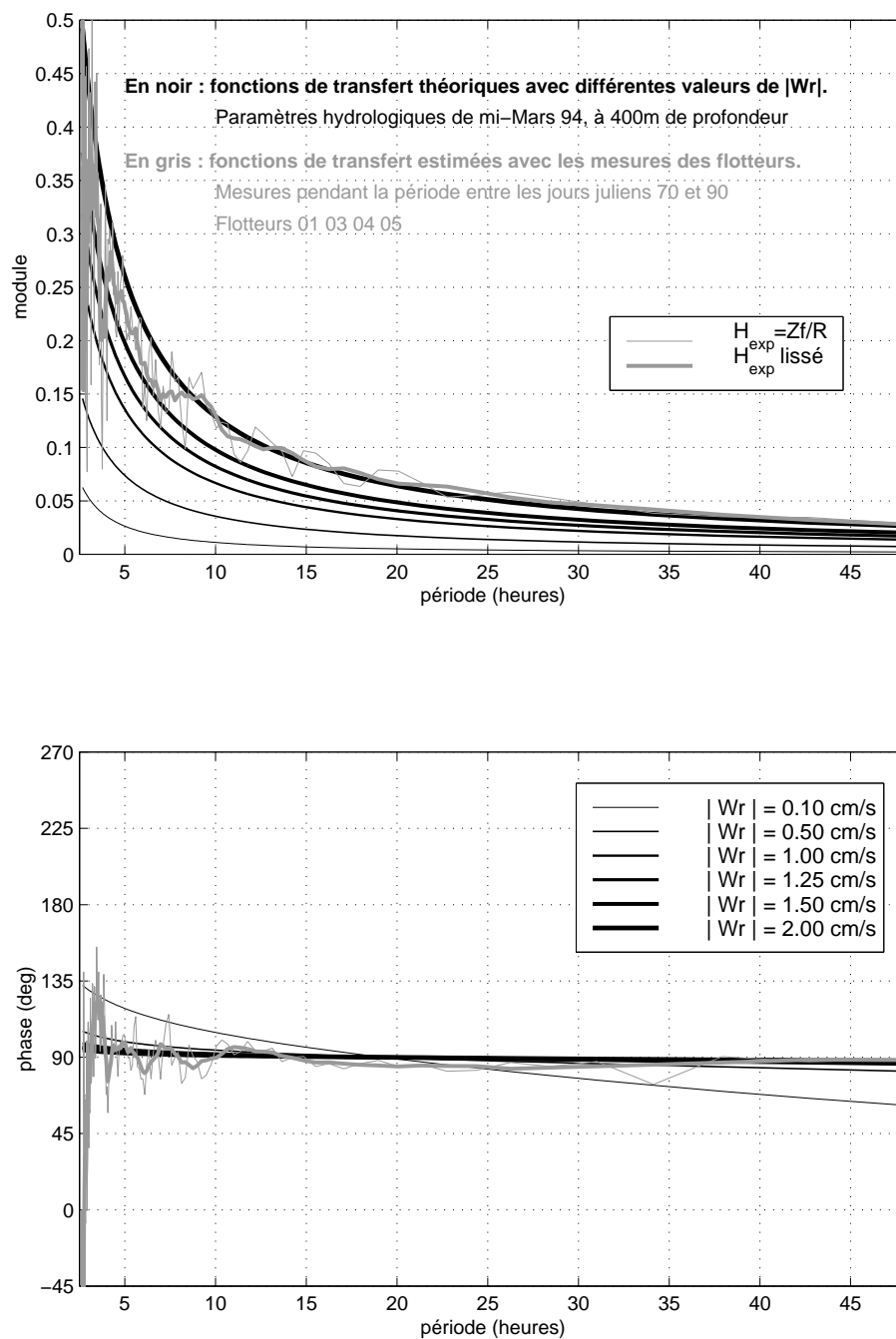


FIG. A.15: Comparaison de la fonction de transfert théorique  $\mathcal{H}$  pour différentes valeurs de  $|W_r|$  et de l'estimation de cette fonction de transfert à partir des mesures du groupe intermédiaire de flotteurs pendant la phase de convection. A 400 m pendant cette phase, les données hydrologiques donnent :  $M^2 = 2.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ ,  $N^2 = 0.27 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-2}$  (i.e.  $T_{bv} = 10.5$  heures) et  $L^2 = -0.03 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-2}$ . Le lissage de  $\mathcal{H}_{exp}$  est une moyenne glissante sur 7 points.



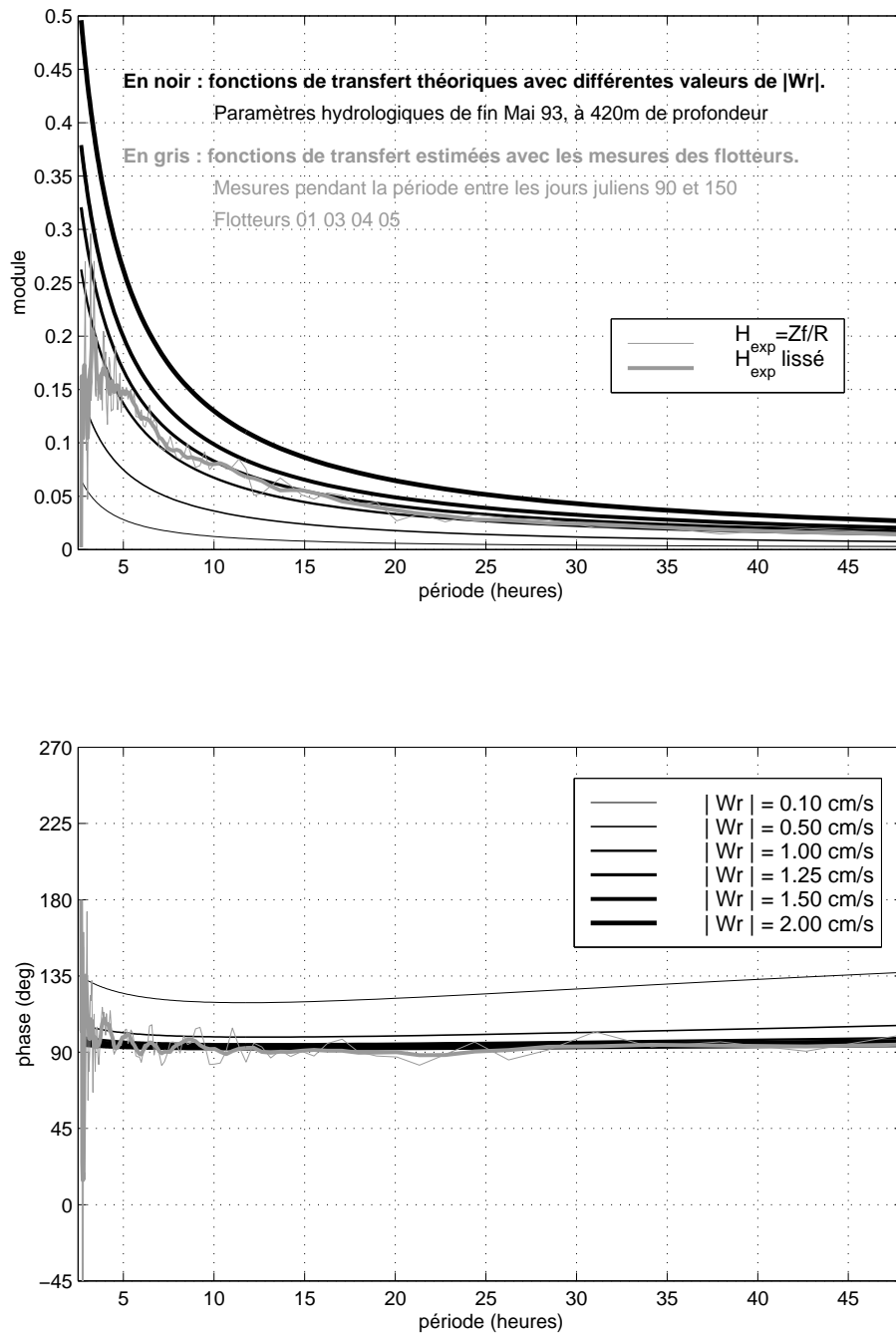


FIG. A.16: Comparaison de la fonction de transfert théorique  $\mathcal{H}$  pour différentes valeurs de  $|W_r|$  et de l'estimation de cette fonction de transfert à partir des mesures du groupe profond de flotteurs après la phase de convection. A 420 m pendant cette phase, les données hydrologiques donnent :  $M^2 = 2.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ ,  $N^2 = 2.4 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-2}$  (i.e.  $T_{bv} = 3.6$  heures) et  $L^2 = 2.8 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-2}$ .

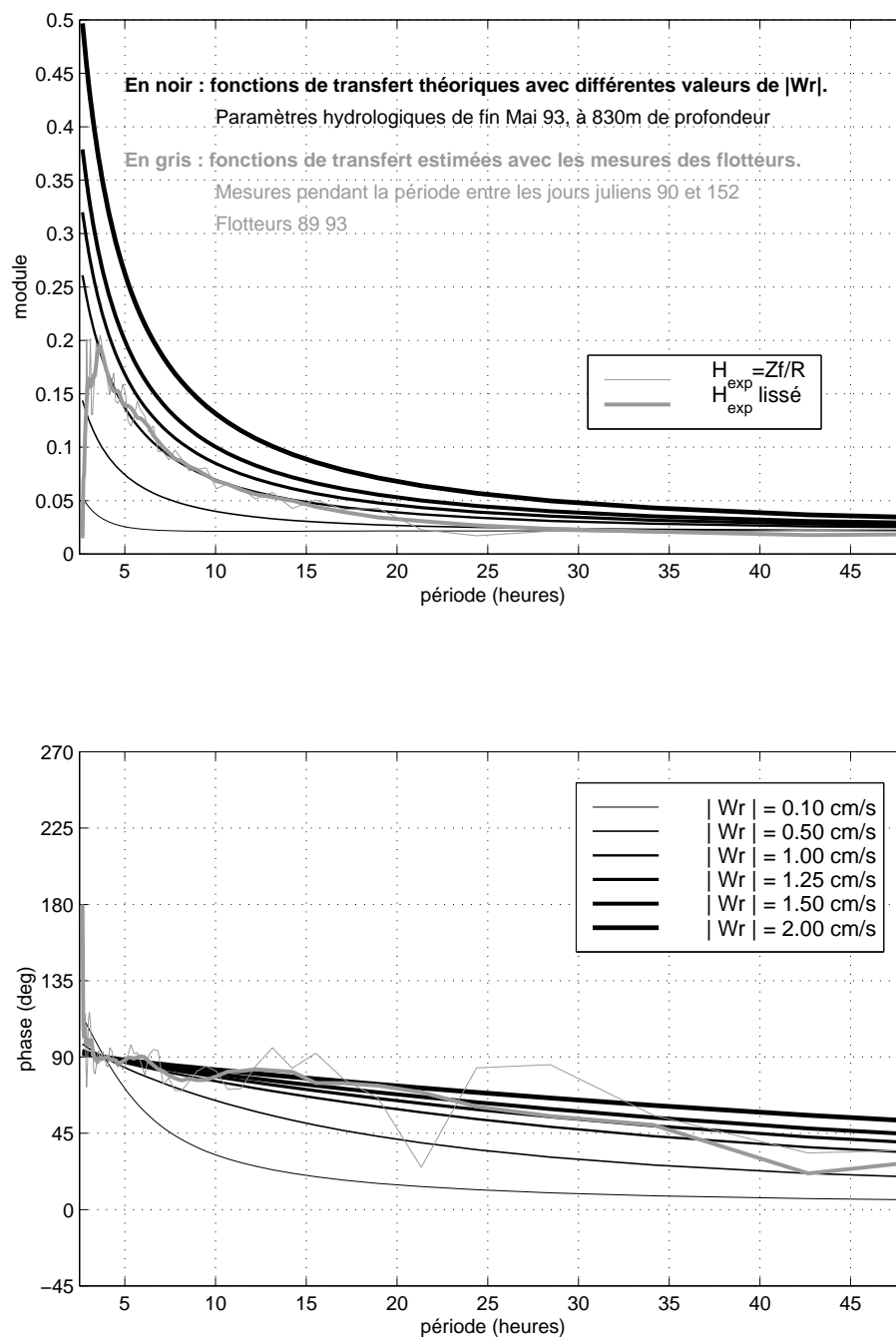


FIG. A.17: Comparaison de la fonction de transfert théorique  $\mathcal{H}$  pour différentes valeurs de  $|W_r|$  et de l'estimation de cette fonction de transfert à partir des mesures du groupe intermédiaire de flotteurs après la phase de convection. A 830 m pendant cette phase, les données hydrologiques donnent :  $M^2 = 2.4 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ ,  $N^2 = 4.0 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-2}$  (i.e.  $T_{bv} = 2.8$  heures) et  $L^2 = -2.5 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-2}$ .

des flotteurs) donnent également des résultats satisfaisants, comme le montrent les 2 figures A.16 et A.17. Les valeurs de  $|W_r|$  correspondantes sont trouvées entre 1 et  $1.25 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Comme on s'y attendait, le signal devient bruité et incohérent au voisinage de la période de Nyquist (2.7 heures), et cette étude permet d'estimer à 3.5 heures la période minimum de fiabilité des mesures de vitesses verticales.



## Acronymes utilisés

**AIW** Arctic Intermediate Water

**wsAIW** warm salty Arctic Intermediate Water

**cfAIW** cold fresh Arctic Intermediate Water

**GAIW** Greenland Arctic Intermediate Water

**AVHRR** Advanced Very-High Resolution Radiometer

**DKP** Differential Kinetic Parameters

**DW** Deep Water

**uDW** upper Deep Water

**ECMWF** European Center for Medium-Range Weather Forecast

**ESOP** European Subpolar Ocean Program

**GIN** Greenland Iceland Norwegian

**GSDW** Greenland Sea Deep Water

**LES** Large-Eddy Simulation

**MAW** Modified Atlantic Water

**MIZ** Marginal Ice Zone (entre la banquise et l'océan libre de glace)

**RAC** Return Atlantic Current

**SSM/I** Special Sensor Microwave/Imager

**SST** Température de surface de la mer

**T.O.** Transformée en Ondelettes

**TKE** Turbulent Kinetic Energy

**VCM** Vertical CurrentMeter

## RÉFÉRENCES

---

## Bibliographie

- AAGAARD, K. et E. C. CARMACK (1989). The role of sea ice and other fresh water in the Arctic circulation. *Journal of Geophysical Research*, 94 (C10) : 14485–14498.
- ARATA, B. (1994). Deep convection in the Mediterranean Sea. Master's thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California.
- BATCHELOR, G. K. (1967). *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- BLINDHEIM, J. (1990). Arctic Intermediate Water in the Norwegian Sea. *Deep Sea Research II*, 37 (9) : 1475–1489.
- BLINDHEIM, J., V. BOROVKOV, B. HANSEN, S. A. MALMBERG, et S. OSTERHUS (1996). Recent upper layer cooling and freshening in the Norwegian Sea. . Dans *ICES Annual Science Conference 1996*, volume ICES C.M. 1996/C :7, Reykjavik.
- BOEBEL, O., K. L. SCHULTZ TOKOS, et W. ZENK (1995). Calculation of salinity from neutrally buoyant RAFOS floats. *Journal of Atmospheric Oceanic Technologies*, 12 (8) : 923–934.
- BÖNISCH, G., J. BLINDHEIM, J. L. BULLISTER, P. SCHLOSSER, et D. W. R. WALLACE (1997). Long-term trends of temperature, salinity, density, and transient tracers in the central Greenland Sea. *Journal of Geophysical Research*, 102 (C8) : 18553–18571.
- BOURKE, R. H., R. G. PAQUETTE, et R. F. BLYTHE (1992). The Jan Mayen current of the Greenland Sea. *Journal of Geophysical Research*, 97 (C5) : 7241–7250.
- BUDÉUS, G., A.-A. MAUL, et G. KRAUSE (1993). Variability in the Greenland Sea as revealed by a repeated High Spatial Resolution Conductivity - Temperature - Depth Survey. *Journal of Geophysical Research*, 98 (C6) : 9985–10000.
- BUDÉUS, G., W. SCHNEIDER, et G. KRAUSE (1998). Winter convective events and bottom water warming in the Greenland Sea. *Journal of Geophysical Research*, 103 (C9) : 18513–18527.
- CARMACK, E. et K. AAGAARD (1973). On the deep water of the Greenland Sea. *Deep Sea Research I*, 20 : 687–715.

- CLARKE, R. A. et J.-C. GASCARD (1983). The formation of Labrador Sea water. Part I : Large-scale processes. *Journal of Physical Oceanography*, 13 (10) : 1764–1778.
- CUSHMAN-ROISIN, B. et B. TANG (1990). Geostrophic turbulence and emergence of eddies beyond the radius of deformation. *Journal of Physical Oceanography*, 20 (1) : 97–113.
- DENBO, D. W. et E. D. SKYLLINGSTAD (1996). An ocean large-eddy simulation model with application to deep convection. *Journal of Geophysical Research*, 101 (C1) : 1095–1110.
- DEWAR, W. K. (1987). Ventilating warm rings : theory and energetics. *Journal of Physical Oceanography*, 17 (12) : 2219–2231.
- DICKSON, R., J. LAZIER, J. MEINCKE, P. RHINES, et J. SWIFT (1996). Long-term coordinated changes in the convective activity of the North Atlantic. *Progress in Oceanography*, 38 (3) : 241–295.
- FERNANDO, H. J. S., D. L. BOYER, et R.-R. CHEN (1989). Turbulent thermal convection in rotating and stratified fluids. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 13 : 95–121.
- FERNANDO, H. J. S., R.-R. CHEN, et D. L. BOYER (1991). Effects of rotation on convective turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 228 : 513–547.
- FISCHER, J. et M. VISBECK (1993). Seasonal variation of the daily zooplankton migration in the Greenland Sea. *Deep Sea Research I*, 40 (8) : 1547–1557.
- FRIEDRICH, H. J., M.-N. HOUSSAIS, D. R. QUADFASEL, et B. RUDELS (1995). On Fram Strait water masses. Dans *Nordic Seas, Symposium on the results from Greenland Sea Project (GSP)*. , J. MEINCKE, éditeur, p. 69–72, Hamburg. University of Hamburg.
- GAILLARD, F., Y. DESAUBIES, U. SEND, et F. SCHOTT (1996). A four-dimensional analysis of the thermal structure in the Gulf of Lions. *Journal of Geophysical Research*, 102 (C6) : 12515–12537.
- GARWOOD, R. W. (1977). An oceanic mixed-layer model capable of simulating cyclic states. *Journal of Physical Oceanography*, 7 (3) : 455–468.
- GARWOOD, R. W. (1991). Enhancements to deep turbulent entrainment. Dans *Deep convection and deep water formation in the ocean*. , J.-C. GASCARD et P. C. CHU, éditeurs, volume 57 de *Elsevier Oceanography Series*, p. 197–213. Elsevier, Amsterdam.
- GARWOOD, R. W., S. M. ISAKARI, et P. C. GALLACHER (1994). Thermobaric convection. Dans *The polar oceans and their role in shaping the global environment*. , O. JOHANNESSEN, R. MUENCH, et J. OVERLAND, éditeurs, volume 85 de *Geophysical Monograph Series*, p. 199–209. American Geophysical Union, Washington, D. C.
- GASCARD, J.-C. (1972). Sur les caractères de la distribution de l'énergie cinétique dans les oscillations verticales en milieu marin quasi-homogène. *Compte-Rendus Académie des Sciences, Paris*, 275 (B) : 395–398.



- GASCARD, J. C. (1973). Vertical motions in a region of deep water formation. *Deep Sea Research I*, 20 : 1011–1027.
- GASCARD, J.-C. (1975). Comparaison des mouvements verticaux observés en profondeur en Méditerranée Nord-occidentale en régime d’été et en régime d’hiver. *Compte-Rendus Académie des Sciences, Paris*, 280 (B) : 555–558.
- GASCARD, J.-C. (1978). Mediterranean deep water formation, baroclinic instability and oceanic eddies. *Oceanologica Acta*, 1 (3) : 315–330.
- GASCARD, J.-C. (1991). Open ocean convection and deep water formation revisited in the Mediterranean, Labrador, Greenland and Weddell seas. Dans *Deep convection and deep water formation in the ocean.* , J.-C. GASCARD et P. C. CHU, éditeurs, volume 57 de *Elsevier Oceanography Series*, p. 159–181. Elsevier, Amsterdam.
- GASCARD, J.-C. et R. A. CLARKE (1983). The formation of Labrador Sea water. Part II : Mesoscale and smaller- scale processes. *Journal of Physical Oceanography*, 13 (10) : 1780–1797.
- GASCARD, J.-C., C. RICHEZ, et C. ROUAULT (1995). New insights on large-scale oceanography in Fram Strait : the West Spitsbergen current. . Dans *Arctic oceanography : Marginal Ice Zone and continental shelves*, volume 49 de *Coastal and Estuarine Studies*, p. 131–182. American Geophysical Union.
- GONELLA, J. (1970). A local study of inertial oscillations in the upper layers of the ocean. *Deep Sea Research I*, 18 : 775–788.
- GROSSMANN, A. et J. MORLET (1984). Decomposition of Hardy functions into square integrable waveletsof constant shape. *S.I.A.M., Journal of Mathematics Analysis*, 15 (4) : 723–736.
- GROSSMANN, A. et J. MORLET (1985). Decomposition of functions into wavelets of constant shape, and related transforms. Dans *Mathematics + Physics, lectures on recent results.* , L. STREIT, éditeur, volume 1, p. 135–165. World Scientific Publishing, Singapore.
- HÄKKINEN, S. (1995). Simulated interannual variability of the Greenland Sea deep water formation and its connection to surface forcing. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C3) : 4761–4770.
- HARCOURT, R., L. JIANG, et R. W. GARWOOD (1998). Numerical simulation of drifter response to Labrador Sea convection. Technical report NPS-OC-98-001, Naval Postgraduate School, Monterey, California.
- HERMANN, A. J. et W. B. OWENS (1993). Energetics of gravitational adjustment for mesoscale chimneys. *Journal of Physical Oceanography*, 23 (2) : 346–371.
- HOGG, N. G. (1973). The preconditioning phase of MEDOC 1969. Part II- Topographic effects. *Deep Sea Research I*, 20 : 449–459.
- HURDLE, B. G. (1986). *The Nordic Seas*, chapitre 6. Springer-Verlag, New York.
- HURRELL, J. W. (1995). Decadal trends in the North Atlantic Oscillation : regional temperatures and precipitation. *Science*, 269 : 676–679.

- JONES, H. et J. MARSHALL (1993). Convection with rotation in neutral ocean : a study of open-ocean deep convection. *Journal of Physical Oceanography*, 23 (6) : 1009–1039.
- JOYCE, T. M. et M. C. STALCUP (1985). Wintertime convection in a Gulf Stream warm core ring. *Journal of Physical Oceanography*, 15 (8) : 1032–1042.
- KILLWORTH, P. D. (1979). On “chimney” formations in the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 9 (3) : 531–554.
- LEBLOND, P. H. et L. A. MYSAK (1978). *Waves in the Ocean*, volume 20 de *Elsevier Oceanography Series*. Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam.
- LHERMINIER, P. et J.-C. GASCARD (1998). Drifting isobaric float response to deep convective activity in the Greenland Sea. *Compte-Rendus Académie des Sciences, Paris*, 326-IIa (5) : 341–346.
- LOURENÇO, A. (1997). Positionnement de flotteurs sous-marins par méthode acoustique. Etude appliquée à la région nord-occidentale du bassin méditerranéen. Mémoire d’ingénieur, Conservatoire National des Arts et Métiers.
- MADEC, G., M. CHARTIER, P. DELECLUSE, et M. CREPON (1991). A three-dimensional numerical study of deep water formation in the northwestern Mediterranean Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 21 (9) : 1349–1371.
- MADEC, G. et M. CRÉPON (1991). Thermohaline-driven deep water formation in the northwestern Mediterranean Sea. Dans *Deep convection and deep water formation in the ocean.* , J.-C. GASCARD et P. C. CHU, éditeurs, volume 57 de *Elsevier Oceanography Series*, p. 241–265. Elsevier, Amsterdam.
- MADEC, G., F. LOTT, P. DELECLUSE, et M. CRÉPON (1996). Large scale preconditioning of deep water formation in the north western Mediterranean Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 26 (8) : 1393–1408.
- MARSHALL, J., J. A. WHITEHEAD, et T. YATES (1994). Laboratory and numerical experiments in oceanic convection. Dans *Ocean processes in climate dynamics : global and mediterranean examples.* , P. MALANOTTE-RIZZOLI et A. R. ROBINSON, éditeurs, p. 173–201. Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- MARSHALL, J. et F. SCHOTT (1998). Open-ocean convection : observations, theory and models. *Rev. Geophys.*, submitted in October 1997.
- MAURITZEN, C. (1996). Production of dense overflow waters feeding the North Atlantic across the Greenland-Scotland Ridge. Part 1 : evidence for a revised circulation scheme. *Deep Sea Research I*, 43 (6) : 769–806.
- MAXWORTHY, T. et S. NARIMOUSA (1994). Unsteady, turbulent convection into a homogeneous, rotating fluid, with oceanographic applications. *Journal of Physical Oceanography*, 24 (5) : 865–887.
- MEDOC GROUP (1970). Observation of formation of deep water in the Mediterranean Sea. *Nature*, 227 (5262) : 1037–1040.
- MEINCKE, J., S. JONSSON, et J. H. SWIFT (1992). Variability of convective conditions in the Greenland Sea. *ICES Marine Sciences Symposium*, 195 : 32–39.

- MOENG, C.-H. (1985). A large-eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. *Journal of Atmospheric Science*, 41 : 3573–3587.
- MORAWITZ, W. M., P. J. SUTTON, P. F. WORCESTER, B. D. CORNUELLE, J. F. LYNCH, et R. PAWLOWICZ (1996). Three-dimensional observations of a deep convective chimney in the Greenland Sea during Winter 88-89. *Journal of Physical Oceanography*, 26 (11) : 2316–2343.
- OKUBO, A. et C. C. EBBESMEYER (1976). Determination of vorticity, divergence, and deformation rates from analysis of drogue observations. *Deep Sea Research I*, 23 : 349–352.
- OPPENHEIM, A. V. et R. W. SCHAFFER (1989). *Discrete-Time Signal Processing*. Prentice Hall Signal Processing Series. Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ.
- PALUSZKIEWICZ, T., R. W. GARWOOD, et D. W. DENBO (1994). Deep convective plumes in the ocean. *Oceanography*, 7 (2) : 37–44.
- PAQUETTE, R. G., R. H. BOURKE, J. F. NEWTON, et W. F. PERDUE (1985). The East Greenland polar front in Autumn. *Journal of Geophysical Research*, 90 (C3) : 4866–4882.
- PAWLOWICZ, R. (1995). A note on seasonal cycles of temperature and salinity in the upper waters of the Greenland Sea Gyre from historical data. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C3) : 4715–4726.
- QUADFASEL, D. et J. MEINCKE (1987). Note on the thermal structure of the Greenland Sea gyres. *Deep Sea Research I*, 34 (11) : 1883–1888.
- ROACH, A. T., K. AAGAARD, et F. CARSEY (1993). Coupled ice-ocean variability in the Greenland Sea. *Atmosphere and Ocean*, 31 (3) : 319–337.
- ROSSBY, H. T., A. D. VOORHIS, et D. WEBB (1975). A quasi-lagrangian study of mid-ocean variability using long-range SOFAR floats. *Journal of Marine Research*, 33 : 355–382.
- ROSSBY, T., D. DORSON, et J. FONTAINE (1986). The RAFOS system. *Journal of Atmospheric Oceanic Technologies*, 3 (12) : 672–679.
- RUDELS, B. (1990). Haline convection in the Greenland Sea. *Deep Sea Research I*, 37 (9) : 1491–1511.
- RUDELS, B., D. QUADFASEL, H. FRIEDRICH, et M.-N. HOUSSAIS (1989). Greenland Sea convection in the Winter of 1987-1988. *Journal of Geophysical Research*, 94 (C3) : 3223–3227.
- SADOWSKY, J. (1996). Investigation of signal characteristics using the continuous wavelet transform. *Johns Hopkins APL Technical Digest*, 17 (3) : 258–269.
- SAINT-GUILY, B. (1972). On the response of the ocean to impulse. *Tellus*, 24 (4) : 344–349.
- SANDER, J., D. WOLF-GLADROW, et D. OLBERS (1995). Numerical studies of open deep convection. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C10) : 20579–20600.

- SANDERSON, B. G. (1995). Structure of an eddy measured with drifters. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C4) : 6761–6776.
- SAUNDERS, P. M. (1973). The instability of a baroclinic vortex. *Journal of Physical Oceanography*, 3 : 61–65.
- SCHLICHTHOLZ, P. et M.-N. HOUSSAIS (1998). An inverse modeling study in Fram Strait. Part II : Water mass distribution and transports. *Deep Sea Research II*, submitted.
- SCHOTT, F. A. et K. D. LEAMAN (1991). Observations with moored acoustic Doppler current profilers in the convection regime in the Golfe du Lion. *Journal of Physical Oceanography*, 21 (4) : 558–574.
- SCHOTT, F., M. VISBECK, et J. FISCHER (1993). Observations of vertical currents and convection in the central Greenland Sea during the Winter of 1988-1989. *Journal of Geophysical Research*, 98 (C8) : 14401–14421.
- SCHOTT, F., M. VISBECK, U. SEND, J. FISCHER, L. STRAMMA, et Y. DESAUBIES (1996). Observations of deep convection in the Gulf of Lions, Northern Mediterranean, during the Winter of 1991/92. *Journal of Physical Oceanography*, 26 (4) : 505–524.
- SEND, U. et J. MARSHALL (1995). Integral effects of deep convection. *Journal of Physical Oceanography*, 25 (5) : 855–872.
- STOMMEL, H. (1955). Direct measurements of sub-surface currents. *Deep Sea Research I*, 2 : 284–285.
- STOMMEL, H., A. D. VOORHIS, et D. C. WEBB (1971). Submarine clouds in the deep ocean. *American Scientist*, 59 (6) : 716–722.
- STONE, R. E. (1997). Deep mixed layer entrainment. Master’s thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California.
- SWALLOW, J. C. (1955). A neutral-buoyancy float for measuring deep currents. *Deep Sea Research I*, 3 (1) : 74–81.
- SWIFT, J. H. et K. AAGAARD (1981). Seasonal transitions and water mass formation in the Iceland and Greenland Seas. *Deep Sea Research I*, 28 : 1107–1129.
- SWIFT, J. H., J. MEINCKE, K. AAGAARD, et E. C. CARMACK (1995). The seasonal cycle in the Greenland Sea, a volumetric study. Dans *Nordic Seas, Symposium on the results from Greenland Sea Project (GSP)*. , J. MEINCKE, editeur, p. 203–206, Hamburg. University of Hamburg.
- TORRÉSANI, B. (1995). *Analyse continue par ondelettes*. Savoirs Actuels. InterEditions / CNRS Editions, Paris.
- TURNER, J. S. (1973). *Buoyancy Effects in Fluids*. Cambridge University Press, New York.
- VAN AKEN, H. M., G. BUDÉUS, et M. HÄHNEL (1995). The anatomy of the Arctic Frontal Zone in the Greenland Sea. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C8) : 15999–16014.

- 
- VISBECK, M., J. FISCHER, et F. SCHOTT (1995). Preconditioning the Greenland Sea for deep convection : ice formation and ice drift. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C9) : 18489–18502.
- VISBECK, M., J. MARSHALL, et H. JONES (1996). Dynamics of isolated convective regions in the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 26 (9) : 1721–1734.
- VOORHIS, A. D. (1968). Measurements of vertical motion and the partition of energy in the New England slope water. *Deep Sea Research I*, 15 : 599–608.
- VOORHIS, A. D. (1971). Response characteristics of the neutrally buoyant float. Technical report 71-73, Woods Hole Oceanographic Institution, Massachusetts.
- VOORHIS, A. D. et D. C. WEBB (1970). Large vertical currents observed in a winter sinking region of the northwestern Mediterranean. *Cahiers Océanographiques*, 22 : 571–580.
- WADHAMS, P., A. E. GILL, et P. F. LINDEN (1979). Transects by submarine of the East Greenland Polar Front. *Deep Sea Research I*, 26 (12A) : 1311–1328.
- WELCH, P. D. (1967). The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Trans. Audio Electroacoust.*, AU-15 : 70–73.
- WHITEHEAD, J. A., J. MARSHALL, et G. E. HUFFORD (1996). Localized convection in rotating stratified fluid. *Journal of Geophysical Research*, 101 (C10) : 25705–25721.



# Table des figures

1.1	Le Bassin du Groenland . . . . .	10
1.2	Flux moyens de chaleur et glace en 1993 et 1994 . . . . .	12
1.3	Mesures temporelles ECMWF de 1994 à 75°N 5°W . . . . .	14
1.4	SST moyenne de février 1994 (AVHRR) . . . . .	15
1.5	Diagramme $\theta$ -S des stations 11 et 15 . . . . .	17
1.6	Diagramme $\theta$ -S global du bassin en février-mars 1994 . . . . .	20
1.7	Diagramme $\theta$ -S sur 1993 et 1994 : les 2 domaines du gyre . . . . .	22
1.8	Sections hydrologiques verticales à 75°N (T, S et $\rho_\theta$ ) . . . . .	23
1.9	Illustration de 4 époques de la convection profonde . . . . .	26
1.10	Profils hydrologiques de 6 stations à 2°30W . . . . .	28
1.11	Evolution des propriétés $\theta$ -S à 74°N30 2°30W . . . . .	30
1.12	Sections hydrologiques verticales de $T_{bv}$ à 75°N . . . . .	31
2.1	Analyse objective des températures à 420 m de profondeur . . . . .	38
2.2	Diagramme $\theta$ -S illustrant la rémanence de GAIW . . . . .	40
2.3	Analyse objective des températures à 270 m . . . . .	41
2.4	Analyse objective des températures à entre 20 et 200 m . . . . .	41
2.5	Analyse objective des températures à 770 m . . . . .	42
2.6	Coupes verticales à 75°N des vitesses géostrophiques . . . . .	44
2.7	Etude cinématique du tourbillon . . . . .	48
2.8	SST les 18, 26 et 28 fév. 1994 (AVHRR). . . . .	50
2.9	Evolution des propriétés $\theta$ -S dans le tourbillon A. . . . .	52
2.10	Trajectoires du VCM04 (430 m) et du VCM89 (830 m) . . . . .	54
2.11	Sections verticales de température à 75°N en 1993 et 1994 . . . . .	56
3.1	Mesure des déplacements verticaux de l'eau par les VCM . . . . .	60
3.2	Périodes des ondes d'inertie-gravité en fonction de la stratification . . . . .	61
3.3	Observation du régime convectif sur $w$ . . . . .	62
3.4	$\alpha(T, P)$ et $H_\alpha$ . . . . .	67
3.5	Estimation de $w^*$ et effet thermobarique . . . . .	68
3.6	$\overline{W'_w{}^2}$ et $T$ déduits des mesures des VCM . . . . .	70
3.7	Allure des pseudo-ondelettes de Morlet . . . . .	76
3.8	Analyse par ondelettes d'un signal synthétique . . . . .	77
3.9	Analyse continue par ondelettes de $w$ mesurée par le VCM03 . . . . .	79
3.10	Analyse continue par ondelettes d'un bruit de spectre similaire . . . . .	80

3.11	Arêtes épurées de $w_{03}$ et du bruit de même spectre . . . . .	82
3.12	Moment d'ordre 1 et 2 des périodes de l'analyse par ondelettes . . . . .	84
3.13	Décomposition spectrale des signaux de vitesses verticales . . . . .	86
3.14	Comparaison de $\bar{w}$ des VCM réels et simulés . . . . .	90
3.15	Comparaison du déplacement vertical de l'eau des VCM réels et simulés . . . . .	92
4.1	Trajectoires des VCM03 04 et 89 dès mi avril 1994 . . . . .	103
4.2	Analyse objective de $T_{bv}$ moyen entre 0 et 600 m . . . . .	106
4.3	Estimation 1D de la profondeur de la couche mélangée . . . . .	107
A.1	SOFARGOS-VCM . . . . .	119
A.2	Principe du flotteur . . . . .	120
A.3	Influence de $\rho_\theta$ sur $\bar{Z}_f$ . . . . .	122
A.4	Histoire d'un flotteur . . . . .	123
A.5	Mesures du VCM01 lors de sa plongée puis à sa profondeur d'équilibre . . . . .	124
A.6	Etalonnage des mesures du déplacement vertical de l'eau par l'hélice . . . . .	124
A.7	Mesures des pressions ; expériences de 1993 et 1994 . . . . .	127
A.8	Estimation de la salinité lors d'une forte variation de température . . . . .	130
A.9	Fonctions $\sigma_\theta(\omega)$ et $\delta_\theta(\omega)$ . . . . .	135
A.10	Module et phase de la fonction de transfert $\mathcal{P}(\omega)$ . . . . .	138
A.11	Module et phase de la fonction de transfert $\mathcal{Q}(\omega)$ . . . . .	146
A.12	Module et phase de la fonction de transfert $\mathcal{PQ}(\omega)$ . . . . .	147
A.13	Module et phase de la fonction de transfert $\mathcal{H}(\omega)$ . . . . .	149
A.14	Profils moyens de $N^2$ , $L^2$ et $N^2 - L^2$ . . . . .	150
A.15	$\mathcal{H}_{th}$ et courbe expérimentale à 400 m pendant la convection . . . . .	152
A.16	$\mathcal{H}_{th}$ et courbe expérimentale à 420 m après la convection . . . . .	153
A.17	$\mathcal{H}_{th}$ et courbe expérimentale à 830 m après la convection . . . . .	154



# Liste des tableaux

1.1	Récapitulation des caractéristiques des masses d'eau identifiées en 1994	24
4.1	Estimation des paramètres caractéristiques de la convection profonde en milieu non stratifié dans la Mer du Groenland de 1989 et 1994. . .	99
4.2	Echelles observées dans le bassin du Groenland pendant la phase post-convective en avril-mai 1994. . . . .	105
A.1	Caractéristiques des RAFOS-VCM utilisés pour les expériences de 1993 et 1994 . . . . .	125
A.2	Caractéristiques de l'eau de mer à $T = 0^{\circ}C$ et $S = 34.85psu$ . . . . .	128
A.3	Récapitulation des perturbations de l'équilibre statique . . . . .	131