



HAL
open science

Estimations du mélange vertical le long de sections hydrologiques en Atlantique Nord

Florian Kokoszka

► **To cite this version:**

Florian Kokoszka. Estimations du mélange vertical le long de sections hydrologiques en Atlantique Nord. Sciences de la Terre. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2012. Français. NNT : 2012BRES0097 . tel-02071038

HAL Id: tel-02071038

<https://theses.hal.science/tel-02071038>

Submitted on 18 Mar 2019

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.



université de bretagne
occidentale



THESE / UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention : Océanographie Physique

Ecole Doctorale des Sciences de la Mer

présentée par

Florian KOKOSZKA

préparée au Laboratoire de Physique des Océans
UMR n° 6523 UBO - CNRS - Ifremer - IRD

Estimations du mélange vertical le long de sections hydrologiques en Atlantique Nord.

Thèse soutenue le 6 mars 2012

devant le jury composé de :

Sabrina SPEICH,

LPO, Université de Bretagne Occidentale, *Présidente du Jury*

Chantal STAQUET

LEGI - Grenoble / *Rapporteur*

Gilles REVERDIN

LOCEAN - Paris / *Rapporteur*

Bruno FERRON

LPO, Université de Bretagne Occidentale / *Directeur de thèse*

Herlé MERCIER

LPO, Université de Bretagne Occidentale / *Directeur de thèse*

Pascale BOURUET-AUBERTOT

LOCEAN - Paris / *Examineur*

Bernard LE CANN

LPO, Université de Bretagne Occidentale / *Examineur*

Thèse de Doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale

Spécialité : **Océanographie Physique**

Présentée par

Florian Kokoszka

**ESTIMATIONS DU MÉLANGE VERTICAL
LE LONG DE SECTIONS HYDROLOGIQUES
EN ATLANTIQUE NORD**

Thèse soutenue le mardi 6 mars 2012

Composition du Jury :

Mme Sabrina Speich	Présidente du Jury	(LPO - Brest)
Mme Chantal Staquet	Rapporteur	(LEGI - Grenoble)
M. Gilles Reverdin	Rapporteur	(LOCEAN - Paris)
Mme Pascale Bouruet-Aubertot	Examineur	(LOCEAN - Paris)
M. Bernard Le Cann	Examineur	(LPO - Brest)
M. Bruno Ferron	Directeur de Thèse	(LPO - Brest)
M. Herlé Mercier	Directeur de Thèse	(LPO - Brest)

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Physique des Océans
UMR n°6523 UBO - CNRS - IFREMER - IRD
(Brest - FRANCE)

Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement Herlé Mercier et Bruno Ferron pour leur patience et leur disponibilité tout au long de ce travail de thèse. Vous avez toujours été là, que ce soit dans le travail, dans les très bons moments (Ovide 2010) tout autant que dans les périodes difficiles. Un grand merci à vous. Je tenais aussi à remercier mes parents, Edouard et Claudette Kokoszka, ainsi que mes deux soeurs Cécile et Valérie, qui m'ont soutenu tout au long de ces années d'étude. Sans vous je n'aurais pas été bien loin. Un grand merci aussi pour tous les amis et collègues du laboratoire. Je pense à Camille, Raph, Damien, Eric, Tanguy, Matthieu, Guillaume, Guillaume, Emillie, Claire, Claire, Henrick, Tom, Nico, Nico, Nico, Arnaud, Rui, Doua, Manuella, Simoné. Une grosse pensée pour les amis de Strasbourg avec qui j'ai commencé mes études, Franck, Fabi, Thil, Gamin, Drops, Roms, Kaks, Touff, Antoine, Fred, Marie, Laurent. Et aussi Erwan et Thibaut avec qui j'ai poursuivi ces études à Brest. Et tous mes amis qui ont hoché la tête poliment en m'écoutant leur raconter mes histoires de thèse : Lion et Krichou, Bibi, Margot, Adri, Matt, Caro, Arnaud, Eli, Denis, JM, Jérémie et Sophie. Et je voulais garder un dernier remerciement spécial pour toute l'équipe Ovide, et l'équipe technique en particulier sans laquelle tout ce travail n'aurait jamais pu être réalisé. Je n'oublierai pas le quart gagnant avec Stef et Didier.

Un grand merci à vous tous.

Table des matières

Introduction	11
Circulation abyssale	11
Importance du mélange dans l’océan	12
Variabilité spatiale du mélange	13
Rôle des ondes internes	15
Génération des ondes internes	16
Objet de la thèse	17
1 Présentation des données	19
Introduction	19
1.1 Données CTD	23
1.2 Données ADCP	24
1.3 Données VMP	26
2 Ondes internes d’inertie-gravité	29
Introduction	29
2.1 Propriétés des ondes internes	30
2.2 Du domaine ondulatoire vers la dissipation	38
2.3 Revue historique des différentes paramétrisations de la dissipation turbulente due aux ondes internes	45
2.4 Conclusions	53
3 Etude de la paramétrisation du mélange vertical associé aux ondes internes	55
Introduction	55
3.1 Calcul de V_z	55
3.2 Calcul de ξ_z	57
3.3 Arcane 1996 : Comparaisons de différentes estimations possibles de ξ_z	64
3.4 Calcul des spectres	70
3.5 Intégration des spectres de la campagne Ovide 2008	79
3.6 Etude des estimateurs $\langle V_z^2 \rangle$ et $\langle \xi_z^2 \rangle$	82
3.7 Rapport des variances R_ω	86
3.8 Terme fonction de la latitude	94
3.9 Conclusions	95

4	Mélange vertical le long des sections hydrologiques en Atlantique Nord	97
	Introduction	97
4.1	Comparaisons entre les paramétrisations et la dissipation mesurée par le VMP pendant la campagne Ovide 2008	99
4.2	Estimation de la dissipation le long des sections hydrologiques	108
4.3	Estimation de la diffusion verticale le long des sections hydrologiques	118
4.4	Conclusions	127
5	Echelles de Thorpe	129
	Introduction	129
5.1	Evaluation du seuil de bruit des données CTD	131
5.2	Echelles de Thorpe le long des sections hydrologiques	142
5.3	Estimation de la dissipation à partir des inversions de densité	150
5.4	Conclusions	157
	Discussion. Mécanismes régionaux possibles à l'origine des ondes internes le long de la section Ovide	159
	Introduction	159
	Identification de sites de génération d'ondes internes à proximité des sections Ovide et Fourex : rôle possible de la marée et du vent	159
	Lien possible avec la circulation géostrophique	168
	Rôle possible des instabilités de double-diffusion	172
	Conclusions	175
	Mesures et traitement des données océanographiques	175
	Estimations du mélange vertical associé aux ondes internes	176
	Localisation et intensité du mélange vertical	177
	Observations de la fine-structure	178
	Génération des ondes internes	179
	Perspectives de la thèse	181
	Bibliographie	185
	Résumé	196

Introduction

Circulation abyssale

Le chauffage de la Terre par le Soleil n'est pas uniforme : il est maximum aux régions équatoriales et réduit au niveau des pôles. Ce réchauffement différentiel donne naissance aux vents et produit un flux de chaleur méridien dans l'océan. Au niveau régional les flux d'évaporation et de précipitations ainsi que les vents viennent forcer la surface des océans. Dans les zones polaires les déperditions de chaleur et les vents violents refroidissent les eaux de surface qui deviennent alors plus denses. La colonne d'eau peut être rendue instable et un flux de masse vers le fond se met en place. Ce mécanisme décrit la formation des eaux profondes qui a lieu principalement dans les Mers du Labrador et du Groenland dans la zone Arctique, et dans les Mers de Weddell et de Ross dans la zone Antarctique.

Les eaux denses ainsi formées plongent puis cheminent à travers les différents bassins océaniques sous l'influence des gradients de pression générés par les différences de densité (Stommel & Arons, 1960a,b; Stommel, 1961). La circulation de ces eaux est contrainte par la bathymétrie et au fond de l'océan les échanges entre les bassins se réalisent au niveau des passages profonds et des zones de fracture (Passage de Drake, seuil Island-Ecosse, détroit du Danemark, zone de fracture Romanche). Les eaux profondes remontent ensuite progressivement dans l'ensemble des bassins océaniques tout en se réchauffant à l'aide du mélange diapycnal qui permet d'augmenter l'énergie potentielle de la colonne d'eau. Ce mélange requiert un apport d'énergie mécanique, qui est fourni principalement par le vent, mais aussi par la marée. La circulation globale qui résulte de ces mécanismes est appelée *Circulation Méridienne de Retournement* ou *MOC* (*Meridional Overturning Circulation*). On représente sur la Fig. 2 une partie de la *MOC* en Atlantique Nord, à travers la section hydrologique *Ovide* sur laquelle va se baser notre étude. La *MOC* contribue au même titre que la circulation de l'atmosphère à l'équilibre thermique de la planète en redistribuant la quantité de chaleur emmagasinée par l'océan à l'échelle du globe.

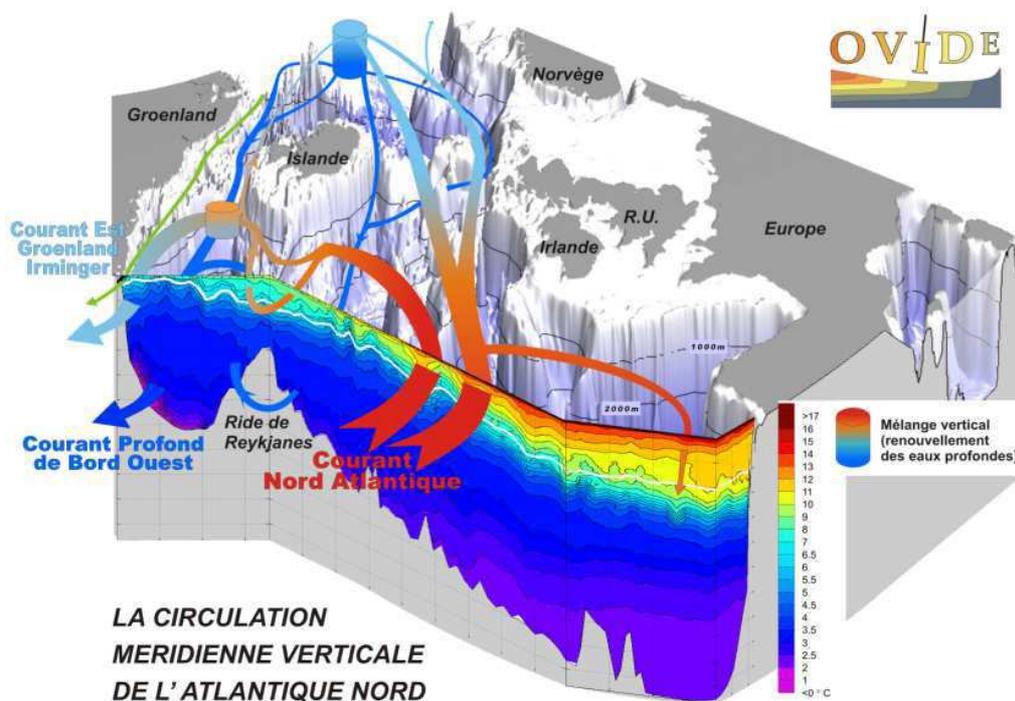


FIGURE 1 – Schéma de la *Cellule Méridienne de Retournement* à travers la section Ovide.

Importance du mélange dans l'océan

Sandström (1908) envisagea le cas d'une circulation où la source de chaleur serait située à une profondeur plus faible que la source froide. Il démontra que ce cycle n'est pas moteur et qu'une autre source d'énergie est nécessaire pour qu'une circulation méridienne significative se mette en place. Ce résultat est à l'origine de son théorème : *"Une circulation fermée en état stationnaire ne peut être maintenue dans l'océan que si la source chaude est située à une profondeur plus basse que la source froide."*

L'océan est chauffé sur un géopotential plus haut que celui sur lequel il est refroidi (différence de 1m entre la surface de l'océan à l'équateur et celle des pôles due à l'expansion thermique Huang (1999)) et d'après le théorème de Sandström un autre mécanisme doit alors exister pour expliquer que la *MOC* se maintienne de manière stable (le mélange par exemple). A partir d'une modélisation simplifiée de la circulation dans un bassin idéalisé, Bryan (1987) montra la sensibilité de l'intensité de la *MOC* à l'amplitude du mélange vertical (Fig. 2). Cette circulation explique une fraction significative du transport méridien de chaleur par l'océan vers les hautes latitudes. Puisque le mélange diapycnal influence fortement l'intensité de la *MOC*, il est alors fondamental de déterminer son amplitude dans l'océan pour mieux comprendre et prévoir le climat.

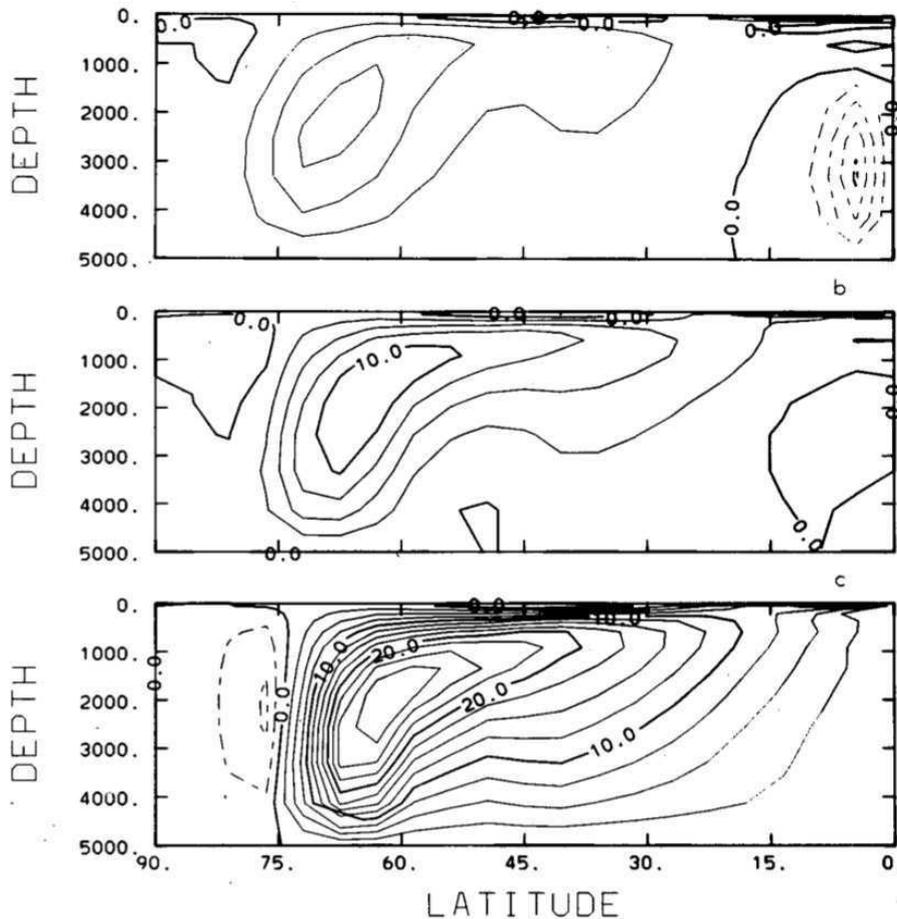


FIG. 7. Meridional overturning streamfunction for (a) $A_{HV} = 0.1$, (b) $A_{HV} = 0.5$, (c) $A_{HV} = 2.5$ (c.i. = $2.5 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, solid contours indicate counterclockwise circulation).

FIGURE 2 – Intensité de la *MOC* en fonction de la diffusion diapycnale (figure tirée de Bryan (1987)).

Variabilité spatiale du mélange

Munk (1966) estime la formation des eaux profondes à un total d'environ $30 Sv$ entre les deux hémisphères du globe ($1Sv = 1 \text{ Sverdrup} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$). Il considère que la circulation est en équilibre stationnaire entre advection et diffusion verticale, tel que :

$$w \frac{\partial T}{\partial z} = K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (1)$$

où w est la composante verticale de la vitesse, T la température, $\partial/\partial z$ l'opérateur de dérivée verticale et K le coefficient de diffusion. En prenant une valeur de K moyenne dans tout l'océan, il estime qu'une valeur de diffusion $K_{Munk} \sim 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ est nécessaire pour permettre de remonter les $30 Sv$ d'eaux profondes qui ont été formées sans changer la stratification en température. Cette valeur de diffusion est près de 1000 fois supérieure à la valeur de diffusion

moléculaire ($K_{molec.} \sim 10^{-7}m^2/s$). Les études de [Ledwell & Watson \(1991\)](#) et [Ledwell et al. \(1993\)](#) montrent par des mesures que les valeurs de diffusion sont plutôt proches de $10^{-5}m^2/s$ en plein océan. Cette valeur est trop faible pour maintenir la stratification de l'océan telle qu'on l'observe. Cela suppose que le mélange diapycnal doit avoir une variabilité spatiale importante et que des valeurs intenses sont localisés au niveau de zones particulières (les topographies par exemple). La variabilité spatiale du mélange est confirmée par les estimations de [Polzin et al. \(1997\)](#) et les observations de [Ledwell et al. \(2000\)](#) dans le bassin du Brésil. Les auteurs montrent que le mélange est intensifié au niveau des reliefs topographiques de la dorsale médio-Atlantique. Ils confirment les valeurs faibles de diffusion de l'ordre de $1 \times 10^{-5}m^2/s$ en plein océan et montrent des intensifications proches de $1 \times 10^{-3}m^2/s$ au niveau de la bathymétrie ([Fig. 3](#)).

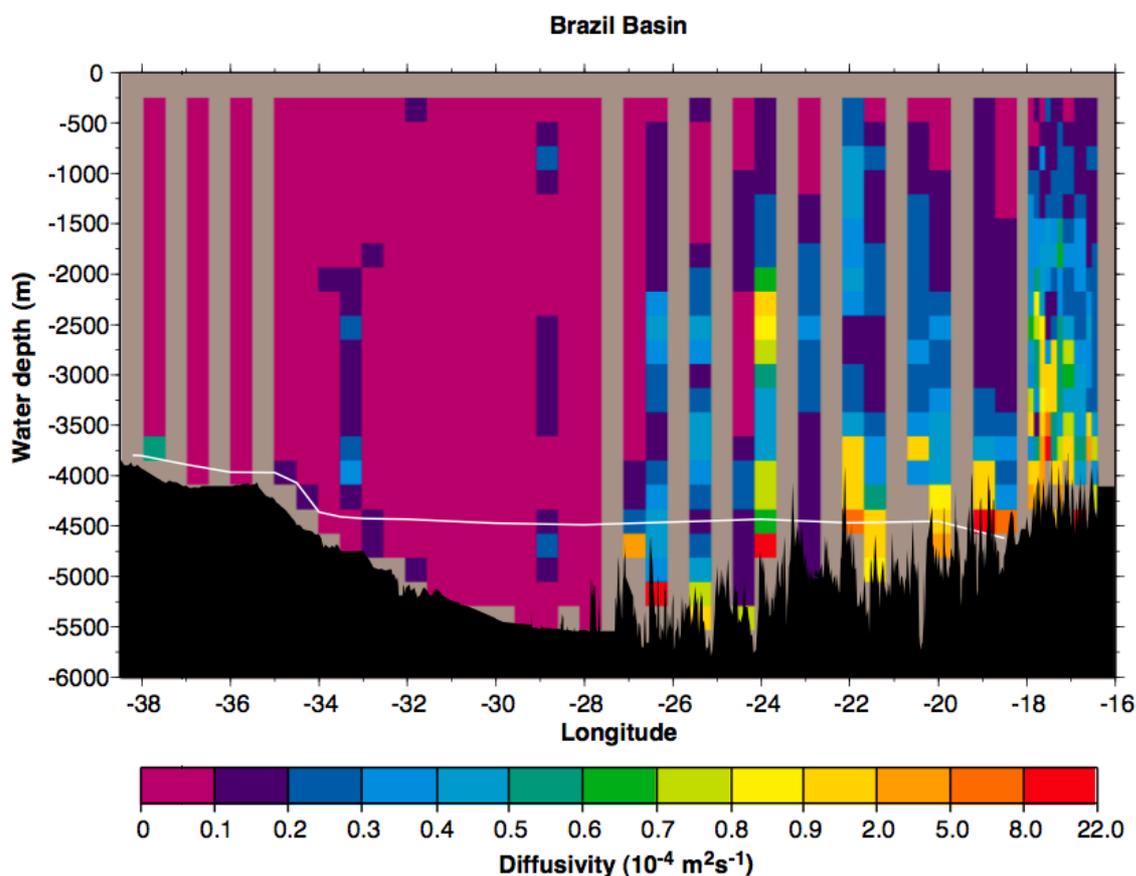


Fig. 2. Depth-longitude section of cross-isopycnal diffusivity in the Brazil Basin inferred from velocity microstructure observations. Note the nonuniform contour scale. Microstructure data from the two quasi-zonal transects have been combined without regard to latitude. The underway bathymetric data to $32^\circ W$ is from the eastward track, the balance comes from the westward track. The white line marks the observed depth of the $0.8^\circ C$ surface.

FIGURE 3 – Estimations de diffusion verticale K à partir de mesures de micro-structure dans le bassin du Brésil (figure tirée de [Polzin et al. \(1997\)](#)).

Rôle des ondes internes

Le mélange diapycnal tient son origine dans l'énergie mécanique principalement fournie par le vent et la marée. Munk & Wunsch (1998) estiment qu'un total de 2.1 TW (terawatt) est nécessaire pour faire remonter en surface les 30 Sv d'eaux profondes qui ont été formées. L'apport net de la marée est estimée à environ 1 TW : 3.5 TW sont disponibles mais 2.5 TW sont dissipés par frottement au niveau des plateaux continentaux et ne participent pas au mélange. L'apport du vent est estimé à environ 1 TW, bouclant ainsi le budget d'énergie nécessaire. Ces estimations comportent des barres d'erreurs du même ordre que leur valeur, et elles doivent être considérées avec précautions. On représente l'ensemble des bilans d'énergie estimés par Munk & Wunsch (1998) sur la Fig. 4.

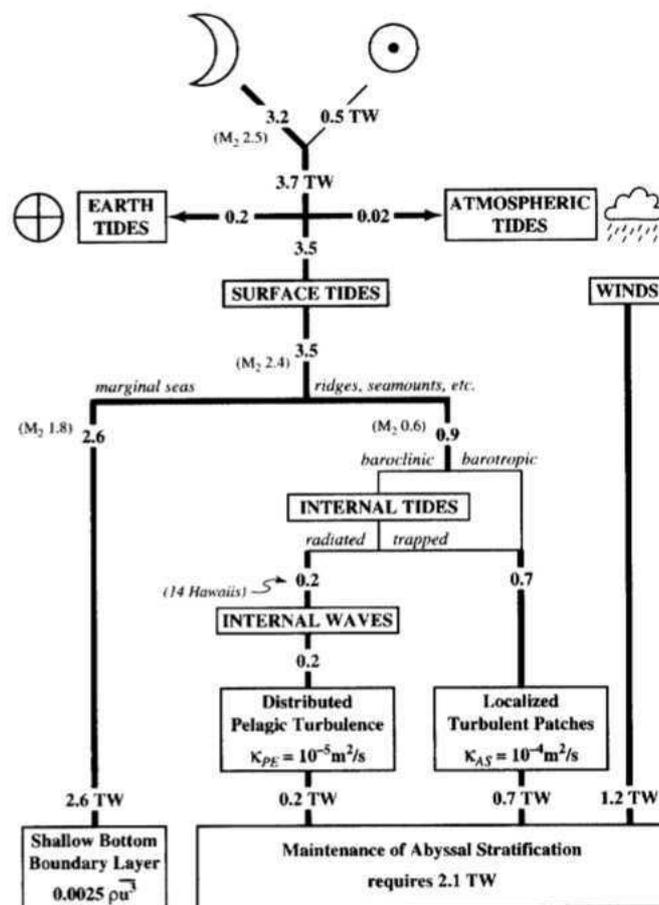


Fig. 4. An impressionistic budget of tidal energy flux. The traditional sink is in the bottom boundary layer (BBL) of marginal seas. Preliminary results from Egbert (1997) based on TOPEX/-POSEIDON altimetry suggest that 0.9 TW (including 0.6 TW of M_2 energy) are scattered at open ocean ridges and seamounts. Light lines represent speculation with no observational support. "14 Hawaiis" refers to an attempted global extrapolation of surface to internal tide scattering measured at Hawaii, resulting in 0.2 TW available for internal wave generation. The wind energy input is estimated from Wunsch (1998), to which we have added 0.2 TW to balance the energy budget. This extra energy is identified as wind-generated internal waves — radiating into the abyss and contributing to mixing processes.

FIGURE 4 – Synthèse des bilans d'énergie des forçages à l'origine du mélange diapycnal (figure tirée de Munk & Wunsch (1998)).

L'océan est forcé par le vent et la marée sur des échelles spatiales de l'ordre du millier à la dizaine de kilomètres et à des échelles temporelles de l'ordre de la journée. En contraste avec ces grandes échelles du forçage, le mélange a lieu dans l'océan aux échelles spatiales de la fine-structure et de la micro-structure, de l'ordre de la dizaine de mètres jusqu'au centimètre. Des processus intermédiaires doivent être présents pour transférer l'énergie des forçages aux grandes échelles vers les fines échelles du mélange et de la dissipation. Ce rôle est notamment tenu par les ondes internes dans l'océan. Leur dynamique couvre une large bande de fréquences, de la fréquence inertielle jusqu'à la fréquence de Brünt-Väisälä et leurs échelles verticales sont de l'ordre de la centaine de mètres jusqu'au mètre.

Nansen (1902) fut le premier à les observer dans l'océan. A la fin des années 1960 et au début des années 1970 de nombreuses observations permirent d'élaborer une théorie du champ d'ondes internes et de leurs interactions dans l'océan. Des mesures temporelles réalisées sur le *Site D* au large de Woods Hole ainsi qu'au niveau de la plaine abyssale dans le sud-est des Bermudes (*IWEX experiment*) montrèrent un *continuum* d'énergie dans la bande de fréquences des ondes depuis f jusqu'à N . L'idée de *l'universalité* de cette distribution spectrale fit son apparition lorsque des jeux de données recueillis en différents endroits de l'océan confirmèrent cette même allure. Garret & Munk (1972) proposèrent alors un modèle du spectre de densité d'énergie des ondes internes océaniques et l'ajustèrent par rapport aux observations. Ce modèle est connu sous le nom de *Modèle de Garrett et Munk* et a servi de base pour élaborer des paramétrisations du transfert d'énergie des ondes internes vers la fine-structure. Ce sont sur les paramétrisations les plus récentes (Gregg, 1989; Gregg *et al.*, 2003; Kunze *et al.*, 2006) que va se baser notre étude du mélange turbulent dû aux ondes internes. Cette modélisation s'enracine dans la théorie des interactions entre triades d'ondes proposé par McComas & Bretherton (1977); McComas & Müller (1981b,a) et dans l'étude des échanges d'énergies entre les ondes lors de leur propagation dans l'océan (Henry *et al.*, 1986).

Génération des ondes internes

La compréhension du transfert d'énergie à travers le champ d'ondes internes est complétée par des études récentes visant à comprendre les mécanismes de génération et de propagation des ondes internes dans l'océan. Les études de St. Laurent & Garrett (2002); St. Laurent *et al.* (2003) montrent que la marée joue un rôle important dans la génération des ondes au niveau des talus continentaux et plus généralement au niveau des topographies accidentées. Une revue de Garrett & Kunze (2007) rappelle que les ondes peuvent se propager loin de leurs sites de génération et qu'elles participent de manière importante à mélanger l'océan intérieur. De son côté l'énergie du vent contribue à mettre en place une circulation géostrophique qui peut à son tour générer des tourbillons. Les études de Polzin (2008, 2010) ainsi que la revue de Ferrari & Wunsch (2009) soulignent l'importance du champ de tourbillons de méso-échelle dans le transfert d'énergie vers les échelles du mélange car des couplages et des interactions peuvent avoir lieu avec le champ d'ondes internes.

Objet de la thèse

Notre étude se base sur l'analyse des jeux de données de la campagne océanographique Ovide mise en place et réalisée par le Laboratoire de Physique des Océans (Ifremer / CNRS / IRD / UBO - Brest). Cette campagne consiste à réaliser une section hydrologique à travers le bassin Atlantique Nord-Est, depuis le Portugal jusqu'à la pointe Sud-Est du Groenland. La section est effectuée tous les deux ans depuis 2002, et en 2010 on dispose alors de 5 réalisations. Sa situation géographique permet de croiser les branches de surface et de fond de la MOC. La section intercepte les transports de chaleur vers les hautes latitudes par les différentes branches de surface de la dérive Nord-Atlantique, et le retour vers le sud des eaux profondes formées lors des convections hivernales dans le gyre subpolaire et les mers Nordiques. On dispose pour la campagne 2008 de mesures de dissipation qui vont constituer le coeur de notre étude.

La variabilité spatiale du mélange verticale est encore mal connue. Un des objectifs de la thèse est d'identifier les endroits le long de la section Ovide où le mélange est intensifié. Peu d'études ont été réalisées le long de sections hydrologiques répétées au même endroit à travers un bassin océanique et le large jeu de données recueilli au cours des 5 campagnes Ovide est alors un cadre très riche pour étudier le mélange dans l'océan. On va chercher à quantifier les valeurs de diffusion verticale le long des sections pour les comparer aux estimations de [Munk \(1966\)](#); [Munk & Wunsch \(1998\)](#) et aux observations de [Polzin et al. \(1997\)](#). Pour réaliser des estimations de mélange notre étude va se baser sur des paramétrisations récentes de la dissipation des ondes internes ([Gregg, 1989](#); [Gregg et al., 2003](#); [Kunze et al., 2006](#)). Une comparaison des différentes paramétrisations nous permettra d'évaluer leur performance vis à vis des observations indépendantes fournies par les mesures de micro-structure et on pourra proposer des améliorations ou des variantes possibles de ces méthodes. L'estimation systématique du mélange sur l'ensemble des réalisations de la campagne Ovide va nous permettre d'estimer la variabilité spatiale du mélange d'une réalisation à l'autre de la section. En plus des données Ovide, on dispose des observations de la campagne Fourex 1997 réalisée plus au sud le long de la dorsale médio-Atlantique, ce qui nous conduira à étudier les différences régionales du mélange. A la suite de cette étude du mélange associé aux ondes internes on s'intéressera à la fine-structure de l'océan à travers l'étude des échelles de Thorpe. Il s'agit d'inversions de densité dont la présence est une signature de la turbulence dans l'océan. Les échelles de Thorpe vont nous servir à estimer une dissipation que l'on comparera aux mesures du VMP et aux estimations basées sur l'étude du champ d'ondes internes. On pourra ainsi évaluer leur contribution au mélange de l'océan. La localisation des inversions de densité et du mélange nous permettra de proposer un lien vers des forçages de plus grande échelle présents au niveau régional. Dans cette perspective on étudiera dans une dernière partie les mécanismes possibles qui pourraient générer le mélange que l'on observe le long de la section Ovide. On s'attend à ce que les processus à l'oeuvre le long de la section soient multiples (marée, vent, tourbillons) et nous tenterons de localiser l'influence régionale de ces différents forçages.

Chapitre 1

Présentation des données

*« Now my eyes are turned
from the South to the North,
and I want to lead one more Expedition.
This will be the last... to the North Pole. »*
— Sir Ernest Shackleton

Introduction

On présente ici les données sur lesquelles va se baser notre étude du mélange vertical le long de la section Ovide. Cette campagne consiste en une section hydrologique réalisée à travers l'Atlantique Nord, depuis le Portugal, au large de Vigo, jusqu'à la côte sud-est du Groenland. La section est réalisée entre juin et juillet, pendant environ 3 semaines de trajet et se répète régulièrement tous les 2 ans depuis l'année 2002. On dispose alors des données effectuées lors des 5 réalisations, de 2002 à 2010. La campagne consiste à réaliser un profil de la colonne d'eau à chaque station du navire. Ces stations se répartissent quasi-régulièrement le long du trajet. Elles sont espacées d'environ 25 km au milieu du bassin et de 5 à 10 km au niveau des talus du Portugal et du Groenland ainsi que lors du passage au-dessus de la dorsale de Reykjanes. Une centaine de stations sont réalisées pour chaque campagne. Leur nombre total dépend de certains paramètres lors du déroulement de la mission, selon la présence de la glace de mer au Groenland, les incidents techniques qui peuvent arriver ou le temps disponible. Dans cet ensemble de mesures, 92 stations sont effectuées aux mêmes positions chaque année et constituent le coeur de la campagne.

Les données recueillies sont constituées de mesures de conductivité, température et pression à l'aide d'une sonde CTD (*Conductivity, Temperature and Depth*). Des mesures des vitesses horizontales sont réalisées à l'aide d'un LADCP (*Lowered Acoustic Doppler Current Profiler*). Les sondes CTD et LADCP sont installées sur le châssis d'une *rosette* et des prélèvements biogéochimiques sont effectués à l'aide de 28 bouteilles fixées sur la structure. Dans les travaux présentés ici seules les mesures des stations constituant à la fois des paires CTD-LADCP sur le trajet direct entre le Portugal et le Groenland ont été utilisées. Lors

des années 2006 et 2008 un *Profileur Vertical de Micro-structure (VMP)* a été déployé et a permis d'obtenir des mesures de dissipation avec une haute résolution verticale. La sonde a été perdue durant la mission de 2006 et a été retrouvée plus tard. On dispose pour cette campagne des 4 profils réalisés avant l'incident. Lors de la section 2008 ont été réalisés 30 profils sur lesquels nous allons baser notre étude du mélange vertical.

Pour compléter notre étude nous avons aussi utilisé les données de la campagne Fourex 1997. Cette mission a eu lieu du 7 août au 17 septembre 1997 et consiste comme Ovide en une section hydrologique à travers le bassin de l'Atlantique-Nord. Le trajet est positionné un peu plus au sud que celui de la campagne Ovide et longe davantage la *Dorsale Médio-Atlantique (MAR)*. Près de 143 stations CTD ont été effectuées ainsi que des prélèvements biogéochimiques et des mesures de courantométrie. On ne s'intéressera ici qu'aux couples de profils CTD-LADCP réalisés sur le trajet le plus direct entre le Portugal et le Groenland, réduisant ainsi notre étude à 59 profils.

On présente la position des campagnes Ovide et Fourex 1997 sur la [Fig. 1.1](#) ainsi que le nombre de profils réalisés pour chaque instrument dans le [Tab. 1.1](#). Des informations complémentaires sur la réalisation des différentes sections est proposée dans le [Tab. 1.2](#). Les mesures effectuées et le déroulement des missions sont détaillées dans les rapports de [Bacon \(1998\)](#) et sur le site internet de la mission Ovide (ifremer.fr/lpo/ovide/data/data_overview.htm).

Campagnes	Fourex 1997	Ovide 2002	Ovide 2004	Ovide 2006	Ovide 2008	Ovide 2010
CTD	143	104	119	119	109	110
LADCP	91	103	115	115	98	92
VMP				4	30	

TABLE 1.1 – Récapitulatif du nombre de profils CTD, LADCP et VMP disponibles le long des différentes sections hydrologiques.

Campagne	Date	Chef de Mission	Navire	Départ - Arrivée
Fourex 1997	07.08.1997 17.09.1997	Sheldon Bacon (SOC, Southampton, UK)	Discovery	Vigo (SP) - Southampton (UK)
Ovide 2002	11.06.2002 11.07.2002	Herlé Mercier (LPO/IFREMER, Brest, FR)	Thalassa	Brest (FR) - Lisbonne (PT)
Ovide 2004	05.06.2004 06.07.2004	Thierry Huck (LPO/IFREMER, Brest, FR)	Thalassa	Brest (FR) - Brest (FR)
Ovide 2006	23.05.2006 25.06.2006	Pascale Lherminier (LPO/IFREMER, Brest, FR)	Maria S. Merian	Lisbonne (PT) - Torshavn (Iles Féroé)
Ovide 2008	10.06.2008 10.07.2008	Bruno Ferron (LPO/IFREMER, Brest, FR)	Thalassa	Brest (FR) - Brest (FR)
Ovide 2010	08.06.2010 06.07.2010	Virginie Thierry (LPO/IFREMER, Brest, FR)	Thalassa	Brest (FR) - Brest (FR)

TABLE 1.2 – Informations sur la réalisation des différentes sections.

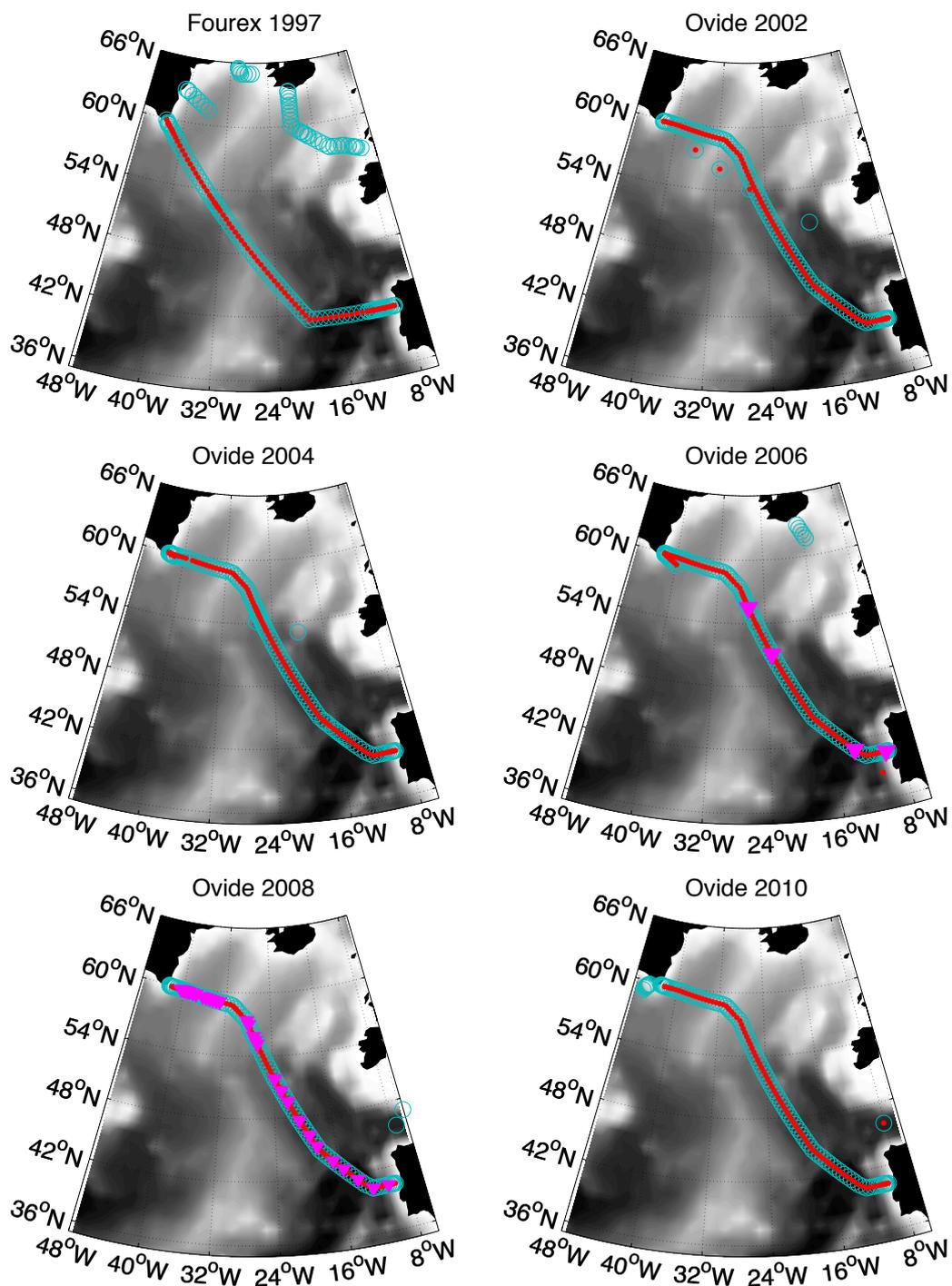


FIGURE 1.1 – Profils CTD (cercles cyan), LADCP (points rouge) et VMP (triangles magenta) le long des sections Fouxex et Ovide.

Dans la suite de notre étude nous estimerons le mélange vertical associé aux ondes internes à partir de la combinaison des données CTD et LADCP. Comme on peut le voir sur la [Fig. 1.1](#), certains profils LADCP ne sont parfois pas accompagnés de profils CTD (et réciproquement). Cela peut arriver lorsque des profils témoins sont réalisés séparément en début de mission, ou lorsqu'un incident arrive sur un des capteurs. De plus, à l'arrivée sur le talus du Groenland le fond devient moins important, les conditions météo peuvent être délicates et pour gagner du temps sur l'enchaînement des profils les capteurs LADCP peuvent être désactivés et les mesures sont effectuées par un ADCP fixé sur la coque du navire. Pour notre étude on ne conserve alors que les couples de profils CTD-LADCP réalisés aux mêmes endroits, et uniquement sur le trajet direct sans retour en arrière d'un bord à l'autre du bassin. On n'utilise alors qu'une partie de l'ensemble des profils réalisés. Pour la campagne Fourex, un problème technique pour une partie des profils LADCP a limité le nombre de couples CTD-LADCP utilisables. On récapitule les profils CTD et LADCP conservés pour former des paires dans le [Tab. 1.3](#). Dans la suite de notre étude la numérotation des profils sera séquentielle : le profil n°1 correspondra au premier couple retenu et ainsi de suite. Lorsque notre étude fera appel aux profils de VMP, ceux-ci seront associés aux couples CTD-LADCP de la même zone.

Section		Profils conservés
Fourex 1997	CTD	34-93
	LADCP	32-91
	re-n°	1-60
Ovide 2002	CTD	5-96
	LADCP	4-95
	re-n°	1-92
Ovide 2004	CTD	18-24 26-119
	LADCP	15-21 22-115
	re-n°	1-101
Ovide 2006	CTD	1-96
	LADCP	2-97
	re-n°	1-96
Ovide 2008	CTD	3-14 15 17-95
	LADCP	1-12 13 15-93
	re-n°	1-92
Ovide 2010	CTD	2-92
	LADCP	2-92
	re-n°	1-91

TABLE 1.3 – Récapitulatif des paires de profils CTD-LADCP conservées pour notre étude, pour chacune des sections, et leur re-numérotation commune.

1.1 Données CTD

Deux sondes CTD ont été utilisées entre les différentes campagnes : une *Neil Brown Mark III* et une *Seabird 911*. On redonne leurs caractéristiques respectives dans le [Tab. 1.4](#). Ces capteurs sont fixés sur le châssis de la rosette qui chute vers le fond de l’océan avec une vitesse proche de 1 m/s . De ce fait elles sont reliées au navire par un câble électroporteur susceptible de transmettre à la sonde les oscillations du bateau en surface. La sonde Seabird est plus récente que la Neil Brown. La précision et la résolution de ses capteurs sont meilleures, et on s’attend à obtenir un rapport signal sur bruit plus grand que pour la Neil Brown. On confirmera ceci plus tard lors de notre étude des échelles de Thorpe. Une des différences notable entre les deux sondes est que la Seabird est équipée d’un système de pompage de l’échantillon d’eau de mer. La température et la conductivité sont mesurées sur la parcelle qui a été aspirée. Le fluide a tendance à être homogénéisé, ce qui réduit possiblement la variance des mesures aux plus petites échelles ($< 1\text{ m}$). Dans l’étude sur les échelles de Thorpe ([Chapitre 5 p. 129](#)), on s’est intéressé à la détermination du niveau de bruit instrumental et on propose au lecteur de s’y référer pour obtenir plus d’information. Les données CTD qu’on utilise lors de notre étude ne sont pas les données brutes échantillonnées à 24 ou 32 Hz , mais les données traitées et ramenées sur une grille verticale définie à 1 décibar. L’ensemble des traitements effectués est disponible dans les rapports de données ([Billant et al., 2004, 2006](#); [Billant & Lherminier, 2009](#); [Branellec et al., 2011](#)). Dans le cadre de notre étude des ondes internes et du mélange turbulent, cette résolution nous permet d’accéder à ce que l’on nomme la *fine-structure* (ou encore *fine-échelle*). Celle-ci consiste en des échelles verticales de l’ordre du mètre à la dizaine de mètre auxquelles les ondes internes sont susceptibles d’interagir fortement entre elles et de transférer leur énergie vers les échelles inférieures.

Sondes	Neil Brown	Seabird
Années d’utilisation Echantillonnage	F97 O02 O04 O06 32 Hz	O08 O10 24 Hz
Précision absolue	$\Delta P = 6.5 \cdot 10^{-1}\text{ bars}$ $\Delta T = 5 \cdot 10^{-3}\text{ degrés C}$ $\Delta C = 5 \cdot 10^{-3}\text{ mS / cm}$	$\Delta P = 1 \cdot 10^{-1}\text{ bars}$ $\Delta T = 1 \cdot 10^{-3}\text{ degrés C}$ $\Delta C = 3 \cdot 10^{-3}\text{ mS / cm}$
Résolution	$r_P = 0.1 \cdot 10^{-1}\text{ bars}$ $r_T = 0.5 \cdot 10^{-3}\text{ degrés C}$ $r_C = 1 \cdot 10^{-3}\text{ mS / cm}$	$r_P = 0.68 \cdot 10^{-1}\text{ bars}$ $r_T = 0.2 \cdot 10^{-3}\text{ degrés C}$ $r_C = 0.4 \cdot 10^{-3}\text{ mS / cm}$

TABLE 1.4 – Caractéristiques des deux sondes CTD utilisées lors des campagnes.

1.2 Données ADCP

On dispose de profils des composantes zonales u et méridiennes v de la vitesse obtenues à l'aide d'un LADCP. Sur chaque campagne Ovide, deux LADCP ont été utilisés : un de type *Workhorse* (WH) qui échantillonne à 300 kHz, monté sur le haut du châssis et tourné vers la surface, et au autre de type *Broadband* (BB) à 150 kHz, monté à la base du châssis et tourné vers le fond. Ces capteurs ADCP sont fabriqués par *Teledyne RD Instruments* (RDI). La résolution verticale des données est de $16m$ pour le $BB-150$ et de $8m$ pour le $WH-300$. Ce type de sonde permet d'obtenir des profils de vitesse en transmettant dans le milieu des impulsions acoustiques (que l'on appelle communément *pings*). L'effet Doppler sur les pings réfléchis par le milieu permet de déterminer la vitesse des courants. A chaque cycle de mesure la sonde émet 4 pings selon des directions différentes, avec une portée d'environ $300m$ pour le $BB-150$ et $150m$ pour le $WH-300$. Les mesures de vitesses sont déterminées par trigonométrie et regroupées dans des cellules verticales uniformes (*bins* ou *depth cells*) déterminées par la configuration de l'appareil. La vitesse associée à chaque cellule est une moyenne des vitesses sur l'épaisseur verticale de la cellule. La distance entre le bin et le capteur est déterminée par le délai temporel entre un ping et son écho de retour. La distance maximale à laquelle la mesure de vitesse est réalisée est appelée *instrument range* et dépend à la fois des propriétés de l'instrument et de la présence d'éléments réfléchissants dans le milieu (particules en suspension). Les données brutes de vitesses fournies en coordonnées géographiques par les LADCP sont ensuite traitées pour obtenir les profils de vitesses finaux. Le principe des traitements est d'éliminer les vitesses liées aux mouvements de la sonde dans l'océan, pour ne conserver que les composantes dues aux mouvements de l'océan comme on les aurait mesurées à partir d'un point fixe. Pour cela deux méthodes ont été développées. La première fut proposée par [Firing & Gordon \(1990\)](#) et [Fischer & Visbeck \(1993\)](#) et utilise *l'intégration des cisaillements verticaux*. Une deuxième plus récente proposée par [Visbeck \(2002\)](#) se base une *méthode inverse*. Le détail du traitement des données de la campagne Ovide est disponible dans les rapports de données de [Lherminier et al. \(2003\)](#). On résume les deux méthodes ci-dessous.

1.2.1 Méthode intégrale

Lors du profil de descente le châssis subit des mouvements de translation et de rotation. Comme la translation horizontale affecte les mesures de vitesses de la même façon dans chaque bin et que ceux de rotation n'affectent pas les mesures le long du faisceau, les mouvements de l'instrument ne contaminent pas les profils de cisaillements. Au moment t d'un cycle de mesure, la vitesse absolue de l'océan est égale à $U_{ocean}(t) = U_{mesure}(t) + U_{LADCP}(t)$, où U_{mesure} est la vitesse brute mesurée par le LADCP et U_{LADCP} la vitesse des mouvements propres de la sonde. La vitesse de l'océan peut aussi être décomposée comme une somme entre une composante de référence et une composante barocline tel que $U_{ocean}(t) = U_{reference} + U_{barocline}(t)$. Les mouvements du LADCP peuvent se décomposer comme $U_{LADCP}(t) = U_{navire}(t) + U_{chassis}(t)$, où $U_{navire}(t)$ est la vitesse de dérive du navire pendant la station, et $U_{chassis}(t)$ la vitesse des mouvements du châssis lors de sa chute vers le fond. On obtient alors que $U_{mesure}(t) = U_{reference} + U_{barocline}(z(t)) - U_{navire}(t) - U_{chassis}(t)$. La

composante de référence sera déterminée à l'aide d'une intégration temporelle sur la durée T de la station telle que :

$$U_{reference} = \frac{1}{T} \left(\int U_{mesure}(t)dt - \int U_{barocline}(t)dt + \int U_{navire}(t)dt \right) \quad (1.1)$$

Dans cette expression l'intégrale des mouvements du châssis sur la durée de la station est considérée comme nulle. $U_{barocline}$ est calculée en dérivant $U_{mesure}(t)$ après l'avoir interpolé sur une grille régulière en z puis en intégrant les cisaillements obtenus à partir d'un niveau de référence arbitraire. On connaît alors $U_{reference}$. A une profondeur z donnée, la vitesse absolue de l'océan est égale à :

$$U_{ocean}(z) = U_{reference} + U_{barocline}(z) \quad (1.2)$$

Pour plus de détails on pourra se référer au rapport de traitement de données mis en place au LPO (Gouriou & Kermabon-Hémon, 1997) qui reprend la méthode originelle de Firing & Gordon (1990) et Fischer & Visbeck (1993). L'intégration du cisaillement à partir du fond accumule des erreurs importantes dans le profil de vitesse. Les premières études montrent que cette méthode permet de déterminer les vitesses horizontales avec une incertitude d'environ 10 cm/s. Les profils profonds sont plus incertains car on trouve moins de réflecteurs (particules en suspension) à partir de 2500m. Ceci concernera tout particulièrement la partie de la section Ovide située au niveau de la plaine abyssale ibérique.

1.2.2 Méthode inverse

La méthode inverse se base sur le fait que chaque mesure de vitesse ADCP est la somme des vitesses de l'océan, de la sonde et d'un bruit sur la mesure, tel que :

$$U_{mesure} = U_{ocean} + U_{LADCP} + U_{noise} \quad (1.3)$$

Cette équation peut être interprétée comme un ensemble d'équations linéaires de la forme :

$$\mathbf{d} = \mathbf{G}\mathbf{m} + \mathbf{n} \quad (1.4)$$

où \mathbf{d} représente toutes les vitesses ADCP aux différentes profondeurs, \mathbf{n} le bruit dû aux imperfections de mesure et à l'absence de réflecteurs dans le milieu, et \mathbf{G} l'opérateur qui relie \mathbf{d} aux vitesses \mathbf{m} de l'océan et du LADCP. \mathbf{m} est ici l'inconnu :

$$\mathbf{m} = \begin{bmatrix} m_{LADCP} \\ m_{ocean} \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

Les dimensions du système à résoudre dépendent du nombre d'observation nd et du nombre d'inconnues nm . Si le système est sur-déterminé, avec plus d'équations que d'inconnues tel que $nd/nm > 1$, le système est résolu par inversion en cherchant les solutions minimisant le carré de la différence entre les observations \mathbf{d} et les estimations $\mathbf{G}\mathbf{m}$. Différentes contraintes peuvent être ajoutées à l'ensemble d'équation, comme le suivi de la vitesse du navire et le suivi de la sonde par rapport au fond (*bottom-tracking*). L'avantage de cette méthode par rapport à la précédente est de réduire l'accumulation des erreurs de mesure sur toute la colonne d'eau.

La façon dont les données LADCP sont traitées nous intéresse car une étude réalisée par [Polzin et al. \(2002\)](#) s'appuie sur ces traitements pour proposer un ensemble de corrections des spectres du cisaillement. Ces corrections ont un impact important sur l'allure et le niveau de ce spectre qu'on utilisera dans notre étude sur la paramétrisation du mélange vertical dû aux ondes internes. On étudiera ces aspects du traitement des données LADCP lorsqu'on abordera les détails de la méthode.

1.3 Données VMP

Le *Profileur Vertical de Micro-Structure (VMP)* est un instrument qui mesure certains paramètres du mélange des masses d'eau océaniques, dont la dissipation d'énergie cinétique turbulente qui nous intéresse dans notre étude. L'instrument fournit des profils verticaux de fluctuations à haute fréquence (512 Hz) de température, de conductivité et de vitesses horizontales. Cette haute fréquence permet d'accéder aux échelles verticales de l'ordre du centimètre qui caractérisent ce qu'on appelle la *micro-structure*. Il est également équipé d'une sonde CTD Seabird classique qui mesure la structure fine de la stratification (température et salinité absolues). L'instrument est totalement autonome ce qui permet des mesures par grande profondeur (maximum d'environ 6000m). Ayant une flottabilité naturelle positive, l'instrument est lesté à bord du navire. Une fois à l'eau, il effectue un profil de la surface vers le fond et chute à une vitesse d'environ 0.7m/s. Lorsqu'il atteint une pression pré-déterminée par l'utilisateur, il largue ses lests pour remonter vers la surface. En surface, l'instrument est positionné par une balise radio, une balise ARGOS (ajout LPO) et un flash (la nuit). Les traitements effectués sur les spectres de cisaillements puis leur intégration permettent d'obtenir des valeurs de dissipation ϵ sur une grille verticale d'environ 150cm. Dans le cas de notre étude nous opérons une interpolation sur les données pour les ramener sur une grille à 1m. Le VMP permet de mesurer des dissipations comprises entre 5×10^{-11} et 10^{-4} W/kg, avec une incertitude d'environ 5%.

Le VMP a été utilisé lors de la campagne Ovide 2006, 2008 et 2010. En 2006, après trois profils réalisés sans problème apparent, le VMP n'est pas remonté de son quatrième profil. Sans signal ARGOS pendant les sept jours qui ont suivi sa dernière mise à l'eau, le VMP a été considéré comme perdu. On soupçonne a priori un défaut du système de largage des lests comme étant à l'origine de la perte. L'instrument a ensuite été retrouvé après la campagne. Entre temps un autre instrument a été acquis pour la campagne de 2008. Lors de cette mission 30 profils ont pu être réalisés avec succès. Pour la campagne 2010, un premier profil a pu être réalisé, puis l'instrument a de nouveau été perdu comme en 2006. De la même façon l'instrument a été retrouvé après la campagne. Ceci souligne la difficulté de la mise en oeuvre des mesures en plein océan, et de ce fait la difficulté d'observations directes du mélange océanique. Notre étude du jeu de données VMP va se limiter à la campagne de 2008. On présente sur la [Fig. 1.2](#) les coefficients de dissipation mesurés lors de cette mission. La section montre des coefficients intensifiés vers le fond, autour de la dorsale de Reykjanes, au niveau du talus du Portugal ainsi que dans la thermocline principale dans la partie sud du bassin. C'est cet ensemble de données de micro-structure qui vont nous servir à étudier le

mélange le long de la section Ovide et tester différentes paramétrisations du mélange associé aux ondes internes.

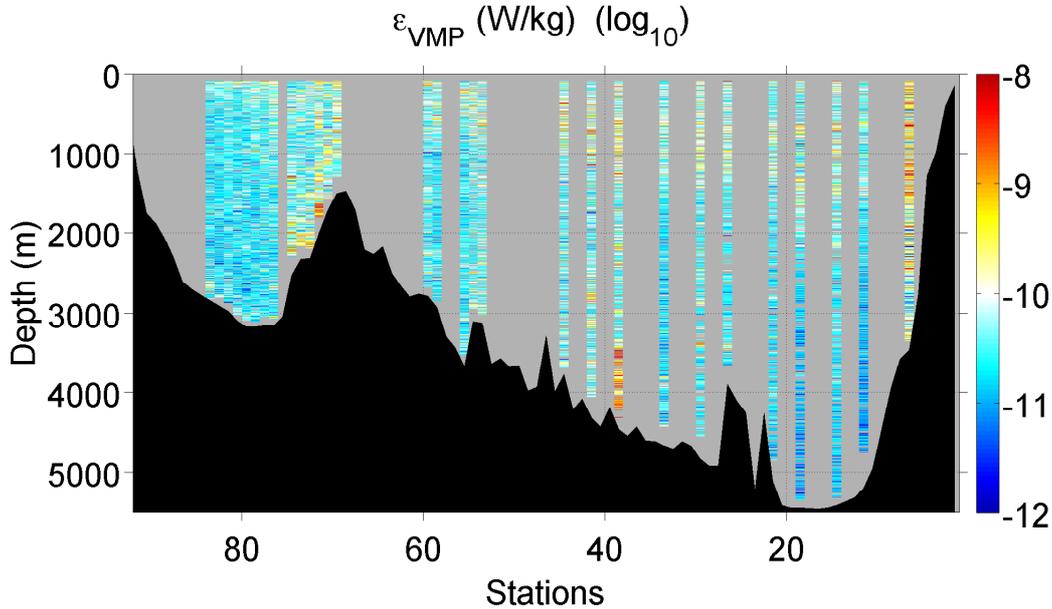


FIGURE 1.2 – Coefficients de dissipation ϵ (Wkg^{-1} ou m^3s^{-2}) mesurés lors de la campagne Ovide 2008, tracés ici le long de la section et représentés en \log_{10} . La résolution verticale a été ramenée à 1 décibar.

On rappelle ici les notions de turbulence permettant de comprendre le principe des mesures du VMP. En utilisant la décomposition de Reynolds sur les équations de quantité de mouvement et de continuité, on obtient l'équation d'évolution de l'énergie cinétique de l'écoulement moyen (Kundu, 1990). Dans cette équation le terme de dissipation d'énergie cinétique turbulente s'écrit :

$$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)} \quad (1.6)$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide, u représente les fluctuations turbulentes de vitesses, x les coordonnées du système, i et j représentant la notation tensorielle, et la barre signifiant une moyenne sur un ensemble de mesures. Dans le cas d'une turbulence isotrope, l'équation peut être réécrite en fonction du cisaillement vertical (Batchelor, 1953) :

$$\epsilon = 7.5\nu \overline{(\partial u / \partial z)^2} \quad (1.7)$$

Pour obtenir la dissipation d'énergie cinétique turbulente, la variance du cisaillement est intégrée dans l'intervalle des longueurs d'ondes de l'ordre du mètre jusqu'au centimètre. La partie haute du spectre est limitée par le nombre d'onde de coupure à l'échelle de Kolmogorov (1941) : $k_c = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\epsilon}{\nu^3} \right)^{1/4}$. En pratique la résolution des capteurs de vitesse n'est pas toujours suffisante pour échantillonner tout le spectre jusqu'à cette échelle (de l'ordre du millimètre).

De plus les vibrations de la sonde peuvent venir contaminer le spectre mesuré. [Nasmyth \(1970\)](#) montra que l'allure du spectre des fluctuations turbulentes de vitesse dans l'océan était universelle ([Fig. 1.3](#)). Ce dernier est alors utilisé pour vérifier ou corriger le spectre des cisaillements et obtenir une valeur du coefficient de dissipation.

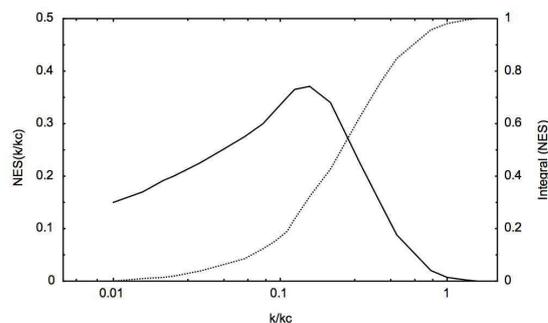
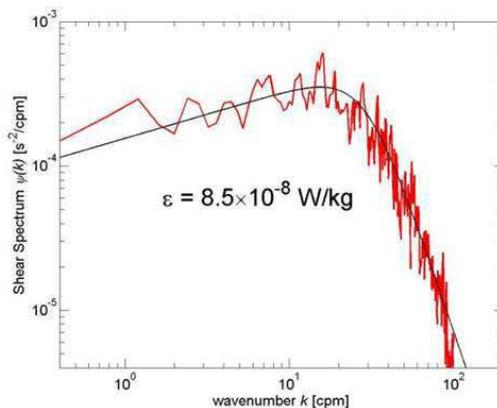


Figure 2: Universal shape of the non-dimensional turbulent shear spectrum plotted against the non-dimensional wavenumber k/k_c (full line) in the sea, derived by *Nasmyth*, 1970 from measurements in a tidal channel. The broken line is the integral of the spectrum.

(a)



(b)

FIGURE 1.3 – (a) Spectre de Nasmyth, tiré de [Stips & Prandke \(2000\)](#). (b) Spectre *in situ* du cisaillement (en rouge) comparé au spectre théorique de Nasmyth (noir). Figure tirée de la documentation du VMP sur le site du constructeur Rockland (<http://www.rocklandscientific.com/Products/Sensors/SPM38/tabid/96/Default.aspx>).

Chapitre 2

Ondes internes d'inertie-gravité

« *There's no secret to balance. You just have to feel the waves.* »

— Frank Herbert

Introduction

On propose de rappeler ici certaines des propriétés des ondes internes dans l'océan. L'océan est stratifié en densité et lorsque une particule de fluide est écartée de sa position d'équilibre par une perturbation, la *gravité* va agir en tant que force de rappel en ramenant le fluide vers sa position d'origine, créant ainsi une oscillation autour de la position d'équilibre. De la même façon, la force de Coriolis va aussi jouer le rôle de force de rappel et être à l'origine d'oscillations *inertielles* sur l'horizontale. Dans le cas de l'océan stratifié cet ensemble d'oscillations sont ce qu'on appelle des *ondes internes d'inertie-gravité*.

Ces ondes sont générées par des perturbations du champ de densité, lors par exemple de l'arrivée du flux des marées sur les talus continentaux ou lorsque le vent met en mouvement les couches de surface. Elles se propagent dans l'océan à des vitesses de l'ordre de $1m/s$, leur longueur d'onde verticale est de l'ordre $O(1m - 100m)$ et horizontalement de l'ordre $O(10m - 1000m)$ (Thorpe, 2005). Lors de leur propagation elles peuvent être amenées à interférer entre elles ou rencontrer des reliefs sous-marins et ainsi déferler, dissiper leur énergie et créer du mélange.

Dans un premier temps on va rappeler la relation de dispersion de ces ondes internes et illustrer certains aspects de leur propagation. On présentera ensuite leur décomposition en modes verticaux et leur énergétique. Puis on résumera brièvement un modèle de distribution spectrale de leur énergie, connu sous le nom de *Modèle de Garrett et Munk* (Garret & Munk, 1972, 1975) sur lequel se base notre étude du mélange associé aux ondes internes le long de la section Ovide. Pour faire le lien entre les spectres d'énergie de ces ondes et les mesures océanographiques que l'on utilisera, on présentera différentes idées sur les échelles spatiales d'interactions des ondes entre elles, à l'aide des spectres empiriques du cisaillement vertical

des vitesses horizontales proposé par [Gargett et al. \(1981\)](#). Enfin on présentera une revue historique des différentes paramétrisations du mélange vertical associé aux ondes internes.

2.1 Propriétés des ondes internes

Pour obtenir la relation de dispersion des ondes internes, qui relie les pulsations temporelles des ondes à leur nombre d'onde, on a besoin des équations de la quantité de mouvement, de la conservation de la masse, ainsi que les équations de la température et de la salinité, sur lesquelles ont va faire un certain nombre d'hypothèses.

On définit nos quantités et opérateurs :

- x, y, z les coordonnées horizontales et verticales du vecteur \mathbf{x} dans le repère cartésien et t le temps ;
- u, v, w les composantes longitudinales, méridiennes et verticales de la vitesse \mathbf{u} des ondes internes. Par la suite \mathbf{u}_H désignera la vitesse horizontale ;
- g la composante verticale de la gravité ;
- La densité $\rho = \rho_0(z) + \rho'(x, y, z, t)$, où $\rho_0(z)$ est le profil de densité de référence, et $\rho'(x, y, z, t)$ des fluctuations de densité ;
- La pression $P = p_0(z) + p(x, y, z, t)$, où $p_0(z)$ est le profil vertical de pression de référence et p des fluctuations autour de cet état.
 $p_0(z)$ satisfait l'équilibre hydrostatique $\frac{dp_0(z)}{dz} = -\rho_0(z)g$;
- T la température ;
- S la salinité ;
- $f = 2\Omega \sin L^\circ$ la fréquence de Coriolis, avec Ω la rotation de la Terre et L° la latitude ;
- $f_* = 2\Omega \cos L^\circ$ la co-fréquence de Coriolis ;
- L'opérateur dérivée partielle par rapport à une variable q : $\frac{\partial}{\partial q}$ ou ∂_q ;
- L'opérateur dérivée matérielle $\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$;
- L'opérateur divergence $\nabla \cdot \equiv \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$;
- L'opérateur divergence horizontale $\nabla_H \cdot \equiv \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}$;
- L'opérateur Laplacien $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$;
- L'opérateur Laplacien horizontal $\nabla_H^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$;
- Le vecteur d'onde $\mathbf{k}(k_x, k_y, k_z)$, avec ses composantes définies selon les axes x, y, z . Par la suite $\mathbf{k}_H(k_x, k_y)$ désignera le vecteur d'onde horizontal ;
- La longueur d'onde verticale désignée par λ_z ;
- Le nombre d'onde vertical défini comme $k_z = 2\pi/\lambda_z$ et $\beta = 1/\lambda_z$ le nombre d'onde vertical exprimé en *cycle/m* ;
- ω la pulsation de l'onde ;
- N^2 la pulsation du milieu, appelée fréquence de Brünt-Väisälä.

2.1.1 Hypothèses

Pour simplifier les équations on considère différentes hypothèses :

- Le fluide est stratifié de manière continue ;
- Les effets de la rotation de la Terre ne sont pas négligeables et on doit tenir compte de la fréquence de Coriolis dans nos équations. Néanmoins on ne tient pas compte des termes liés à f_* car ils sont associés à des mouvements verticaux considérés comme négligeables par rapport aux mouvements horizontaux ;
- Le fluide est considéré comme incompressible, $\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0$, la masse d'une particule fluide est conservée et le fluide est non-divergent $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$;
- On considère l'approximation de Boussinesq : la densité est supposée constante $\rho = \rho_*$. Cette approximation simplifie l'emploi de la densité dans les équations des quantités de mouvement horizontaux. Cependant on ne l'applique pas à la quantité de mouvement verticale pour garder l'effet des fluctuations de densité sur les mouvements verticaux ;
- On néglige les termes diffusifs.

2.1.2 Equations

En appliquant les hypothèses présentées ci-dessus on obtient l'ensemble des équations qui gouvernent les petites perturbations p et ρ' dues aux ondes internes (Gerkema & Zimmerman, 2008). Pour simplifier les formules on utilisera à partir de maintenant la notation ρ à la place ρ' :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho_*} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_*} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_*} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{\rho_*} g\rho \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + N^2 w = 0 \quad (2.5)$$

où on fait apparaître la flottabilité b

$$b = -g \frac{\rho}{\rho_*} \quad (2.6)$$

et la fréquence de Brunt-Väisälä définie comme :

$$N^2(z) = -\frac{g}{\rho_*} \frac{d\rho}{dz} \quad (2.7)$$

où σ est la densité potentielle (Gerkema & Zimmerman (2008), Eq. 3.18, p. 48 de leur ouvrage).

2.1.3 Equation de propagation

On manipule ces équations pour obtenir une équation de propagation pour p . On note que cette équation est aussi valable pour u, v et b :

$$(\partial_{tt} + f^2)\partial_{zz}p + (\partial_{tt} + N^2)\nabla_H^2 p = 0 \quad (2.8)$$

2.1.4 Relation de dispersion

A partir de cette équation on cherche à obtenir la relation de dispersion des ondes internes, qui lie leur fréquence ω à leur vecteur d'onde $\mathbf{k}(k_x, k_y, k_z)$. On recherche des solutions pour p sous la forme d'ondes planes :

$$p(x, y, z, t) = \hat{p} \cdot e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (2.9)$$

On obtient alors la relation de dispersion :

$$\omega^2 = N^2 \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} + f^2 \frac{k_z^2}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (2.10)$$

Si on pose que θ est l'angle du vecteur d'onde $\mathbf{k}(k_x, k_y, k_z)$ avec le vecteur d'onde horizontal $\mathbf{k}_H(k_x, k_y)$:

$$\omega^2 = N^2 \cos^2 \theta + f^2 \sin^2 \theta \quad (2.11)$$

Et on obtient aussi que :

$$\tan^2 \theta = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \quad (2.12)$$

$$\frac{k_z^2}{k_x^2 + k_y^2} = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \quad (2.13)$$

Les vitesses de phase et de groupe de ces ondes sont :

$$\mathbf{C}_\phi = \omega \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|^2} = \begin{pmatrix} \omega/k_x \\ \omega/k_y \\ \omega/k_z \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$$\mathbf{C}_g = \nabla_{\mathbf{k}} \omega = \begin{pmatrix} \partial_{k_x} \omega \\ \partial_{k_y} \omega \\ \partial_{k_z} \omega \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

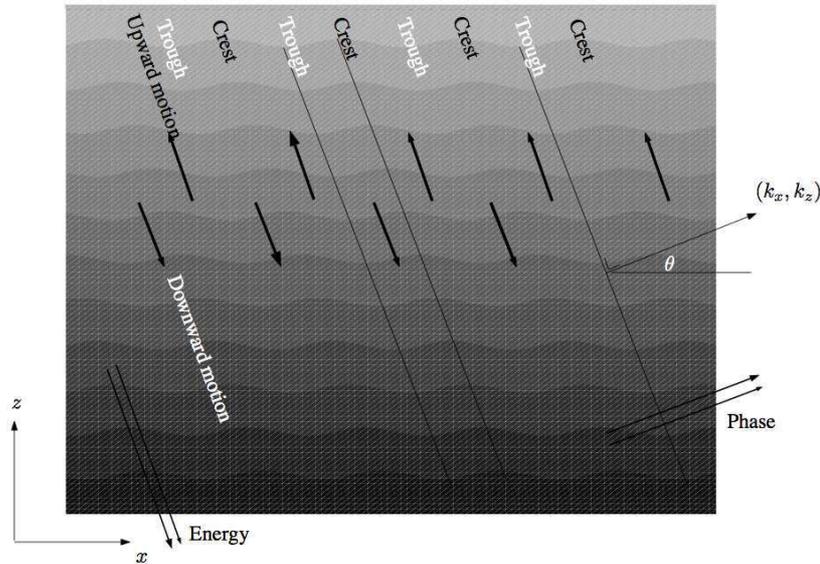


FIGURE 2.1 – Illustration de la propagation des ondes internes (figure tirée de [Cushman-Roisin & Beckers \(2010\)](#)).

2.1.5 Existences des ondes

Les ondes internes classiques existent dans l'intervalle de fréquence $f < \omega < N$, mais peuvent aussi exister aux hautes latitudes lorsque $N < f$. Leur fréquence ne dépend pas de la norme du vecteur d'onde \mathbf{k} , mais de l'angle θ qu'il fait avec l'horizontale. Leur vecteur vitesse de phase \mathbf{C}_ϕ se place sur un cône de dispersion décrit par θ . Comme $\mathbf{C}_\phi \cdot \mathbf{C}_g = 0$ la vitesse de groupe \mathbf{C}_g est perpendiculaire à la vitesse de \mathbf{C}_ϕ : l'énergie des ondes se propage parallèlement aux crêtes ([Fig. 2.1](#)).

Cas limite n°1 : régime basse fréquence En considérant une onde proche de la fréquence intertelle $\omega \sim f$, alors ω^2 peut être considéré comme négligeable par rapport à N^2 . L'équation ([Eq. 2.13](#)) nous donne :

$$\omega^2 \simeq f^2 + \frac{N^2(k_x^2 + k_y^2)}{k_z^2} = f^2 + \frac{N^2}{\tan^2 \theta} \quad (2.16)$$

On retrouve la relation de dispersion qu'on aurait obtenue en négligeant le terme $\frac{\partial w}{\partial t}$ dans l'équation ([Eq. 2.3](#)), c'est-à-dire en utilisant l'approximation hydrostatique. L'angle θ est alors proche de $\pi/2$: la phase de l'onde se propage plutôt verticalement et l'énergie horizontalement.

Cas limite n°2 : régime haute fréquence En considérant une onde proche de la fréquence du milieu $\omega \sim N$, alors f^2 est négligeable par rapport à ω^2 . L'équation ([Eq. 2.13](#))

nous donne :

$$\omega^2 \simeq \frac{N^2(k_x^2 + k_y^2)}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \simeq N^2 \cos^2 \theta \quad (2.17)$$

On se ramène au cas des ondes internes dans un référentiel sans rotation. L'angle θ est faible : le vecteur \mathbf{k} est plutôt horizontal et la propagation d'énergie se fait sur la verticale.

2.1.6 Propagation des rayons

On a vu que ondes internes pouvaient être générées lors de l'arrivée du flux des marées sur les talus continentaux. On désigne comme rayon d'ondes internes le trajet décrit par la propagation d'énergie des ondes. On illustre ceci sur la Fig. 2.2. La figure montre bien la génération depuis le talus, la propagation vers le fond, puis la réflexion sur la pente. Le rayon réfléchi repart vers la surface où il sera de nouveau réfléchi et ainsi de suite. La Fig. 2.3 illustre l'effet de la pente sur la réflexion G d'un rayon incident F . La fréquence est conservée lors de la réflexion et l'angle de pente α_{pente} détermine la direction de propagation du rayon G , vers l'amont dans le cas où $\alpha_F > \alpha_{\text{pente}}$ (Fig. 2.3a), ou vers l'aval lorsque $\alpha_F < \alpha_{\text{pente}}$ (Fig. 2.3b). On note la concentration de l'énergie après la réflexion, avec la largeur du faisceau qui diminue lorsque l'onde est réfléchie.

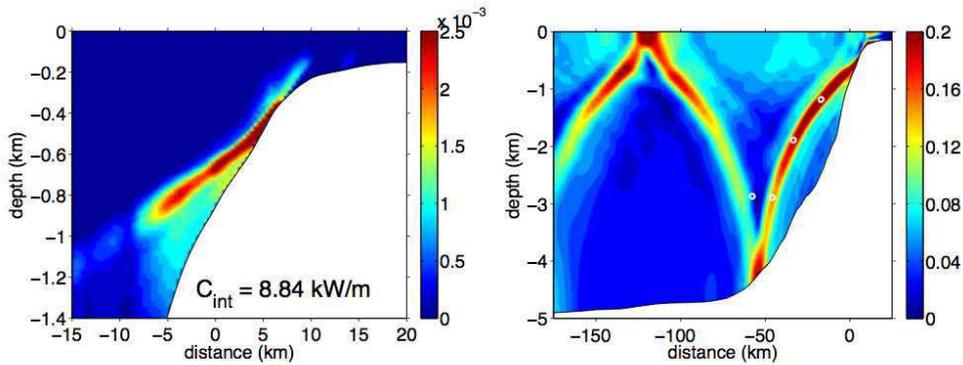


Fig. 7.17: Results from a numerical model, here applied to the Bay of Biscay. *Left:* The spatial distribution tidally-averaged conversion rate, $C = -\rho_* \langle bW \rangle$, in W/m^3 (the brackets stand for tide averaging); the integrated value over the entire area is also stated. *Right:* The internal tide emanating from the continental slope, here depicted in terms of the amplitude of the cross-slope velocity u , in m/s. The white dots denote the position of the observed beam, derived from Figure 1.9. From [27].

FIGURE 2.2 – Représentation de rayons d'ondes internes générées depuis le talus dans un modèle numérique (figure tirée de Gerkema & Zimmerman (2008)).

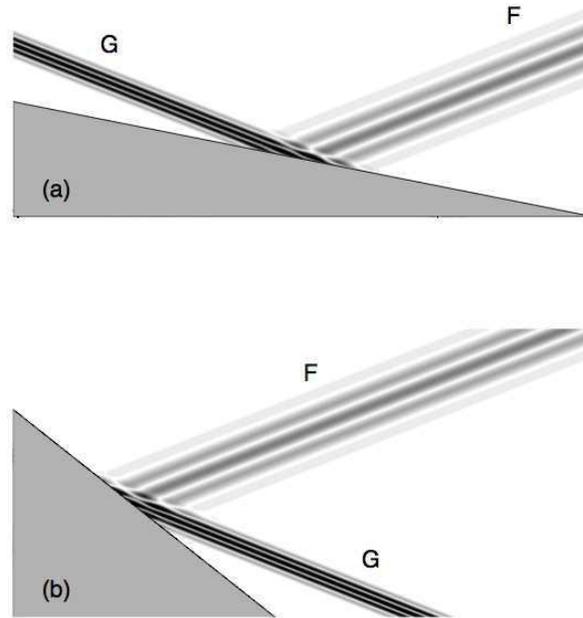


FIGURE 2.3 – Schéma de la réflexion du rayon d'ondes internes sur une pente. F est le rayon incident, G le rayon réfléchi. L'angle du rayon avec l'horizontale est conservé à la réflexion, menant à un rayon réfléchi G vers le bas ou le haut de la pente selon l'angle de celle-ci (figure tirée de [Gerkema & Zimmerman \(2008\)](#)).

2.1.7 Modes verticaux

Il est possible de rechercher des solutions de la forme $W(x, y, z, t) = \hat{W}(z) \cdot e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}$ dont la détermination analytique est simplifiée par l'emploi de conditions limites en surface et au fond qui confinent naturellement la propagation des ondes. On obtient une équation différentielle pour $\hat{W}(z)$ dont les solutions seront des modes verticaux :

$$\partial_{zz} \hat{W} + M^2(z) \hat{W} = 0 \quad (2.18)$$

$$\text{en posant } M^2(z) = k^2 \frac{N^2(z) - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \quad (2.19)$$

avec les conditions limites (H la hauteur de la colonne d'eau) :

$$\hat{W} = 0 \quad \text{pour } z = \begin{cases} 0 \\ -H \end{cases} \quad (2.20)$$

Dans le cas où la stratification est constante, l'équation peut être résolue analytiquement et on obtient :

$$\hat{W}_j = \sin \frac{j\pi}{H} z \quad \text{avec } j = 1, 2, 3 \dots \quad (2.21)$$

$$k_z = \frac{j\pi}{H} \quad (2.22)$$

$$\omega_j^2 = \frac{k_H^2 N^2 + \left(\frac{j\pi}{H}\right)^2 f^2}{k_H^2 + \left(\frac{j\pi}{H}\right)^2} \quad (2.23)$$

On montre l'allure des 3 premiers modes sur la Fig. 2.4. Dans le cas plus réaliste où la stratification n'est pas constante, la résolution de ce problème se fait numériquement. On présente sur la Fig. 2.5 un cas avec deux couches uniformes N_1 et N_2 .

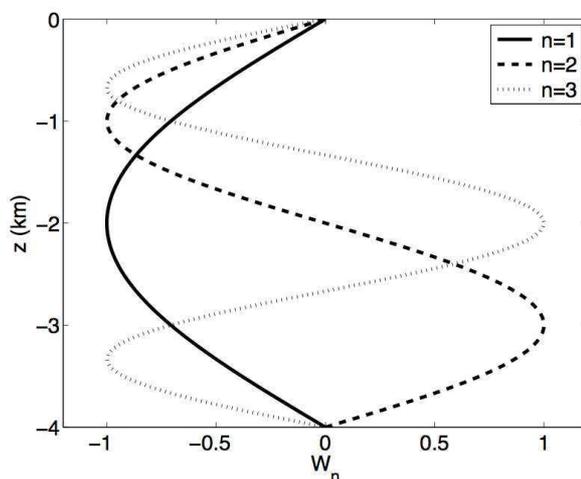


FIGURE 2.4 – Les 3 premiers modes verticaux \hat{W}_n des ondes internes, avec $H = 4000m$ (figure tirée de Gerkema & Zimmerman (2008)).

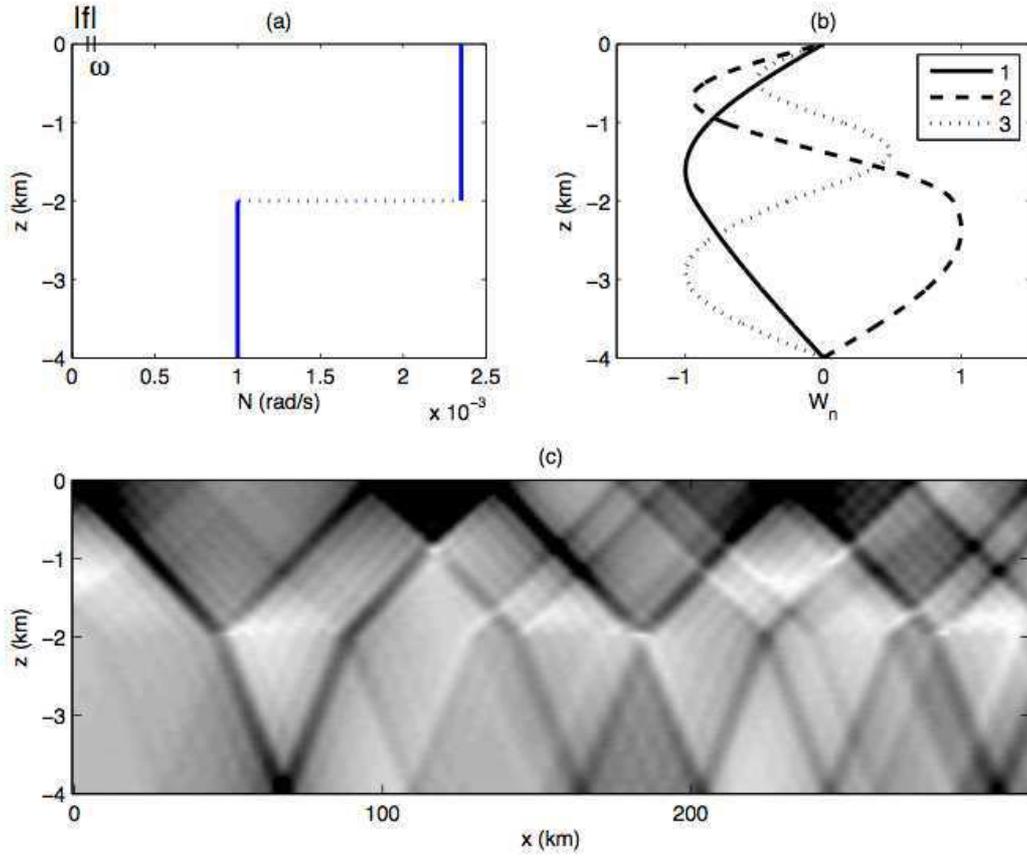


FIGURE 2.5 – (a-b) Les 3 premiers modes verticaux dans un cas à deux couches. (c) Structure verticale du champ u lorsque on considère la superposition de 20 modes (figure tirée de Gerkema & Zimmerman (2008)).

2.1.8 Énergie des ondes

En multipliant respectivement Eq. (2.1) Eq. (2.2) Eq. (2.3) Eq. (2.5) par u, v, w et $\frac{B^2}{N^2} = \frac{-g\rho}{\rho_0 N^2}$ et en les additionnant on obtient l'équation dans laquelle apparaît l'énergie totale :

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[u^2 + v^2 + w^2 + B^2/N^2 \right] + \mathbf{u} \cdot \nabla p = 0 \quad (2.24)$$

avec

$$\mathbf{E} \propto \rho_0 \left[u^2 + v^2 + w^2 + B^2/N^2 \right] \quad (2.25)$$

L'énergie totale \mathbf{E} des ondes est la somme de leur énergie cinétique et potentielle :

$$E_{CIN} = \frac{1}{2} \rho_0 \left[u^2 + v^2 + w^2 \right] \quad (2.26)$$

$$E_{POT} = \rho_0 B^2 / N^2 \quad (2.27)$$

Nous nous intéressons dans ce travail à la quantification de la dissipation ϵ de l'énergie cinétique des ondes internes. On introduit dans un premier temps le modèle de Garrett et Munk qui propose une distribution de la densité d'énergie spectrale des ondes internes en fréquence et nombre d'onde. On abordera ensuite les interactions entre les ondes qui sont à l'origine du transfert d'énergie vers les petites échelles. On résumera enfin les différentes paramétrisations qui permettent de calculer la dissipation en modélisant le transfert d'énergie vers les échelles dissipatives.

2.2 Du domaine ondulatoire vers la dissipation

2.2.1 Le modèle de Garrett et Munk

Les principales sources de génération des ondes internes, le vent et la marée, produisent des ondes de basses fréquences proches de f et M_2 . Les mesures ont montré des pics d'énergie à ces fréquences caractéristiques dans le spectre des ondes. Il apparaît aussi un *continuum* dans la bande de fréquences des ondes depuis f jusqu'à N (Fig. 2.6), ce qui suggère un transfert d'énergie vers les plus hautes fréquences. L'idée de *l'universalité* de cette distribution spectrale fit son apparition lorsque des jeux de données recueillis en différents endroits de l'océan montrèrent qu'on retrouvait systématiquement cette allure. Garret & Munk (1972) proposèrent alors un modèle du spectre de densité d'énergie des ondes internes océaniques, en nombre d'onde (Fig. 2.7) et en fréquence (Fig. 2.6), construit à partir d'observations et de la cinématique des ondes.

Le *Modèle de Garrett et Munk* a été obtenu en ajustant des fonctions analytiques pour décrire au mieux la forme des spectres des champs de vitesse et de déplacement des isopycnes, observés *in situ* à partir de profils verticaux et horizontaux et de séries temporelles. Un certain nombre de mesures a ensuite servi à contraindre le modèle (Fofonoff, 1969), à le vérifier et à l'ajuster (Müller et al., 1978). En ce sens le modèle est considéré comme *semi-empirique*, déterminé par les données tout en respectant la relation de dispersion des ondes internes. Plusieurs versions du modèle existent (Garret & Munk, 1972, 1975; Cairns & Williams, 1976; Munk, 1981) et leurs différences ont été motivées par l'apport de nouvelles données. Le modèle est considéré comme *universel* car sa forme (Fig 2.8) est quasi-systématiquement en accord avec un grand nombre d'observations. On résume ici la version de 1981 dont la formulation est détaillée dans Munk (1981).

2.2.2 Hypothèses et limitations

Le modèle repose sur plusieurs hypothèses. Il représente un champ d'ondes internes isotrope sur l'horizontale, avec des propagations symétriques sur la verticale, dans un état d'équilibre. Il décrit le continuum de fréquence des ondes, mais ne représente que partiellement le pic d'énergie à la fréquence inertielle f et pas du tout le pic généré par la composante semi-diurne M_2 de la marée (Fig. 2.9). Les zones de génération des ondes, où ces pics sont particulièrement marqués, sont donc exclues de la représentation du modèle.

Les nombreuses mesures *in situ* ont confirmé que le modèle représentait bien de manière générale l'état du champ d'ondes internes dans l'océan, lors par exemple de la campagne IWEX (Müller et al., 1978). Cependant Wunsch & Webb (1979) montrèrent des déviations du modèle à l'équateur, pour des régions où les cisaillements de vitesse étaient intenses, pour des zones proches des reliefs sous-marins, ainsi que pour des zones profondes faiblement stratifiées. On peut donc considérer que la représentation de l'océan que propose le modèle est justifiée tant qu'on se place loin des zones de génération d'ondes internes (par exemple dans l'océan intérieur à distance de la surface et du fond). Une autre limitation du modèle est que f est considérée comme constante et prise à sa valeur f_{30° à 30° Nord, limitant ainsi l'effet de la latitude. Le co-paramètre de Coriolis f_* n'est pas non plus pris en compte dans la relation de dispersion, ce qui peut mener à une mauvaise représentation du champ d'ondes internes là où la stratification est très faible, au fond de l'océan par exemple (Gerkema & Exarchou, 2008).

Le modèle utilise plusieurs variables :

- La fréquence de Coriolis prise à 30° Nord $f = 7.3 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$
- Une stratification représentée par $N(z) = N_0 e^{-\frac{|z|}{b}}$, avec $N_0 = 72f_0 = 5.2 \times 10^{-3} \text{ rad/s} \equiv 3 \text{ cph}$ fréquence de référence dans la partie supérieure de la thermocline
- Une échelle caractéristique de la profondeur de la stratification $b = 1300\text{m}$
- Un niveau d'énergie adimensionnel de référence pour le spectre $E_0 = 6.3 \times 10^{-5}$
- Le nombre d'onde vertical ($j = 1, 2, 3, \dots$) et celui de référence obtenu en prenant le mode vertical $j_* = 3$:

$$k_z = \frac{j\pi}{b} \frac{N}{N_0} \quad k_{z*} = \frac{j_*\pi}{b} \frac{N}{N_0} \quad [\text{rad.m}^{-1}] \quad (2.28)$$

On donne ici les expressions générales des spectres de densité d'énergie pour la composante horizontale u_H de la vitesse et du déplacement des isopycnes ξ , dans le cadre de la version du modèle de 1981 :

$$S_\xi(\omega, j) = b^2 \frac{N_0}{N} \frac{(\omega^2 - f^2)}{\omega^2} E_0 B(\omega) H(j) \quad \left[\frac{\text{m}^2}{\text{rad.s}^{-1}} \right] \quad (2.29)$$

$$S_{u_H}(\omega, j) = S_u + S_v = b^2 N_0 N \frac{(\omega^2 + f^2)}{\omega^2} E_0 B(\omega) H(j) \quad \left[\frac{\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}}{\text{rad.s}^{-1}} \right] \quad (2.30)$$

avec

$$B(\omega) = \frac{2f}{\pi\omega} \frac{1}{(\omega^2 - f^2)^{1/2}} \quad \left[\frac{1}{\text{rad.s}^{-1}} \right] \quad (2.31)$$

$$H(j) = \frac{(j^2 + j_*^2)^{-1}}{\sum_1^\infty (j^2 + j_*^2)^{-1}} \quad [\text{adim.}] \quad (2.32)$$

Dans la suite de notre étude on utilisera les spectres de densité d'énergie en fonction du nombre d'onde vertical k_z car on travaillera à l'aide de profils verticaux. On rappelle ici leurs

formules, dérivées par [Gregg & Kunze \(1991\)](#) :

$$S_{\xi}(k_z) = \frac{E_0 b^3}{2\pi j_*} \left(\frac{N_0}{N}\right)^2 \frac{1}{(1 + k_z/k_{z*})^2} \left[\frac{m^2}{\text{rad}.m^{-1}} \right] \quad (2.33)$$

$$S_{u_H}(k_z) = \frac{3E_0 b^3}{2\pi j_*} N_0^2 \frac{1}{(1 + k_z/k_{z*})^2} \left[\frac{m^2.s^{-2}}{\text{rad}.m^{-1}} \right] \quad (2.34)$$

Les spectres du cisaillement vertical des vitesses horizontales (*shear*), ainsi que de la distorsion des isopycnes (*strain*) sont obtenus en multipliant les spectres précédents par k_z^2 :

$$S_{\partial_z \xi}(k_z) = k_z^2 S_{\xi}(k_z) \left[\frac{1}{\text{rad}.m^{-1}} \right] \quad (2.35)$$

$$S_{\partial_z u_H}(k_z) = k_z^2 S_{u_H}(k_z) \left[\frac{s^{-2}}{\text{rad}.m^{-1}} \right] \quad (2.36)$$

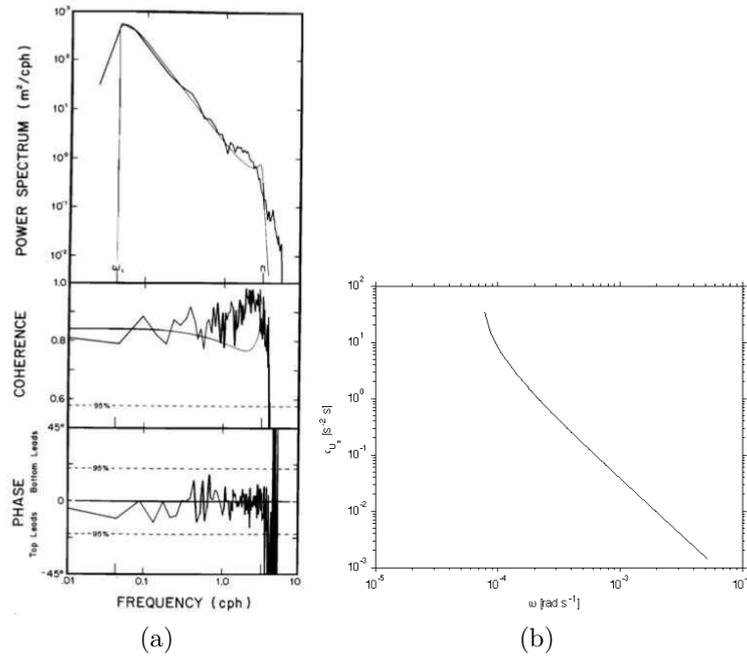


FIGURE 2.6 – (a - en haut) Spectre du déplacement des isothermes, calculé à partir des mesures MISERY 1 et 3 (figure tirée de Cairns & Williams (1976)). La fine courbe noire est le spectre donné par le modèle Garret & Munk (1972) que l'on présente aussi sur la figure de droite. (b) Spectre de Garrett et Munk en fréquence qui montre le pic à f et le continuum vers les plus hautes fréquences jusqu'à N (figure tirée de J. Klymak : <http://hornby.seos.uvic.ca/~jklymak/GarrettMunkMatlab/>).

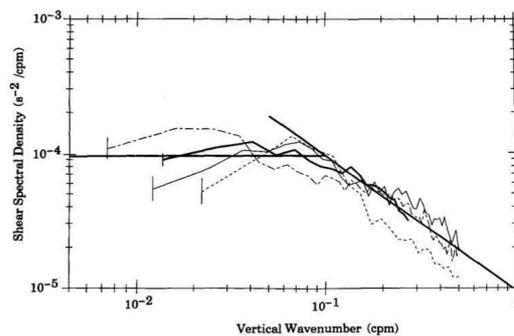


FIG. 5. Shear spectra scaled in the vertical by $1/E_1 N^2$ and in the horizontal by E_1 , and then divided by a factor of 2. The thick data line represents TOPO_DEEP data above 2000 db, the short-dashed curve WRINCLE data, the thin line TOPO_F data, and the long-dashed curve NATRE data from 500 to 2000 m. The solid straight line represents the GM76 spectrum out to 0.1 cpm, then falls as m^{-1} . The m^{-1} regime has been extended to lower wavenumber for comparison purposes. Two-piece band averaging has been employed for the NATRE spectra.

FIGURE 2.7 – Spectre de Garrett et Munk du cisaillement vertical des vitesses horizontales, en fonction du nombre d'onde vertical et comparé à différentes mesures (figure tirée de Polzin et al. (1995)).

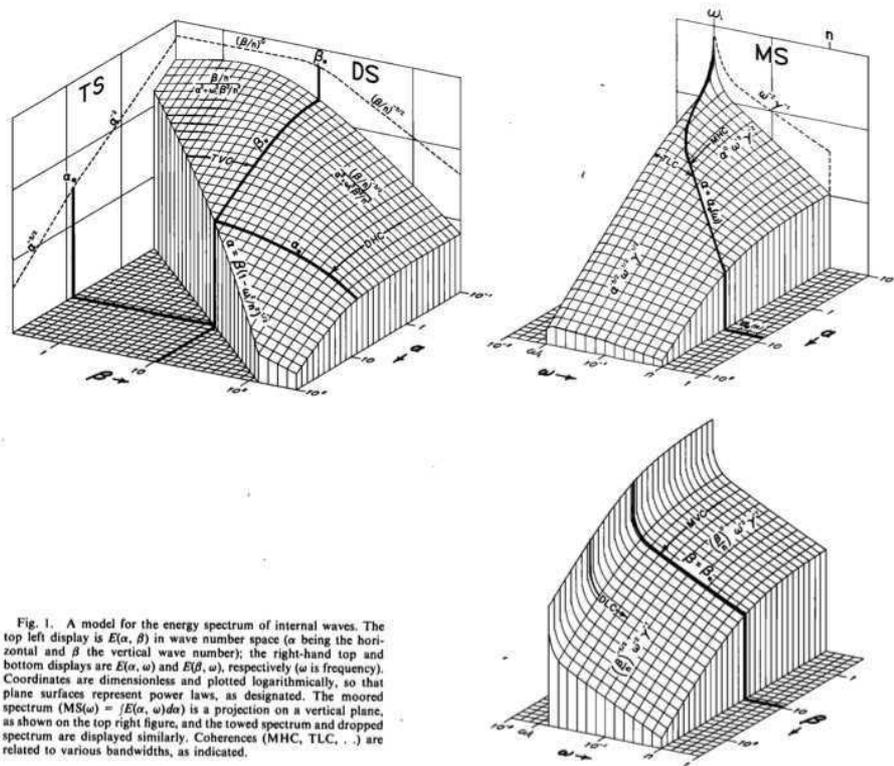


FIGURE 2.8 – Spectres de Garrett et Munk. Ici β est le nombre d'onde vertical $k_z/2\pi$, α le nombre d'onde horizontal $k_H/2\pi$ et ω la pulsation (figure tirée de [Garret & Munk \(1975\)](#)).

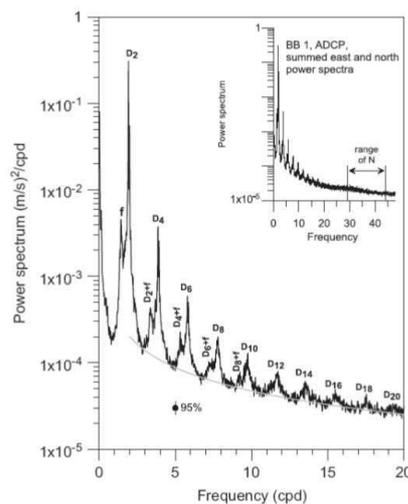


FIGURE 2.9 – Spectre de puissance des champs de vitesses horizontales. Les fréquences dominantes sont la composante D_2 de la marée, ainsi que f . On observe aussi ses harmoniques (D_4, D_6, D_8, \dots) (figure tirée de [van Aken et al. \(2007\)](#)).

Gargett *et al.* (1981) proposent une représentation générale du spectre du cisaillement vertical des vitesses horizontales à l'aide de mesures en différents endroits en Atlantique Nord. Les auteurs utilisent les mesures de trois profileurs de vitesse ayant des résolutions et temps de réponse différents pour ainsi d'échantillonner au même moment des bandes spectrales différentes. L'ensemble des mesures combinées a permis d'obtenir une vision du spectre du cisaillement sur un large intervalle de longueurs d'ondes, de la centaine de mètre au centimètre (Fig.2.10a). Une version schématique de ce spectre est présentée par Holloway (1983) qui décrit les interactions entre les ondes aux grandes échelles spatiales, jusqu'au transfert de leur énergie vers les échelles de dissipation (Fig.2.10c). En se référant à la littérature on va présenter quelques résultats théoriques sur les interactions des ondes entre elles dans les différents régimes de la Fig.2.10c.

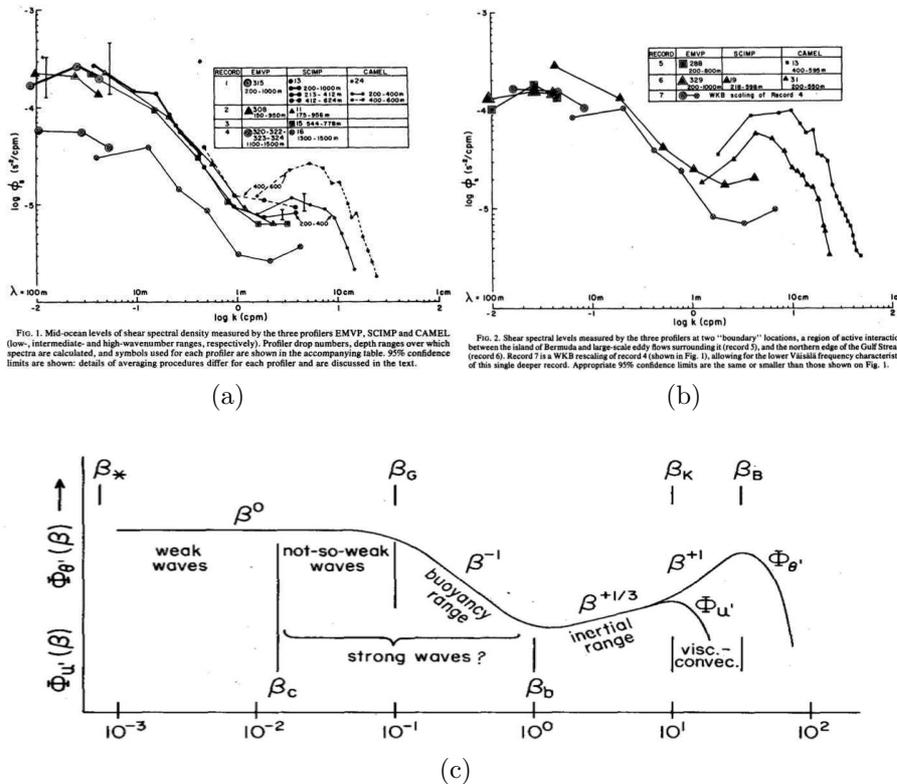


FIGURE 2.10 – (a et b) Spectre composite du cisaillement vertical des vitesses horizontales (shear), construit à partir de différents jeux de mesures (figure tirée de Gargett *et al.* (1981)). (c) Spectre schématique du cisaillement vertical des vitesses horizontales et du gradient de température. Le nombre d'onde vertical β est ici exprimé en *cycle/m*. Le spectre est plat, en β^0 , dans le domaine ondulatoire, pour des longueurs d'ondes allant de plusieurs centaines de mètres jusqu'à 10m. Le domaine de fine-structure est caractérisé par la pente en β^{-1} , entre 10 et 1m. En dessous on accède au domaine de la micro-structure, de l'ordre du mètre jusqu'au millimètre, où les termes dissipatifs deviennent significatifs (figure tirée de Holloway (1983)).

2.2.3 Domaine ondulatoire : $O(100m - 10m)$

De la centaine à la dizaine de mètres, le spectre apparaît comme plat avec une pente en k_z^0 . Selon Holloway (1983) et Gargett et al. (1981) il s'agit là d'un régime caractérisé par les résonances de triades entre les ondes, qui d'après McComas & Bretherton (1977) peuvent être identifiées en trois classes d'interactions : *elastic scattering*, *induced diffusion*, *parametric subharmonic instability*. Pour les ondes plus courtes de ce régime, les interactions seraient trop rapides pour être décrites par des résonances de triades (Holloway, 1983).

2.2.4 Domaine fine-structure : $O(10m - 1m)$

En descendant dans les longueurs d'ondes, un deuxième régime est présenté, caractérisé par une pente en k_z^{-1} , où les interactions entre les ondes sont plus fortes que dans le domaine ondulatoire. On se place ici dans un intervalle de longueurs d'ondes comprises entre 1 et 10m qui définit la *fine-structure*. Ce domaine est sensible à la stratification et les ondes sont susceptibles d'interagir plus fortement entre elles. Des instabilités deviennent possibles sous forme de déferlements. Une perte d'énergie cinétique et potentielle peut alors s'effectuer au profit des plus petites échelles. Ce domaine n'est pas uniquement ondulatoire et d'autres processus comme la double-diffusion ou les inversions de densité peuvent y coexister avec les ondes internes. Ses bornes et la pente de transfert ont pu être déterminées par l'accumulation d'observations océaniques et une discussion sur les mécanismes générateurs est abordée par Holloway (1983).

2.2.5 Domaine micro-structure : $O(1m - 1mm)$

On atteint ici les échelles de la *micro-structure*, en dessous du mètre jusqu'au millimètre, où les termes dissipatifs deviennent significatifs. Les effets de la stratification deviennent négligeables et les mouvements horizontaux jusque là dominants par rapport aux mouvements verticaux laissent place à une isotropie tridimensionnelle ou aucune direction n'est privilégiée.

Dans la suite de notre étude on va s'intéresser au domaine ondulatoire auquel on peut avoir accès à l'aide des mesures CTD et LADCP afin d'estimer la dissipation. On se placera dans ce régime pour estimer le niveau d'énergie du champ d'ondes internes. Le domaine de fine-structure sera abordé à l'aide des données CTD, lors de la détermination des échelles de Thorpe, qui compléteront notre étude du mélange vertical. Le domaine de micro-structure présente des échelles dont la mesure n'est accessible qu'à l'aide de capteurs ayant des temps de réponse plus rapides que ceux des sondes CTD et LADCP. Nous utiliserons alors les observations obtenues par le VMP qui nous serviront à valider les estimations indirectes de dissipation.

2.3 Revue historique des différentes paramétrisations de la dissipation turbulente due aux ondes internes

Le modèle de Garrett et Munk décrit le domaine ondulatoire et il sera utilisé pour la paramétrisation de la dissipation due aux ondes internes. La quantité utile pour les paramétrisations est son niveau d'énergie E_{GM} qui est déduit de l'intégration des spectres du cisaillement et du taux de distorsion des isopycnes sur une bande de longueurs d'ondes allant de la centaine à la dizaine de mètres. Différents modèles utilisent E_{GM} et estiment le taux de transfert d'énergie vers les petites échelles dû aux interactions entre les ondes. Sous l'hypothèse que le champ d'ondes internes est en équilibre, ce taux de transfert est équilibré par la dissipation. L'état E_{GM} du modèle est associé à une valeur canonique de dissipation ϵ_0 et la comparaison entre E_{GM} et le niveau d'énergie E_{OI} du champ d'ondes internes *in situ* permet d'ajuster la valeur ϵ_0 à une valeur ϵ plus réaliste. Ces paramétrisations sont apparues avec le modèle de Garrett et Munk, puis ont évolué pour inclure de nouvelles idées. Nous présentons ici ces paramétrisations du point de vue de leur évolution.

2.3.1 Interactions de triades

Les interactions entre triades d'ondes permettent aux ondes d'échanger de l'énergie entre elles (Phillips, 1960, 1961). Les conditions de résonance sont présentes lorsque les trois ondes respectent la relation de dispersion $\omega_i(\mathbf{k}_i)$ (avec $\mathbf{k}_i = (k_{xi}, k_{yi}, k_{zi})$) et que leurs vecteurs d'ondes et pulsations vérifient les relations :

$$\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 \quad (2.37)$$

$$\omega_1 \pm \omega_2 = \omega_3 \quad (2.38)$$

Une étude menée par McComas & Bretherton (1977) montre que dans le cas des triades d'ondes internes un transfert d'énergie vers les petites échelles est réalisé. Les auteurs évoquent trois mécanismes d'interactions possibles : *elastic scattering (ES)*, *induced diffusion (ID)* et *parametric sub-harmonic instability (PSI)* (Fig. 2.11). Des trois mécanismes, seuls ID et PSI sont efficaces pour transférer de l'énergie vers les échelles dissipatives.

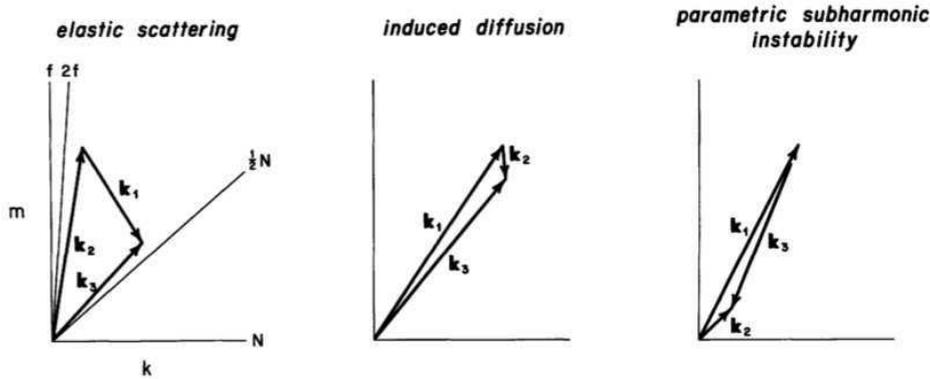


Figure 9.15 Resonant triads for three limiting classes of interaction, according to McComas and Bretherton (1977). The propagation vectors are drawn in (k, m) -space. Radial lines designate the tilt of the \mathbf{k} vectors for $\omega = f, 2f, \frac{1}{2}N, n$, taking $N = 24f$.

FIGURE 2.11 – Schéma des trois différentes classes d’interaction entre triades (figure tirée de Munk (1981)).

Le mécanisme d’*elastic scattering* concerne trois ondes, \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_3 ayant quasiment les mêmes nombres d’onde horizontaux et verticaux, les mêmes fréquences, se propageant selon des directions opposées sur la verticale et avec \mathbf{k}_2 de plus basse fréquence. \mathbf{k}_2 est essentiellement orienté selon l’axe z et l’énergie se propage alors plutôt horizontalement. Pour \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_3 l’énergie se propage symétriquement sur la verticale. Une onde \mathbf{k}_2 générée en surface à la fréquence inertielle va transférer son énergie vers les deux autres ondes et ce mécanisme favorise un équilibre symétrique entre l’énergie propagée vers le fond et la surface.

Les *instabilités sous-harmoniques paramétriques* se réalisent lorsque deux ondes \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_3 , de mêmes échelles mais de vecteurs d’ondes opposés et de fréquences proches, interagissent avec une troisième onde \mathbf{k}_2 ayant une plus grande échelle spatiale et une fréquence ω_2 deux fois plus grande que celles des deux autres. Ce mécanisme transfère l’énergie vers les petites longueurs d’ondes et les basses fréquences. En considérant par exemple que \mathbf{k}_2 est générée à $\omega_2 = M_2$, \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_3 auront des fréquences $\omega_{1,3} = M_2/2$. L’énergie est transférée vers les ondes de plus petites échelles, de \mathbf{k}_2 vers \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_3 et se retrouve dans une bande de plus basse fréquence. Pour que ces fréquences soient toujours comprises entre f et N , on doit se trouver dans une bande de latitude comprise entre l’équateur et 30° (Nord ou Sud). L’instabilité PSI de la composante M_2 est alors limitée à cette bande géographique. Une étude de son effet sur le mélange abyssal est proposée par Staquet (2007).

La *diffusion induite* concerne une onde \mathbf{k}_2 de basse fréquence et deux ondes proches \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_3 de plus hautes fréquences et de plus petites longueurs d’ondes. Le mécanisme transfère l’énergie vers les petites longueurs d’ondes et les hautes fréquences. Etant donné que l’énergie est injectée principalement aux basses fréquences (f et M_2), des trois mécanismes présentées c’est la diffusion induite qui devrait dominer aux moyennes et hautes latitudes.

2.3.2 McComas & Müller (1981a,b) : Interactions entre les ondes et transfert d'énergie

McComas & Müller (1981a,b) proposent de modéliser les mécanismes ID et PSI, à l'origine des transferts d'énergie dominants dans le champ d'ondes internes. Ils définissent Q comme le taux de transfert d'énergie, E_0 le niveau d'énergie adimensionnel du champ d'ondes de Garrett et Munk et τ une échelle de temps caractéristique pour chacun des mécanismes :

$$Q_{PSI} = \frac{E_0}{\tau_{PSI}} \quad Q_{ID} = \frac{E_0}{\tau_{ID}} \quad (2.39)$$

Ces échelles de temps peuvent être données en fonction de f et N et des constantes du modèle de Garrett et Munk (Munk, 1981), basées sur des simplifications des équations à l'aide d'une analyse dimensionnelle :

$$\tau_{PSI} = \frac{32\sqrt{10}}{27\pi} \frac{1}{j_*^2 \pi^2} \frac{1}{f} \frac{1}{N} \frac{1}{E_0} \quad \tau_{ID} = \frac{1}{j_*^2 \pi^2} \frac{1}{f} \frac{1}{N} \frac{1}{E_0} \quad (2.40)$$

Le temps du mécanisme PSI est plus long que le mécanisme ID d'un facteur $32\sqrt{10}/27\pi \approx 1.2$. Dans le cas d'une stratification $N \sim 10^{-2} s^{-1}$ on obtient un temps de transfert vers les petites échelles de l'ordre de $\tau \sim 1$ jour. Pour le cas limite où la stratification est plus faible, avec par exemple $N \sim 10^{-3} s^{-1}$, alors le temps de transfert apparaît 10 fois plus long avec $\tau \sim 10$ jours.

Pour obtenir une estimation de la dissipation, McComas & Müller (1981a) proposent que le taux de dissipation soit égal au transfert d'énergie des ondes internes vers les petites échelles, en accord avec la description d'un champ d'ondes internes en équilibre tel que le suppose le modèle de Garrett et Munk. Ceci mène à l'expression :

$$\epsilon_{MM} = Q_{PSI} + Q_{ID} \quad (2.41)$$

$$= \left(\frac{27\pi}{32\sqrt{10}} + 1 \right) \pi^2 j_*^2 b^2 f N^2 E_0^2 \quad (2.42)$$

$$(2.43)$$

Ici b et j_* sont donnés par le modèle de Garrett et Munk et l'estimation de la dissipation peut se réduire à une dépendance à f , N et au niveau d'énergie adimensionnel E_0 du champ d'ondes internes :

$$\boxed{\epsilon_{MM} \sim f N^2 E_0^2} \quad (2.44)$$

En se plaçant à $30^\circ N$, en considérant que $N = N_0$, on obtient une dissipation de référence :

$$\boxed{\epsilon_{MM} 30^\circ N \approx 1.1 \times 10^{-9} \text{ [W/kg]}} \quad (2.45)$$

2.3.3 Henyey et al. (1986) : Interactions des ondes dans le modèle de Garrett et Munk

Henyey et al. (1986) proposèrent de tester numériquement la propagation d'ondes internes ayant des fréquences allant de f à N dans un milieu correspondant au modèle de Garrett et Munk. L'idée était de calculer un transfert d'énergie vers les petites échelles au fur et à mesure de la propagation d'un rayon dans l'espace des phases (ω, k_z) , jusqu'à ce que l'énergie soit dissipée. Pour décrire les résultats de leurs expériences numériques, les auteurs proposent un modèle de dissipation. Ils obtiennent la formulation suivante :

$$\epsilon_{HWF} = 6.4 \times 10^{-11} \left(\frac{N}{N_0} \right)^2 \cosh^{-1} \left(\frac{N}{f} \right) [Wkg^{-1}] \quad (2.46)$$

Cette formule est valable pour un champ d'ondes internes satisfaisant les conditions du modèle de Garrett et Munk. Elle inclut la contribution de l'ensemble des fréquences de f à N . Par rapport à la formule de [McComas & Müller \(1981a\)](#), il apparaît ici un terme modulant l'effet de la latitude et de la stratification :

$$\epsilon_{HWF} \sim \cosh^{-1} \left(\frac{N}{f} \right) f N^2 E_0^2 \quad (2.47)$$

Un calcul de référence à $30^\circ N$ en considérant les variables comme étant égales à celles du modèle nous donne :

$$\epsilon_{HWF \ 30^\circ N} \approx 3.5 \times 10^{-10} [W/kg] \quad (2.48)$$

Ce modèle fut confirmée par la comparaison aux mesures de ϵ de [Lueck et al. \(1983\)](#) qui montra une cohérence de la dépendance à N malgré une sous-estimation d'un facteur 4 par rapport aux observations.

2.3.4 Gregg (1989) : Ajustement réaliste du niveau d'énergie

Les deux méthodes précédentes considèrent un niveau d'énergie E_{GM} fixe donné par le modèle. [Gregg \(1989\)](#) proposa d'ajuster ce niveau d'énergie théorique par rapport à un niveau E_{OI} mesuré *in situ*. Il propose d'utiliser la mesure du cisaillement vertical des vitesses horizontales pour déterminer E_{OI} , pour un ensemble de profils :

$$\frac{\langle E_{OI}^2 \rangle}{\langle E_{GM}^2 \rangle} = \frac{\langle V_{z_{10m}}^4 \rangle}{\langle V_z^4 \rangle_{GM}} \quad (2.49)$$

où $\langle V_z^2 \rangle_{GM}$ est la variance du cisaillement vertical du modèle de Garrett et Munk et $\langle V_{z_{10m}}^2 \rangle$ la variance du cisaillement mesuré sur 10m, tel que $\langle V_{z_{10m}}^2 \rangle = \left[\left(\frac{\Delta u}{\Delta z} \right)^2 + \left(\frac{\Delta v}{\Delta z} \right)^2 \right]$. L'auteur fait l'hypothèse que $\langle V_{z_{10m}}^4 \rangle = 2 \langle V_{z_{10m}}^2 \rangle^2$.

Gregg (1989) reprend les paramétrisations de Henyey *et al.* (1986) et McComas & Müller (1981a) dont il ajuste le niveau d'énergie E_{GM} au niveau mesuré E_{OI} :

$$\frac{\epsilon_{MM}}{\epsilon_{MM\ 30^\circ N}} = \frac{f N^2 E_{OI}^2}{f_0 N_0^2 E_{GM}^2} \quad (2.50)$$

$$\epsilon_{MM} = \epsilon_{MM\ 30^\circ N} \frac{f N^2 \langle V_{z10m}^4 \rangle}{f_0 N_0^2 \langle V_z^4 \rangle_{GM}} \quad (2.51)$$

Il obtient une nouvelle formulation basée sur McComas & Müller (1981a) :

$$\boxed{\epsilon_{G89_{MM}} = 1.1 \times 10^{-9} \frac{f N^2 \langle V_{z10m}^2 \rangle^2}{f_0 N_0^2 \langle V_z^2 \rangle_{GM}^2}} \quad (2.52)$$

De la même façon pour Henyey *et al.* (1986) :

$$\boxed{\epsilon_{G89_{HWF}} = 3.5 \times 10^{-10} \frac{f N^2 \langle V_{z10m}^2 \rangle^2}{f_0 N_0^2 \langle V_z^2 \rangle_{GM}^2}} \quad (2.53)$$

L'idée d'utiliser la mesure du cisaillement vertical pour obtenir le niveau d'énergie et estimer une dissipation fut validée par la comparaison aux jeux de données PATCHEX et RING 82-I (Gregg, 1989). Les mesures directes de dissipation montrèrent qu'elles étaient sous-estimées d'un facteur 2 par la paramétrisation de Henyey *et al.* (1986) et sur-estimées d'un facteur 1.6 par celle basée sur McComas & Müller (1981a). Finalement, à partir de ces comparaisons, la paramétrisation Gregg (1989) fut ajustée empiriquement en prenant un ϵ_0 minimisant l'écart aux données :

$$\boxed{\epsilon_0 = 7 \times 10^{-10} \quad [W/kg]} \quad (2.54)$$

$$\boxed{\epsilon_{G89} = \epsilon_0 \frac{f N^2 \langle V_{z10m}^2 \rangle^2}{f_0 N_0^2 \langle V_z^2 \rangle_{GM}^2}} \quad (2.55)$$

2.3.5 Polzin *et al.* (1995) : Prise en compte des ondes de plus haute fréquence

Polzin *et al.* (1995) entreprirent de comparer les modèles ϵ_{HWF} et ϵ_{MM} à des mesures directes de dissipation obtenues à l'aide de profileurs de micro-structure, pour différentes régions dont certaines montraient un champ d'ondes ayant des caractéristiques s'écartant du modèle de Garrett et Munk. Dans les régions où le spectre mesuré déviait du modèle aux plus hautes fréquences la dissipation était mal représentée (Polzin *et al.*, 1995). Ce cas se réalisait à l'équateur dans la comparaison de la paramétrisation de Gregg (1989) aux données de Peters *et al.* (1995), ainsi que dans les régions arctiques (Wijesekera *et al.*, 1993).

Les travaux de [Henvey et al. \(1986\)](#) montrent que le transfert d'énergie vers les petites échelles dépend de la fréquence des ondes internes à travers le terme $\left[\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}\right]^{1/2}$. Ceci nous indique que plus les fréquences sont voisines de N^2 , plus le transfert est important. [Polzin et al. \(1995\)](#) appliquent ce terme correctif à l'intégrale en fréquence du spectre du cisaillement pour modéliser les écarts entre le spectre en fréquence observé par rapport à celui du modèle de Garrett et Munk. Ils adaptent la paramétrisation de [Gregg \(1989\)](#) et ajoutent le terme représentant l'effet de la fréquence des ondes sur le transfert d'énergie vers les échelles dissipatives :

$$\epsilon_{P95} = \epsilon_0 \frac{f N^2 \langle V_{z10}^2 \rangle^2}{f_0 N_0^2 \langle V_z^2 \rangle_{GM}^2} \times \frac{\alpha N}{\alpha_0 f} \left\langle \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \right\rangle^{1/2} \quad (2.56)$$

avec $\langle \rangle$ une moyenne sur l'ensemble des fréquences (pour déterminer la fréquence dont la contribution est dominante dans le spectre d'énergie) et α le rapport de l'énergie totale sur l'énergie cinétique :

$$\alpha = \frac{\langle V_z^2 \rangle + N^2 \langle \xi_z^2 \rangle}{\langle V_z^2 \rangle} \quad (2.57)$$

$$\alpha_0 = \frac{4}{3} \quad \text{dans le modèle de Garrett et Munk} \quad (2.58)$$

L'estimation du terme de correction $\left\langle \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \right\rangle^{1/2}$ nécessite de déterminer ω et donc d'utiliser des séries temporelles de mesures. En ne disposant que de profils verticaux uniques on n'a pas accès à la fréquence et une façon de représenter ce terme a été proposée par [Polzin et al. \(1995\)](#). Ils introduisent le rapport entre le cisaillement vertical et le taux de distorsion des isopycnes :

$$R_\omega = \frac{\langle V_z^2 \rangle}{N^2 \langle \xi_z^2 \rangle} = \frac{(\omega^2 + f^2)(N^2 - \omega^2)}{N^2(\omega^2 - f^2)} \quad (2.59)$$

où $\langle \xi_z^2 \rangle$ est la variance du taux de distorsion verticale des isopycnes.

A partir de R_ω les auteurs déterminent une expression dans laquelle ω^2 peut être interprétée comme la fréquence dominante moyenne.

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \left(N^2(1 - R_\omega) - f^2 + (N^4(R_\omega - 1)^2 + 2N^2f^2(1 + 3R_\omega) + f^4)^{1/2} \right) \quad (2.60)$$

Le terme de correction tenant compte du contenu fréquentiel est alors déterminé par :

$$\left\langle \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \right\rangle \approx \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} = \left[-R_\omega + 1 + \frac{f^2}{N^2} + \left[(R_\omega - 1 - \frac{f^2}{N^2})^2 + 8R_\omega \frac{f^2}{N^2} \right]^{1/2} \right] / 2R_\omega \quad (2.61)$$

2.3.6 Gregg et al. (2003) : Prise en compte de la saturation du spectre des ondes

Gregg et al. (2003) vérifient par les observations la dépendance de la dissipation à la latitude qui était présente dans la formulation de Henyey et al. (1986). En reprenant les idées de Gargett (1990), ils prennent en compte la saturation du champ d'ondes internes dans l'évaluation de la variance du cisaillement vertical.

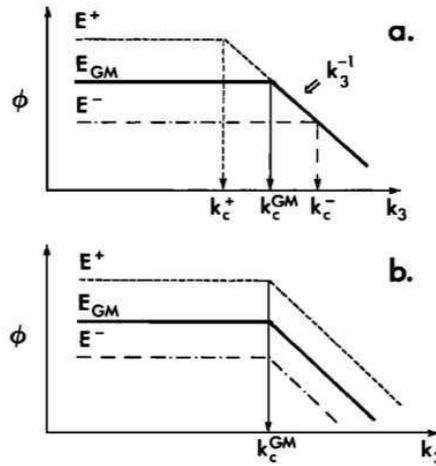


Fig. 1. Variation of internal wave shear spectral density ϕ at high vertical wave number k_3 with variation of dimensionless energy density E (N constant). In the flat (k_3^0) region of the shear spectrum, $\phi \propto E$. Accepted (GM) average values are $E_{GM} = 6.3 \times 10^{-5}$ and $k_c^{GM} = 0.6 \text{ rad m}^{-1} = 2\pi/(10 \text{ m})$. (a) The behavior $k_c \sim E^{-1}$ consistent with Munk's [1981] hypothesis that k_c is associated with a constant critical value of wave field Richardson number and with recent observations of Duda and Cox [1989]. (b) The behavior $k_c = k_c^{GM}$ as used by Gregg [1989] to deduce E from measurements of shear over a 10-m vertical scale.

FIGURE 2.12 – Cas possibles de la limite entre le domaine ondulatoire (niveau constant en k_z^0 , jusqu'à k_c) et le domaine du transfert d'énergie (à partir de k_c , en k^{-1}) (figure tirée de Gargett (1990)).

La construction du modèle de Garrett et Munk reposait sur de nombreuses observations reproduisant toujours la même forme de spectre : une pente en k_z^0 dans le domaine ondulatoire, jusqu'à $k_c = 2\pi/10m$, au delà duquel on observe un régime de transfert en k_z^{-1} . Cette description est considérée comme universelle, mais différents auteurs (Munk, 1981; Holloway, 1983; Gargett, 1990) rappellent que bien que la forme des spectres semble être conservée quelles que soient les observations (*l'universalité* du modèle) leurs niveaux peuvent être différents selon les régions de l'océan. Gargett (1990) propose que la variation du niveau du spectre est associée à la variation de k_c : il s'agit là d'un mécanisme de *saturation* (Fig. 2.12). Cette idée est apparue à partir de mesures du nombre de Richardson. Munk (1981) détermine une valeur critique constante $\overline{Ri}_c^{-1} = 0.5$ confirmée par les observations de Hogg et al. (1978). Ri est ici défini comme *Richardson-like* : $Ri^{-1} = \int_0^{k_z} S(V_z)(k_z)dk_z/N^2$. Dans son étude, Munk

(1981) obtient une relation entre ce nombre de Richardson et le nombre d'onde qui marque la frontière entre le domaine ondulatoire et celui de la fine-structure, tel que $Ri^{-1} \propto E_0 k_c^{GM}$ (le niveau d'énergie du modèle étant constant). L'utilisation de $Ri^{-1} = 0.5$ permet alors de déterminer $k_c^{GM} = 0.1$ cpm. Néanmoins comme le rappellent [Gargett & Osborn \(1981\)](#), [Gargett et al. \(1981\)](#) et [Munk \(1981\)](#) le niveau d'énergie du champ d'ondes internes *in situ* peut dévier de celui du modèle. Ainsi k_c doit varier avec le niveau d'énergie du champ d'onde ([Fig. 2.12 ,en haut](#)). Sous l'hypothèse que $Ri_c^{-1} = \text{constante}$, alors $E_0 k_c^{GM} = E_{OI} k_c^{OI}$ (où *OI* fait référence au champ d'ondes internes *in situ*). Si le niveau dépasse celui du modèle, k_c sera plus petit et des transferts d'énergie vers les petites échelles associées à la fine-structure se feront à partir de longueurs d'ondes plus grandes et inversement pour un niveau plus faible. La prise en compte de k_c variable est alors importante pour estimer correctement le niveau d'énergie *in situ*. Comme l'illustre la [Fig. 2.12 \(en bas\)](#) le fait de ne pas prendre en compte la saturation du champ d'ondes internes peut mener à sous-estimer ou surestimer son énergie.

La valeur de l'intégration du spectre de V_z du modèle de Garrett et Munk jusqu'à $k_c^{GM} = 0.1$ cpm ($\lambda_c = 10$ m) est égale à $0.7N^2$. Pour prendre en compte la saturation du spectre lors du calcul de la variance de V_z , [Gregg et al. \(2003\)](#) utilisent cette propriété et déterminent k_c *in situ* en fonction du niveau local d'énergie du champ d'ondes internes. La valeur de k_c est déterminée telle que :

$$\int_0^{k_c} S(V_z) dk_z = 0.7N^2 \quad (2.62)$$

Une fois k_c déterminé, [Gregg et al. \(2003\)](#) l'utilisent dans la relation suivante comme estimateur de la variance du cisaillement vertical :

$$\frac{\langle V_{z10}^2 \rangle}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}} = \frac{k_c^{GM}}{k_c} \quad (2.63)$$

Ceci suppose que l'allure du spectre *in situ* est constante comme pour le modèle de Garrett Munk (spectres blancs). Lors de notre étude des paramétrisations on montrera que ce n'est pas le cas le long de la section Ovide ([Chapitre 3 55](#)). [Gregg et al. \(2003\)](#) formule une paramétrisation de la dissipation telle que :

$$\boxed{\epsilon_{G03} = \epsilon_0 L(f, N) \frac{N^2}{N_0^2} \left(\frac{k_c^{GM}}{k_c} \right)^2 F_*(R_\omega)} \quad (2.64)$$

où

$$F_*(R_\omega) = \left(\frac{1 + 1/R_\omega}{4/3} \right) \left(\frac{2}{R_\omega - 1} \right)^{1/2} \quad (2.65)$$

$$L(f, N) = \frac{f \cosh^{-1}(N/f)}{f_0 \cosh^{-1}(N_0/f_0)} \quad (2.66)$$

2.3.7 Kunze et al. (2006) : Utilisation combinée des mesures CTD et LADCP

Kunze et al. (2006) systématisent l'utilisation des données CTD et LADCP pour estimer la dissipation en menant des calculs sur un ensemble de sections hydrologiques à partir de la paramétrisation de Gregg et al. (2003). Leur estimation se base sur le cisaillement vertical (calculé à partir des champs de vitesse du LADCP), qu'ils combinent à la distorsion des isopycnes (calculée à partir de la densité CTD) pour calculer le rapport R_ω . Ils proposent également une autre paramétrisation basée uniquement sur la distorsion des isopycnes où R_ω est considéré comme constant, lorsque par exemple des données LADCP sont indisponibles ou éparses. Les deux formulations sont les suivantes :

$$\epsilon_{K06_{shear}} = \epsilon_0 L(f, N) \frac{N^2 \langle V_z^2 \rangle^2}{N_0^2 \langle V_z^2 \rangle_{GM}^2} F_1(R_\omega) \quad (2.67)$$

$$\epsilon_{K06_{strain}} = \epsilon_0 L(f, N) \frac{N^2 \langle \xi_z^2 \rangle^2}{N_0^2 \langle \xi_z^2 \rangle_{GM}^2} F_2(R_\omega) \quad (2.68)$$

avec

$$F_1(R_\omega) = \frac{3(R_\omega + 1)}{2\sqrt{2}R_\omega\sqrt{R_\omega - 1}} \quad (2.69)$$

$$F_2(R_\omega) = \frac{R_\omega(R_\omega + 1)}{6\sqrt{2}\sqrt{R_\omega - 1}} \quad \text{où } R_\omega = \text{constante} \quad (2.70)$$

$$L(f, N) = \frac{f \cosh^{-1}(N/f)}{f_0 \cosh^{-1}(N_0/f_0)} \quad (2.71)$$

2.4 Conclusions

On a pu voir que les paramétrisations de la dissipation basées sur le modèle de Garrett et Munk ont évolué au fil des années en se confrontant régulièrement aux observations directes de micro-structure (Gregg, 1989; Polzin et al., 1995; Gregg et al., 2003). Nous appliquerons les formulations les plus récentes (Gregg et al., 2003; Kunze et al., 2006) aux données des campagnes Ovide.

Chapitre 3

Etude de la paramétrisation du mélange vertical associé aux ondes internes

*« In serial music, the series itself is seldom audible...
What I'm interested in is a compositional process and a sounding music
that are one in the same thing. »*
— Steve Reich

Introduction

Les paramétrisations de la dissipation de l'énergie cinétique des ondes internes sont intéressantes car elles utilisent des quantités dont les mesures sont répandues et éprouvées (vitesse et stratification), tandis que les mesures directes de dissipation requièrent des appareils coûteux dont le déploiement reste délicat. Le principe des calculs est d'estimer le niveau d'énergie E_{OI} *in situ* des ondes internes à partir de la variance des cisaillements verticaux V_z et du strain des isopycnes ξ_z . D'autres termes peuvent intervenir pour améliorer l'estimation de la dissipation (effet de la fréquence des ondes, effet de la latitude). Nous détaillons ici l'ensemble des termes intervenant dans les différentes paramétrisation qu'on a présenté précédemment. Ceci nous permettra de déterminer la méthode la plus performante lors de la comparaison des estimations aux observations du VMP.

3.1 Calcul de V_z

Nous utilisons les profils de vitesses horizontales u et v obtenus à partir des stations LADCP avec une résolution verticale de 16 m. Ces profils ont été obtenus en traitant les données brutes à l'aide de la méthode de Visbeck (Visbeck, 2002). On cherche à obtenir la variance de V_z à l'aide du théorème de Parseval-Plancherel, en appliquant une transformée Fourier pour déterminer la densité spectrale d'énergie des nombres d'ondes verticaux. L'approche spectrale permettra d'une part de limiter l'intégration de la variance à l'intervalle des

longueurs d’ondes décrivant l’échelle verticale des ondes internes et d’autre part de minimiser l’impact du bruit instrumental aux plus petites échelles.

3.1.1 Définition des segments

Pour mener l’analyse spectrale nous travaillons sur des segment des profils de u et v , sur lesquels on opère une transformée de Fourier. Chaque profil est divisé en segments de taille constante, depuis le fond jusque sous la couche de mélange, à environ $100m$ de profondeur. La couche de mélange n’est pas prise en compte pour ne pas inclure les processus différents de ceux liés aux ondes internes. Un profil vertical de profondeur totale D est découpé en un nombre entier p de segments de taille s , avec un résidu d vers la surface :

$$D = (p \times s) + d \tag{3.1}$$

Dans le cas idéal où la profondeur du profil est un multiple de la taille du segment, d est nul. Lorsque ce n’est pas le cas, on obtient $d < s$. On redéfinit alors le segment de surface avec une taille s depuis $100m$ sous la surface vers le fond.

On opère une transformée de Fourier sur chaque segment pour obtenir $S(V)$ et on calcule la variance du cisaillement en intégrant $S(V_z) = k_z^2 \times S(V)$. En répétant cette opération sur tous les segments, on obtient un profil de variance avec une valeur définie sur chaque segment de la surface vers le fond. On refait ensuite le même calcul sur des segments décalés d’une demi-longueur (*overlap*) et on obtient un deuxième profil de variance défini sur des segments décalés. On calcul alors une moyenne entre ces deux profils. La technique de recouvrement entre les segments permet de réduire le bruit sur l’estimation de la variance. On obtient un profil final de variance défini par des segments de taille $s/2$. On note que le demi-segment du fond n’aura bénéficié que d’une seule estimation, le recouvrement n’étant effectif qu’à partir d’une demi-longueur en partant du fond. Ceci peut aussi se produire pour le demi-segment proche de la surface. On schématise le procédé sur la Fig. 3.1.



FIGURE 3.1 – Schéma du procédé de calcul de la variance par segments, à partir de la moyenne d’un découpage initial et d’un découpage en recouvrement. On a choisi un profil ayant une profondeur $D = 1280m$, des segments de taille $s = 320m$ découpant la colonne d’eau du fond jusqu’à la surface, et un résidu $d = 0$ en considérant le cas où la profondeur est un multiple de la taille du segment.

3.1.2 Intervalle d'intégration

La variance du cisaillement vertical s'obtient en intégrant son spectre sur la bande de longueurs d'onde représentative de celles des ondes internes. [Kunze et al. \(2006\)](#) proposent la bande d'intégration $[150m - 300m]$. La limite supérieure a été choisie ici à $300m$, au delà de laquelle la variance obtenue serait associée à des mouvements différents de ceux liés à l'activité des ondes internes. En dessous de $150m$ les auteurs considèrent que la variance est contaminée par le bruit sur le champ de vitesse LADCP. Sans bruit instrumental, la bande représentant le domaine ondulatoire s'étendrait jusqu'à $\lambda_c = 2\pi/k_c$ ($10m$ dans le modèle de Garrett et Munk ([Garrett, 1990](#))). Comme on le verra par la suite la majorité des spectres que l'on obtient ne montrent pas de bruit sur les échelles supérieures à $60m$ et on peut considérer que l'intégration pourra être menée jusqu'à une borne limite située dans la bande $[60m - 150m]$. On propose alors un intervalle d'intégration général qu'il conviendra d'ajuster en fonction de la saturation du spectre des ondes internes et du niveau de bruit :

$$\text{Intervalle}_{\text{shear}} = \left[\frac{2\pi}{300m} \quad \frac{2\pi}{\lambda_z^{\min}} \right] \quad (3.2)$$

$$\text{avec } \lambda_z^{\min} = \frac{2\pi}{k_z^{\max}} \quad \text{tel que } 60m \leq \lambda_z^{\min} \leq 150m \quad (3.3)$$

Etant donnée la résolution verticale du LADCP ($16m$), nous travaillons sur des segments constitués de 20 points de grille (ce qui correspond physiquement à 19 intervalles de $16m$, soit $304m$). La taille du segment fixe la plus grande longueur d'onde accessible, la plus petite étant contrainte par la fréquence de Nyquist = $2 \times$ Résolution du signal (ici $2 \times 16m = 32m$). D'un point de vue numérique ce choix de $304m$ nous permet d'accéder aux 10 raies spectrales suivantes (valeurs arrondies) :

$$[32m = 2 \times 16m \quad 35m \quad 38m \quad 44m \quad 50m \quad 60m \quad 76m \quad 100m \quad 152m \quad 304m = \lambda_z^{\max}] \quad (3.4)$$

3.2 Calcul de ξ_z

Lors du passage d'une onde interne, les isopycnes oscillent sur la verticale. Le déplacement d'une isopycne est calculé comme la différence entre sa profondeur moyenne et sa variation dans le temps et le *strain des isopycnes* ξ_z est défini comme la dérivée verticale de ces déplacements. Lorsqu'on ne dispose que de profils verticaux instantanés, ξ_z peut être exprimé comme ([Kunze et al., 2006](#)) :

$$\xi_z \approx \xi_z^{\langle z \rangle} = \frac{N^2 - N_{\langle z \rangle}^2}{\overline{N^2}} \quad (3.5)$$

où N^2 est la fréquence de Brünt-Väisälä calculée avec $dz = 1m$ à partir de la densité potentielle σ_i référencée localement, $\overline{N^2}$ est une moyenne de N^2 sur le segment sur lequel on travaille et $N_{\langle z \rangle}^2$ est une version filtrée de N^2 obtenue à l'aide d'une moyenne glissante

ou d'un polynôme quadratique. $N^2 - N_{<z>}^2$ représente la perturbation de densité due au champ d'ondes internes qui, normée par $\overline{N^2}$, nous donne la dérivée verticale du déplacement des isopycnes. Un taux de déplacement des isothermes peut être défini de la même façon, en utilisant la température potentielle θ déduite des mesures CTD et référencée en surface. En utilisant le même $dz = 1m$ on construit un gradient vertical de température $\partial\theta/\partial z$. On définit alors le *strain en température* comme :

$$\xi_z^\theta = \frac{\theta_z - \theta_{z<z>}}{\theta_z} \quad (3.6)$$

Dans la suite de cette thèse nous avons choisi d'utiliser la terminologie *strain* lorsqu'on fait référence au taux de déplacement des isopycnes. Nous préciserons *strain des isopycnes* pour le différencier du *strain des isothermes* si une confusion est possible.

3.2.1 Définition des segments

Le strain est calculé sur des segments de 320 points (soit 319m étant donnée la résolution verticale de 1m de la sonde CTD). La procédure est ensuite la même que pour V_z . L'intervalle des longueurs d'ondes accessibles contient alors 160 raies spectrales comprises dans l'intervalle :

$$[2m = 2 \times 1m \quad \dots \quad 319m = \lambda_z^{max}] \quad (3.7)$$

La variance du strain s'obtient en intégrant son spectre sur l'intervalle [10m – 150m]. Au delà de 150m, la variance contient le signal de la stratification ambiante (Kunze et al., 2006). La saturation du spectre peut aussi être prise en compte et on propose l'intervalle d'intégration :

$$\text{Intervalle}_{\text{strain}} = \left[\frac{2\pi}{150m} \quad \frac{2\pi}{\lambda_z^{min}} \right] \quad (3.8)$$

$$\text{avec } \lambda_z^{min} = \frac{2\pi}{k_z^{max}} \quad \text{tel que } 10m \leq \lambda_z^{min} \leq 150m \quad (3.9)$$

3.2.2 Calculs des strains

On illustre ici les choix retenus pour les calculs des strains, dont les spectres nous serviront par la suite. On compare ici le strain obtenu lorsque $N_{<z>}^2$ est déterminé à l'aide d'une moyenne glissante (ici sur 80m) ou d'un polynôme quadratique, car les deux approches sont utilisées dans la littérature. On a choisi le profil n°70 de la campagne Ovide 2008, proche de la dorsale de Reykjanes (Fig. 3.2 et 3.3). Dans le segment de surface l'utilisation du polynôme quadratique crée un $N_{<z>}^2$ négatif et génère beaucoup de strain là où le polynôme n'arrive pas à reproduire l'allure de N^2 (Fig. 3.2a et Fig. 3.3c). Pour les segments suivants, les strains calculés avec les deux méthodes sont très proches. Étant donné que le polynôme crée un strain trop fort au voisinage de la surface, on décide d'utiliser la moyenne glissante dans la suite de notre étude.

On justifie ci-dessous le choix d'une fenêtre glissante ayant une taille de $80m$. La densité spectrale du strain en nombre d'onde dans le modèle de Garrett et Munk suit la distribution d'un bruit blanc. On s'intéresse à une bande comprise entre 150 et $10m$ et l'apport de la bande $[80m - 150m]$ ne représente que 6.25% de la variance totale $((1/150 - 1/80)/(1/150 - 1/10) = 6.25\%)$. L'application d'une moyenne glissante avec une fenêtre de $80m$ permet de conserver la grande majorité de la variance du profil. On a vérifié que le résultat changeait peu en testant des fenêtres de plus grande taille.

[Kunze et al. \(2006\)](#) proposent d'utiliser la paramétrisation basée sur le strain des isothermes lorsqu'on travaille dans des zones faiblement stratifiées où le rapport signal/bruit devient faible sur l'estimation de la densité. Lorsque la sonde CTD traverse des gradients verticaux, des erreurs de mesures dues aux temps de réponse différents entre les capteurs de température et de conductivité peuvent se produire. Ceci induit des pics sur la salinité (*spiking*) qui se traduisent par des pics sur la densité et un strain des isopycnes trop fort. L'utilisation d'un strain basé sur les isothermes peut alors s'avérer intéressant. On choisit le profil n°15 de la campagne Ovide 2008, au dessus de la plaine abyssale ibérique, pour comparer le strain des isothermes à celui des isopycnes ([Fig. 3.4b et 3.5d](#)). La stratification y est faible et on peut aussi y rencontrer des problèmes de spiking. On ne présente ici que les segments de fond où la stratification $N < 1 \times 10^{-3} s^{-1}$. On montre bien que le strain calculé à partir des isothermes est très différent du strain des isopycnes. Le calcul en température fait apparaître plus de structures, sur des échelles plus petites que pour le strain en densité et il contient plus de variance. Si les estimations de densité étaient contaminées par le bruit, on s'attendrait à obtenir un strain des isopycnes plus fort que celui des isothermes, ce que l'on n'observe pas ici. Manifestement le traitement des données CTD est meilleur que dans le cas de l'étude de [Kunze et al. \(2006\)](#). On continuera de baser notre étude sur le calcul en σ pour déterminer le taux de distorsion des isopycnes, même si l'on mènera aussi le calcul en θ pour comparer les différentes paramétrisations de la dissipation entre elles et par rapport au VMP.

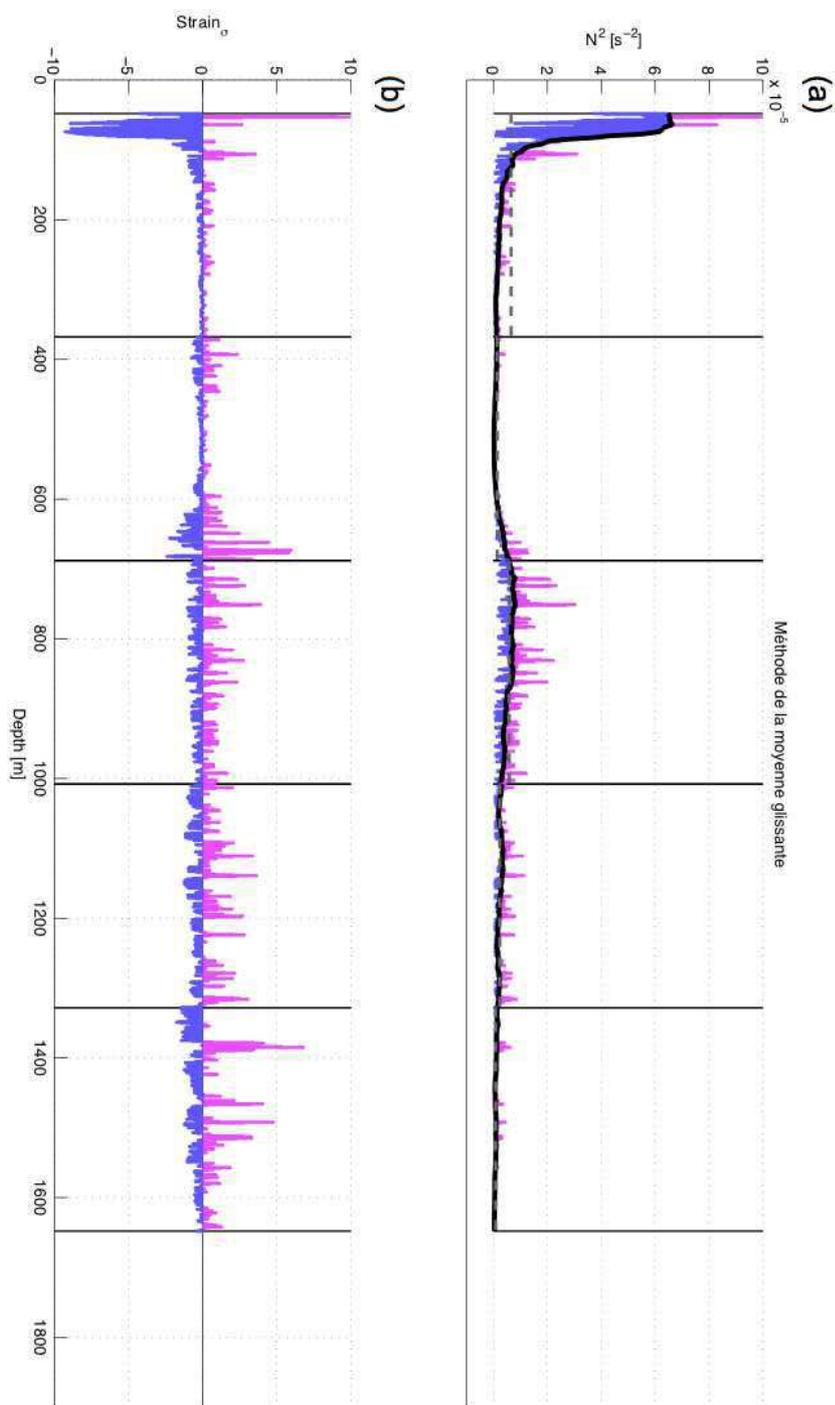


FIGURE 3.2 – Ovide 2008, profil n°70 (Dorsale de Reykjanes). Exemple d'utilisation de la moyenne glissante pour déterminer l'état moyen de la stratification dans le calcul du strain $\xi_z^{<z>}$. En (a) on a tracé N^2 en traits pleins bleu et magenta suivant le signe de la perturbation par rapport à l'état moyen $N_{<z>}^2$ **calculé à l'aide d'une moyenne glissante** (en traits pleins noir). Le $\overline{N^2}$ moyen par segment de 304m est tracé en traits pointillés gris. En (b) on représente le strain évalué par $(N^2 - N_{<z>}^2)/\overline{N^2}$.

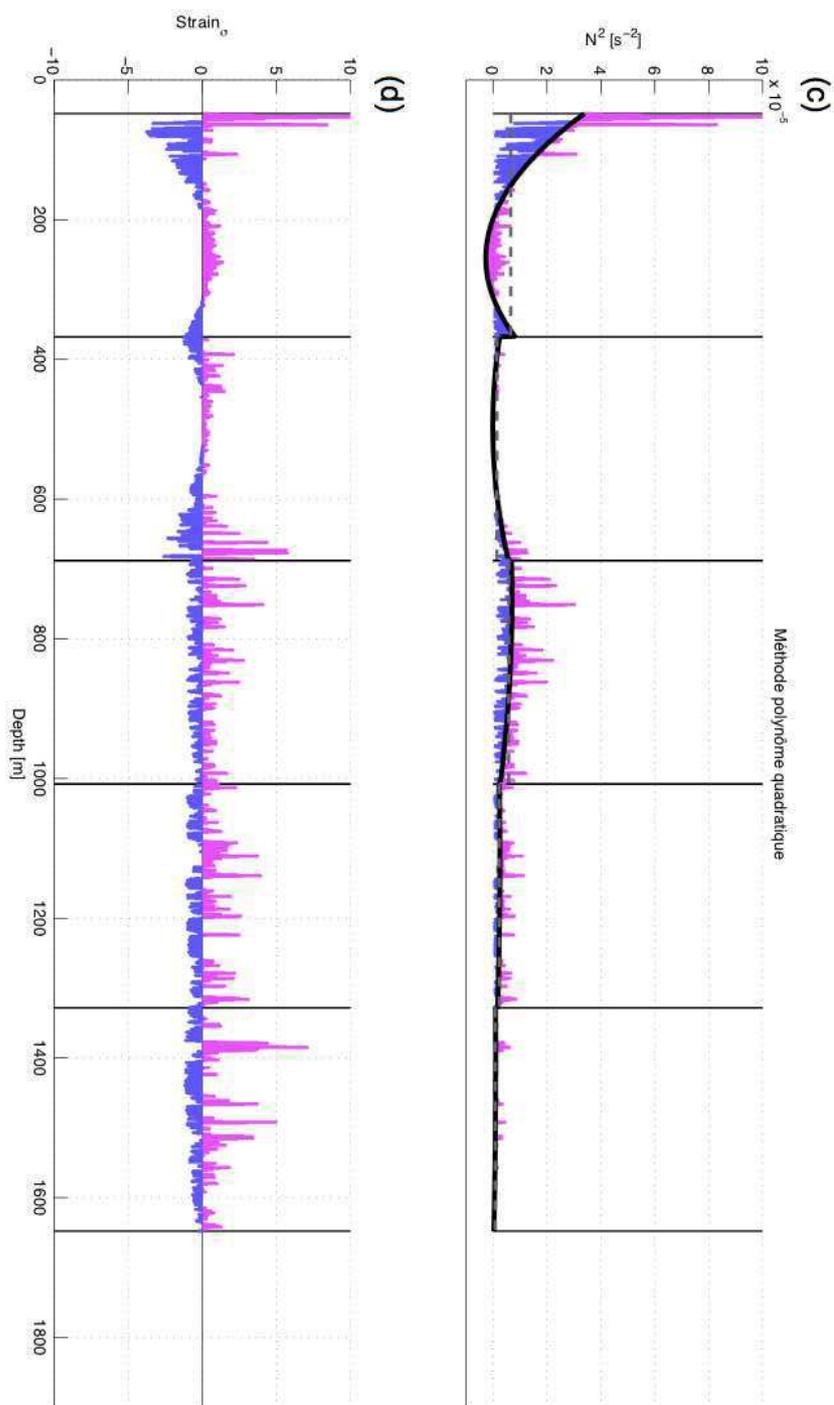


FIGURE 3.3 – Ici (c) et (d) sont l'équivalent de (a) et (b) de la Fig. 3.2 à la différence que l'état moyen $N^2_{\langle z \rangle}$ est calculé à l'aide d'un polynôme quadratique.

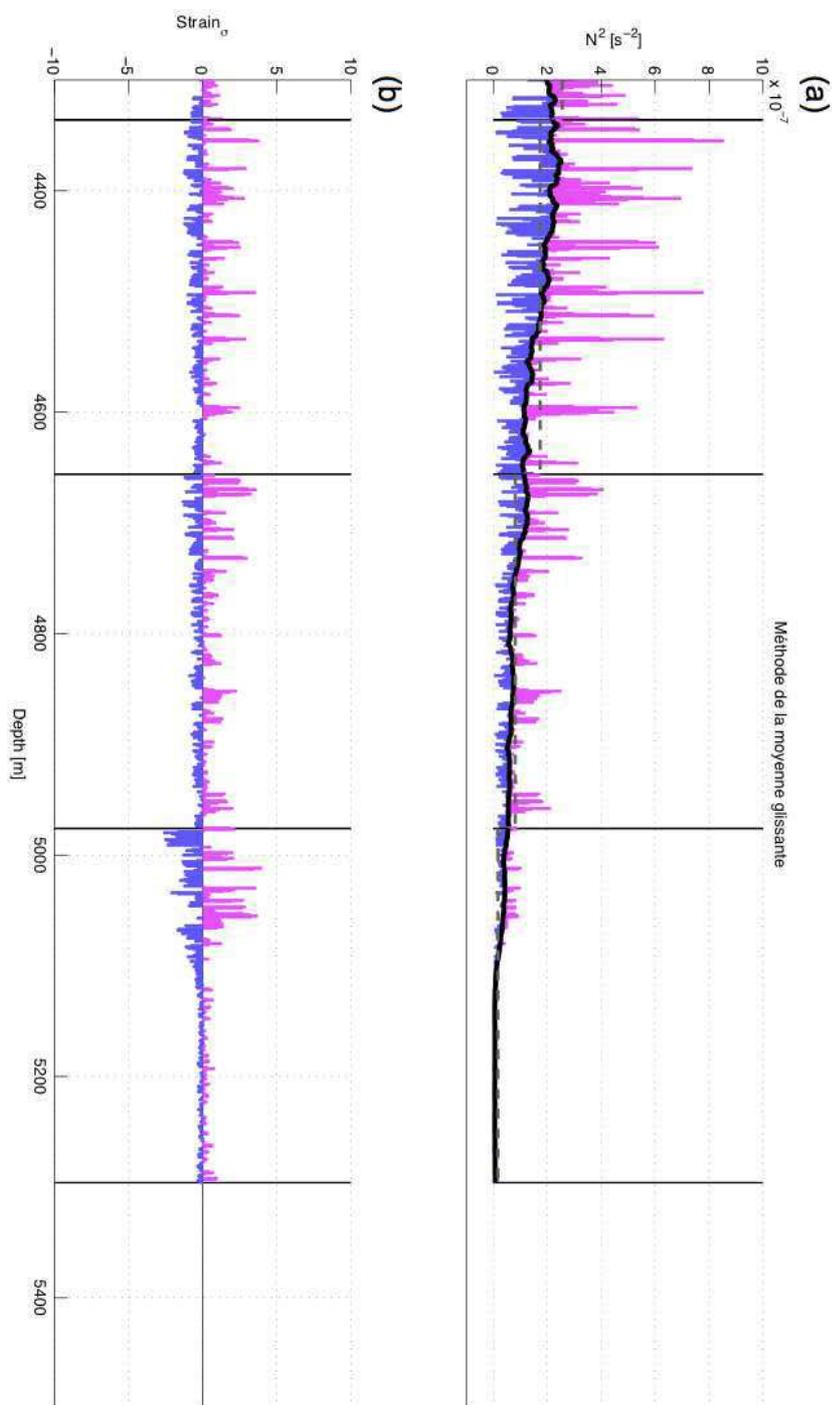


FIGURE 3.4 – Ovide 2008, profil n°15 (Plaine abyssale ibérique). Exemple de détermination du strain des isopycnes, que l’on compare à celui des isothermes (tracé sur la Fig. 3.5). En (a) on a tracé N^2 en traits pleins bleu et magenta suivant le signe de la perturbation par rapport à l’état moyen $N^2_{\langle z \rangle}$ calculé à l’aide d’une moyenne glissante (en traits pleins noir). Le $\overline{N^2}$ moyen par segment de 304m est tracé en traits pointillés gris. En (b) on représente le strain évalué par $(N^2 - N^2_{\langle z \rangle})/\overline{N^2}$.

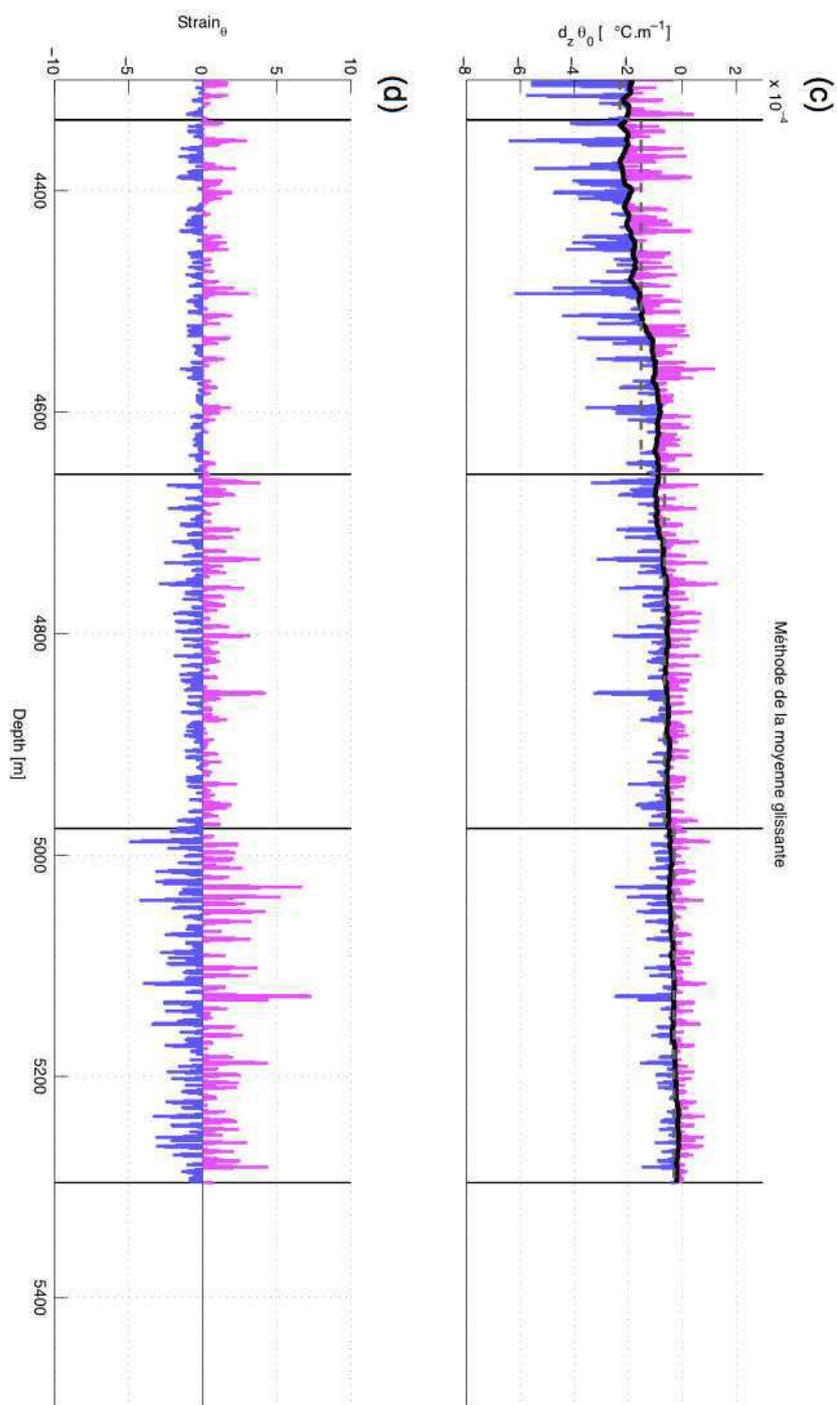


FIGURE 3.5 – Ici (c) et (d) sont l'équivalent de (a) et (b) de la Fig. 3.4 à la différence qu'on calcule ici le strain des isothermes $(\theta_z - \theta_{z\langle z \rangle})/\theta_z$.

3.3 Arcane 1996 : Comparaisons de différentes estimations possibles de ξ_z

Comme on a pu le voir précédemment, le *strain* est défini par la dérivée verticale du déplacement des isopycnes, le déplacement étant déterminé par la différence entre la profondeur moyenne d'une isopycne et sa profondeur instantanée. Pour effectuer ce calcul une série temporelle de mesures est en principe nécessaire. Lorsque des mesures temporelles ne sont pas disponibles pour estimer le strain, on a considéré comme précédemment que l'état moyen d'un profil de stratification peut être déterminé par l'application d'une moyenne glissante sur ce profil. Une comparaison entre cet état et l'état obtenu à partir d'une moyenne temporelle permettrait de valider l'utilisation de la moyenne glissante et de déterminer l'erreur associée à son utilisation. Pour cela on propose d'utiliser les données de la campagne Arcane 1996. Il s'agit d'une série de 24 profils CTD et LADCP répétés pendant près de 27 heures au même point sur le bord du talus continental au large du Portugal, sur une colonne d'eau d'environ 1700 mètres (Fig. 3.6a). Cette partie de l'Atlantique Nord connaît une activité de marée intense et on peut s'attendre à observer du mélange turbulent dû à la marée interne, avec une intensification au niveau du talus là où une conversion entre marée barotrope et barocline s'opère. On peut s'attendre à observer des déplacements verticaux d'isopycnes importants. La stratification est présentée sur la Fig. 3.6b. On observe bien la stratification associée à la couche de mélange au-dessus de 100m, ainsi qu'une partie plus stratifiée entre 500 et 700m. Des structures apparaissent aussi par intermittence plus au fond, de 1200 à 1600m, appuyant l'idée que des ondes internes sont présentes.

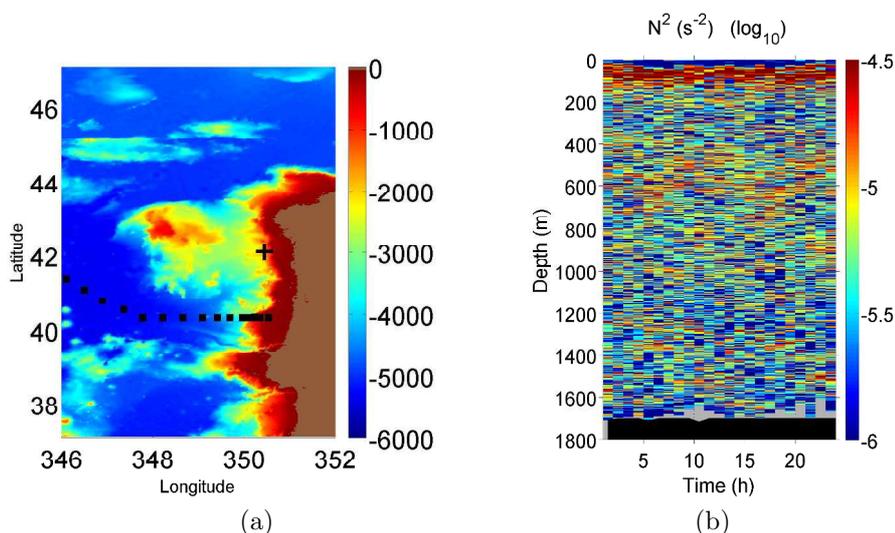


FIGURE 3.6 – (a) Position géographique des données de la campagne Arcane 1996, en un point fixe le long du talus du Portugal (croix noire). La bathymétrie (m) est indiquée en couleurs. On a reporté les positions des premiers profils de la section Ovide (carrés noirs). (b) Variation de la stratification N^2 en fonction du temps au point fixe de la campagne Arcane 1996.

3.3.1 Formulations

En suivant la méthode de [Kunze et al. \(2006\)](#) le strain peut être estimé à l'aide de l'Eq. 3.10 où l'état moyen temporel de la stratification est estimé à l'aide d'une moyenne spatiale glissante et noté $N^2_{\langle z \rangle}$ comme précédemment. La série temporelle dont on dispose nous permet de calculer correctement l'état moyen. Pour déterminer l'erreur associée à l'utilisation de la moyenne glissante, on propose alors d'estimer le strain à l'aide de l'Eq. 3.11. La comparaison des strains obtenus à l'aide des Eq. 3.10 et 3.11 permettra de déterminer l'erreur associée à l'utilisation d'une moyenne spatiale. Une troisième estimation proposée par [Pinkel et al. \(1991\)](#) et [Pinkel & Anderson \(1992, 1997\)](#) est possible. Elle se base sur un suivi explicite des isopycnes (Eq. 3.12) et devrait donner les mêmes résultats que l'Eq. 3.11. Les trois formules sont les suivantes :

$$\xi_z^{\langle z \rangle} = \frac{N^2 - N^2_{\langle z \rangle}}{\overline{N^2}} \quad (3.10)$$

$$\xi_z^{\langle t \rangle} = \frac{N^2 - N^2_{\langle t \rangle}}{\overline{N^2}} \quad (3.11)$$

$$\xi_z^{\langle \sigma \rangle} = \frac{\Delta z^\sigma - \Delta z_{\langle t \rangle}^\sigma}{\Delta z_{\langle t \rangle}^\sigma} \quad (3.12)$$

Ici $\overline{N^2}$ est une moyenne de N^2 sur le segment sur lequel on travaille, $N^2_{\langle z \rangle}$ est obtenu en opérant une moyenne glissante sur N^2 avec une fenêtre centrée de 80m et $N^2_{\langle t \rangle}$ est calculé à partir d'une moyenne temporelle sur l'ensemble des profils de N^2 . La troisième formule est basée sur le suivi des isopycnes, en utilisant $Z(\sigma)$ la profondeur moyenne dans le temps d'une isopycne et $z(t, \sigma)$ sa profondeur instantanée :

$$\Delta z^\sigma = z(t, \sigma_i) - z(t, \sigma_j) \text{ la séparation instantanée des isopycnes} \quad (3.13)$$

$$\Delta z_{\langle t \rangle}^\sigma = Z(\sigma_i) - Z(\sigma_j) \text{ leur séparation moyenne dans le temps} \quad (3.14)$$

3.3.2 Comparaisons entre $\xi_z^{\langle z \rangle}$ et $\xi_z^{\langle t \rangle}$

On présente les estimations $\xi_z^{\langle z \rangle}$, $\xi_z^{\langle t \rangle}$ (et $\xi_z^{\langle \sigma \rangle}$ qu'on détaillera après) sur la Fig. 3.7. Les deux estimations $\xi_z^{\langle z \rangle}$ et $\xi_z^{\langle t \rangle}$ sont ici très proches. Leurs amplitudes sont comparables aux mêmes profondeurs et mêmes instants. En traçant $\xi_z^{\langle z \rangle} = f(\xi_z^{\langle t \rangle})$ sur la Fig. 3.8, on observe bien le comportement linéaire d'une estimation par rapport à l'autre. Pour chaque instant, on calcule la pente de la droite passant par le nuage de points à l'aide d'une méthode des moindres carrés dans laquelle le poids des points éloignés est minimisé (Tab. 3.1). Le comportement linéaire est vérifié par les pentes de la régression linéaire qui sont très proches de 1, avec une dispersion moyenne relativement faible d'environ 0.30.

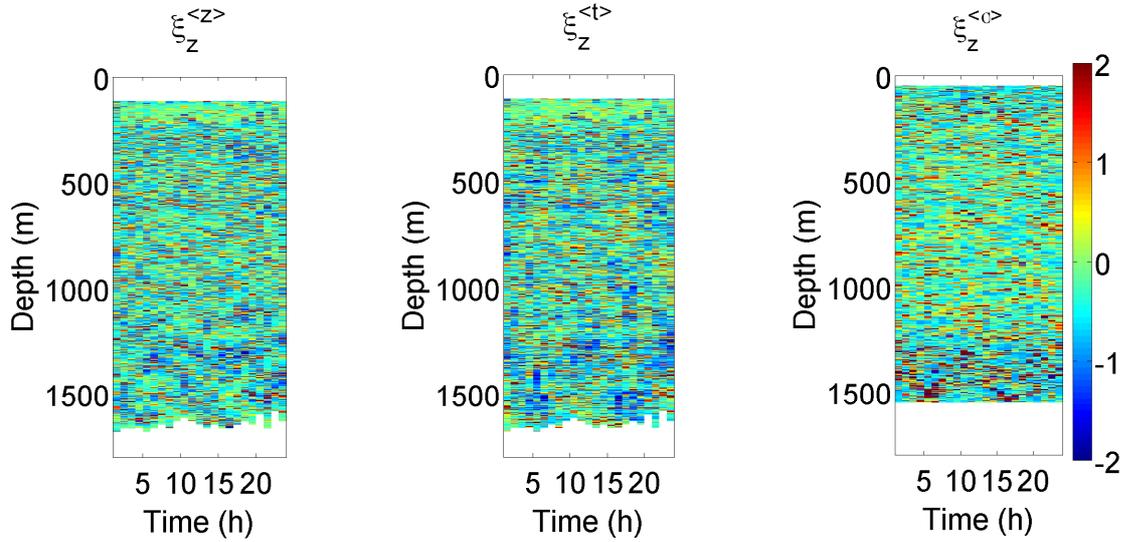


FIGURE 3.7 – Profils en fonction du temps des différentes estimations du strain (adimensionnels).

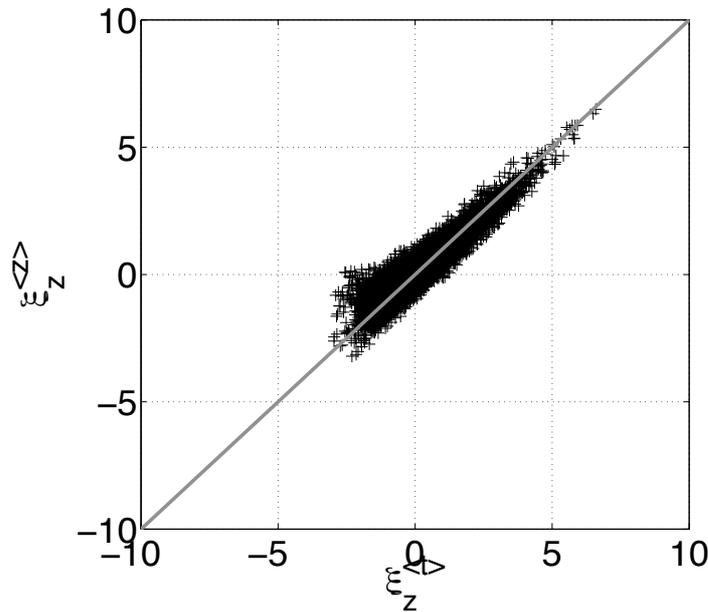


FIGURE 3.8 – Comportement de la relation $\xi_z^{<z>} = f(\xi_z^{<t>})$.

Ces résultats montrent que l'utilisation de la moyenne glissante pour estimer l'état moyen de la stratification est correcte. On vérifie tout de même les spectres de $\xi_z^{<z>}$ et $\xi_z^{<t>}$ que l'on trace sur la Fig. 3.9. Les comportements aux plus petites échelles du spectre sont très proches et diffèrent sur la partie plus grande échelle, où le spectre de $\xi_z^{<z>}$ est plus faible

Instants	Pente (robust fit)	RMS (robust fit)
1	0.9828	0.3106
2	0.9708	0.2618
3	0.9793	0.2852
4	1.0185	0.2916
5	0.9848	0.3215
6	0.9864	0.3005
7	1.0020	0.2657
8	0.9746	0.2522
9	1.0038	0.2547
10	0.9817	0.2965
11	0.9944	0.3331
12	0.9982	0.2824
13	0.9790	0.2474
14	1.0037	0.2294
15	0.9571	0.2918
16	1.0167	0.3543
17	1.0192	0.3775
18	0.9661	0.3870
19	0.9644	0.2773
20	0.9831	0.2653
21	0.9958	0.3142
22	0.9783	0.3669
23	1.0022	0.3711
24	0.9839	0.3062

TABLE 3.1 – Pentas et dispersions de la distribution $\xi_z^{<z>} = f(\xi_z^{<t>})$, obtenues à l'aide d'une régression linéaire, pour les différents profils correspondants à différents instants.

d'un facteur 5 à 10. Cela peut s'expliquer par les deux types d'opération qu'on a effectué sur les profils de N^2 . Dans le cas $\xi_z^{<t>}$, on a effectué une moyenne temporelle sur 24 profils de N^2 répartis sur 27 heures : le signal grande échelle étant présent tout au long du cycle de marée, l'opération de la moyenne ne l'élimine pas de l'estimation. Pour $\xi_z^{<z>}$, on a déterminé l'état moyen de N^2 à l'aide d'une moyenne glissante sur une fenêtre centrée de 80m, ce qui a pour effet de faire disparaître le signal aux échelles supérieures à la taille de la fenêtre. C'est bien cette différence qu'on observe ici. En conséquence, aux échelles supérieures à 50m, le spectre de $\xi_z^{<t>}$ suit mieux l'allure du spectre de Garrett et Munk que celui de $\xi_z^{<z>}$ et il représente un meilleur estimateur pour mesurer l'écart au modèle de Garrett et Munk. La comparaison des intégrales de $S(\xi_z^{<t>})$ et $S(\xi_z^{<z>})$ sur l'intervalle [10 – 150m] donne une différence d'environ 1%, ce qui quantifie la perte de variance lorsqu'on utilise $S(\xi_z^{<z>})$. Cette erreur est faible et ne remet pas en cause le choix de l'intervalle d'intégration. Ainsi il est plus correct de calculer un strain tel que $\xi_z^{<t>}$, mais si des séries temporelles ne sont pas disponibles l'utilisation de $\xi_z^{<z>}$ restera satisfaisante.

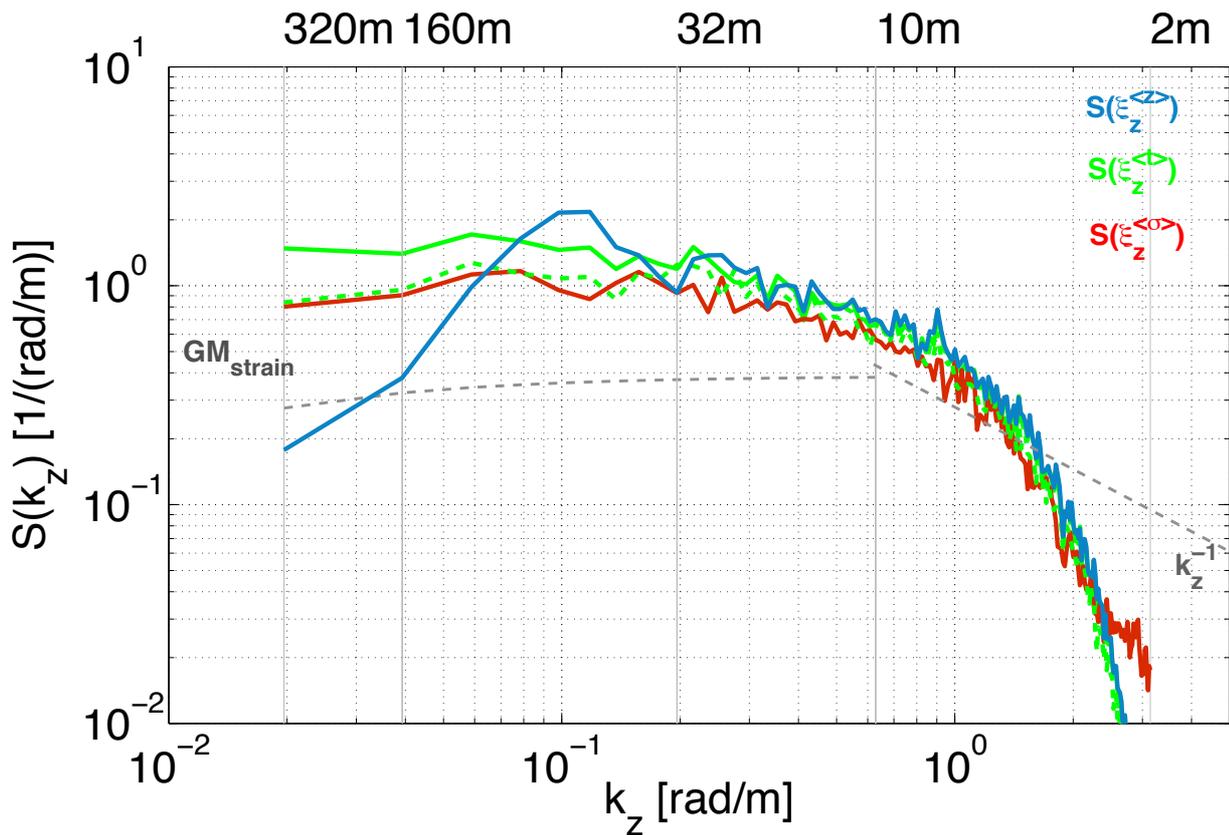


FIGURE 3.9 – Spectres des strains $\xi_z^{<z>}$ (bleu), $\xi_z^{<t>}$ (vert traits plein et pointillés) et $\xi_z^{<\sigma>}$ (rouge), ainsi que celui du modèle de Garrett et Munk (en pointillés gris). Ici $\xi_z^{<t>}$ est calculé en utilisant deux variantes pour son facteur de normalisation : soit la moyenne sur le segment $\overline{N^2}$ comme dans l'Eq. 3.11 (vert trait plein), soit la moyenne temporelle $N_{<t>}^2$ en suivant l'Eq. 3.15 (vert traits pointillés).

3.3.3 Suivi du déplacement des isopycnes

On détaille ici la procédure qu'on applique pour suivre le déplacement des isopycnes. Etant donné qu'on dispose d'une série temporelle en un point fixe, on peut calculer le strain en effectuant un suivi explicite des isopycnes pour déterminer leurs déplacements verticaux dans le temps (Eq. 3.12). Pour cela on a besoin de suivre en profondeur une isopycne, d'instant en instant et de déterminer ses écarts par rapport à sa profondeur moyenne. On travaille avec le champ de densité potentielle σ_1 référencé à $1000m$. Pour suivre une isopycne dans le temps, la procédure est la suivante : à l'instant $t = 1$, on définit I isopycnes dont on trouve les profondeurs dans le profil n°1. On a sélectionné environ 1000 isopycnes, comprises entre 30.8261 et $32.4208 \text{ kg.m}^{-3}$, avec un pas $\Delta\sigma = 0.0016 \text{ kg.m}^{-3}$. Pour éviter d'inclure des inversions on a travaillé avec des profils de densité ordonnés de la surface vers le fond. On nomme cet ensemble d'isopycnes σ_{BIN} , qui est défini aux profondeurs z_{BIN} . Aux instants t suivants, on interpole le profil σ_t sur la grille σ_{BIN} pour pouvoir retrouver les mêmes isopycnes et connaître leurs nouvelles profondeurs z_t . Pour illustrer le calcul on trace les isopycnes obtenues sur la Fig. 3.10a.

On calcule les déplacements verticaux η des isopycnes par rapport à leur profondeur moyenne, tels que $\eta(t, \sigma) = z(t, \sigma) - Z(\sigma)$. Des déplacements supérieurs à $50m$ sont observés au fond (Fig. 3.10b). Ceci peut être interprété comme une onde interne de période semi-diurne, probablement générée depuis le talus proche. Il suffit de calculer la dérivée verticale des déplacements des isopycnes les unes par rapport aux autres pour obtenir le strain $\xi_z^{<\sigma>}$, que l'on comparera à $\xi_z^{<z>}$ et $\xi_z^{<t>}$. L'écart moyen des isopycnes $\Delta z_{<t>}^\sigma$ est utilisé dans le calcul et on le représente sur la Fig. 3.10c.

Les isopycnes étant sélectionnées avec un $\Delta\sigma$ fixe, leur espacement vertical est variable : l'écart moyen est minimum ($\approx 22cm$) là où la stratification est la plus forte, maximum pour les zones de stratification plus faible au fond ($\approx 5m$), avec pour l'ensemble une moyenne de $2.3m$. On calcule $\xi_z^{<\sigma>}$ (Eq. 3.12), puis on l'interpole sur la même grille verticale à $1m$ que $\xi_z^{<z>}$ et $\xi_z^{<t>}$. On limite alors les comparaisons aux longueurs d'ondes supérieures à $2 \times dz_{moyen} \approx 5m$, excepté au fond où on considérera plutôt $10m$.

On présente les profils verticaux de $\xi_z^{<\sigma>}$ en fonction du temps sur la Fig. 3.7. Aux grandes échelles verticales, la distribution spatiale de $\xi_z^{<\sigma>}$ est comparable à celles de $\xi_z^{<z>}$ et $\xi_z^{<t>}$. Le spectre $S(\xi_z^{<\sigma>})$ (Fig. 3.9) montre des amplitudes plus faibles, mais sa forme est similaire à $S(\xi_z^{<t>})$ et suit bien l'allure du modèle de Garrett et Munk. En comparant les intégrales de $S(\xi_z^{<t>})$ et $S(\xi_z^{<\sigma>})$ sur l'intervalle $[10m - 150m]$, on obtient une différence de près de 21 %, ce qui n'est pas négligeable. Le strain évalué à partir du suivi des isopycnes est *a priori* plus juste que l'estimation $\xi_z^{<t>}$ qui fait intervenir une normalisation par une stratification moyenne par segment. On montre que l'utilisation de $\overline{N^2}$ évalué sur la taille d'un segment mène à une surestimation de l'amplitude du strain. On peut imaginer alors utiliser l'état moyen dans le temps de la stratification plutôt que la moyenne sur le segment. On propose alors une variante de l'Eq. 3.11 :

$$\xi_z^{<t>*} = \frac{N^2 - N_{<t>}^2}{N_{<t>}^2} \quad (3.15)$$

Le spectre de ce nouveau strain est tracé sur la Fig. 3.9 (trait pointillé vert). Le niveau et l'allure de $S(\xi_z^{<t>*})$ sont clairement en meilleur accord avec ceux de $S(\xi_z^{<\sigma>})$. La comparaison entre les deux intégrales donne une différence d'environ 11 %, ce qui montre que l'estimation $\xi_z^{<t>*}$ est plus juste que celle obtenue par $\xi_z^{<t>}$.

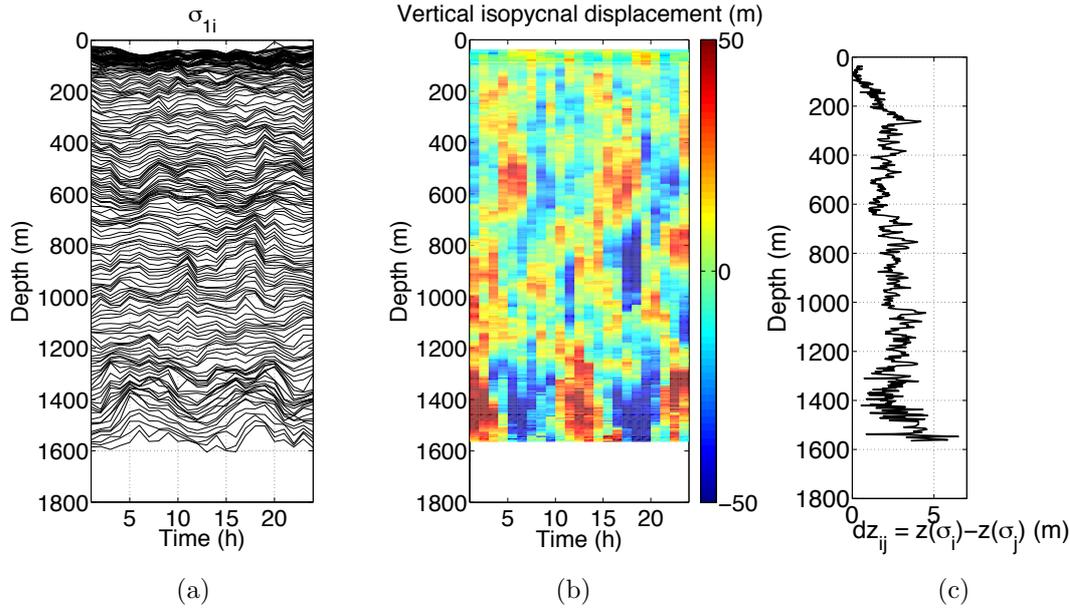


FIGURE 3.10 – Arcane 1996. (a) Position des isopycnes à un point fixe, en fonction du temps. On a tracé ici une isopycne sur cinq pour alléger le graphique. (b) Déplacements verticaux des isopycnes par rapport à leur profondeur moyenne et tracés en fonction du temps. Les déplacements ont été calculés comme $\eta(t, \sigma) = z(t, \sigma) - Z(\sigma)$. (c) Différences entre les profondeurs moyennes des isopycnes.

3.3.4 Conclusions

On a pu vérifier que le calcul du strain $\xi_z^{<t>}$ est en accord avec $\xi_z^{<\sigma>}$ qui utilise le suivi explicite des isopycnes dans le temps. Cet accord sera d'autant meilleur que l'on utilisera une normalisation par l'état moyen dans le temps de la stratification plutôt que la valeur moyenne par segment. En comparant $\xi_z^{<z>}$ basé sur la moyenne spatiale à $\xi_z^{<t>}$, on a montré que $\xi_z^{<z>}$ était une approximation adéquate de $\xi_z^{<t>}$ lorsqu'on ne dispose que de profils verticaux instantanés.

3.4 Calcul des spectres

On donne ici les détails du calcul des spectres $S(V_z)$ et $S(\xi_z)$.

3.4.1 Application de fenêtres spectrales

Notre signal étant fini, sa transformée de Fourier revient à convoluer dans l'espace spectrale la transformée du signal avec la transformée d'une fenêtre rectangulaire. Cette dernière se caractérise par des lobes secondaires significatifs qui redistribuent de la variance sur différentes longueurs d'ondes, rendant ainsi la densité spectrale incorrecte. Pour limiter cela, nous appliquons une fenêtre de Tukey sur le signal avant de calculer la transformée de Fourier. Au préalable la tendance linéaire du signal a été enlevée.

Pour V_z , comme nous travaillons sur peu de points (ici 20), nous utilisons une fenêtre de Tukey à 25 % qui est le taux minimal pour ne pas se ramener au cas d'une fenêtre rectangulaire. L'application d'une fenêtre sur le signal a pour conséquence une perte systématique de variance, que nous corrigeons statistiquement par un facteur égal à :

$$\text{loss}_{\text{windowing}}^{\text{shear}} = 1.25 \quad (3.16)$$

Dans le cas de ξ_z , pour chaque segment on a 320 points disponibles pour le calcul et nous utilisons une fenêtre de Tukey à 10%. Nous corrigeons ensuite la perte de variance en multipliant par le facteur adéquat, ici :

$$\text{loss}_{\text{windowing}}^{\text{strain}} = 1.07 \quad (3.17)$$

3.4.2 Calcul et intégration des spectres

En considérant les différents points présentés précédemment, les spectres de V_z normalisés par la stratification et de ξ_z (Eq. 3.5) sont obtenus par les formules suivantes :

$$S\left(\frac{V_z}{N}\right) = \frac{1}{N^2} \frac{|\text{FFT}(u \times W_{25\%})|^2 + |\text{FFT}(v \times W_{25\%})|^2}{n_{\text{FFT}}} \times k_z^2 \times \text{loss}_{\text{windowing}}^{\text{shear}} \times C_{\text{shear}} \quad (3.18)$$

$$S(\xi_z) = \frac{|\text{FFT}(\xi_z \times W_{10\%})|^2}{n_{\text{FFT}}} \times \text{loss}_{\text{windowing}}^{\text{strain}} \times C_{\text{strain}} \quad (3.19)$$

avec ici :

- FFT la transformée de Fourier Matlab ;
- n_{FFT} le nombre de points de la transformée de Fourier. On utilise 20 points pour V_z et 320 points pour ξ_z (Sous-section 3.1.1 p. 56) ;
- $W_{p\%}$ une fenêtre de Tuckey à p % ;
- $\text{loss}_{\text{windowing}}$ terme compensant statistiquement la perte de variance due à l'application de la fenêtre $W_{p\%}$;
- C_{shear} et C_{strain} les termes de corrections spectrales d'après Polzin *et al.* (2002) et que l'on détaille dans la sous-section qui suit.

Une fois les spectres calculés, leur intégration permet d'obtenir les variances représentatives de l'énergie des ondes internes dont on va se servir dans les paramétrisations de la dissipation :

$$\frac{\langle V_z^2 \rangle}{\overline{N}^2} = \int_{k_z^{min}}^{k_z^{max}} S\left(\frac{V_z}{\overline{N}}\right) dk_z \quad (3.20)$$

$$\langle \xi_z^2 \rangle = \int_{k_z^{min}}^{k_z^{max}} S(\xi_z) dk_z \quad (3.21)$$

Les variances de ces mêmes quantités dans le modèle de Garrett et Munk sont obtenues par :

$$\frac{\langle V_z^2 \rangle_{GM}}{\overline{N}^2} = \frac{3\pi E_0 b j_*}{2} \int_{k_z^{min}}^{k_z^{max}} \frac{k_z^2}{(k_z + k_{z*})^2} dk_z \quad (3.22)$$

$$\langle \xi_z^2 \rangle_{GM} = \frac{\pi E_0 b j_*}{2} \int_{k_z^{min}}^{k_z^{max}} \frac{k_z^2}{(k_z + k_{z*})^2} dk_z \quad (3.23)$$

avec les constantes et variables du modèle que l'on a présenté dans l'introduction sur les ondes internes ([Chapitre 2, Sous-section 2.2.2 p. 38](#)).

3.4.3 Corrections spectrales de Polzin et al. (2002)

En comparant les spectres du cisaillement vertical obtenus à partir de sondes LADCP et XCP (Expendable Current Profiler), qui échantillonnent la colonne d'eau avec des résolutions verticales respectives de 16 et 1m, [Polzin et al. \(2002\)](#) observent une mauvaise réponse du LADCP aux longueurs d'ondes inférieures à 100m ([Fig.3.11](#)). Les auteurs proposent alors une correction du spectre du cisaillement qui prend en compte plusieurs aspects de la mesure et du traitement des données. Le spectre LADCP ainsi corrigé est alors plus conforme aux observations XCP et par là même en meilleur accord avec l'allure du spectre du modèle de Garrett et Munk.

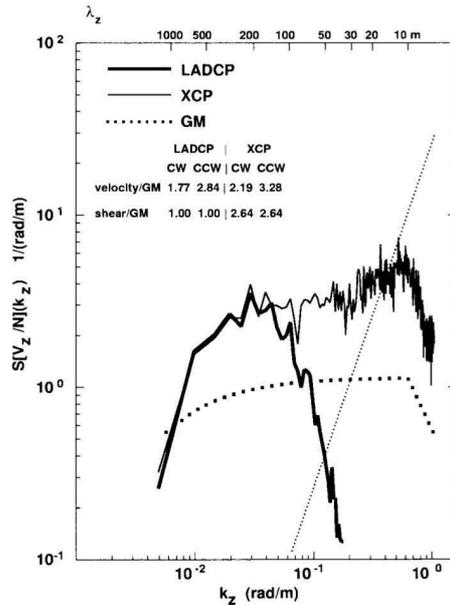
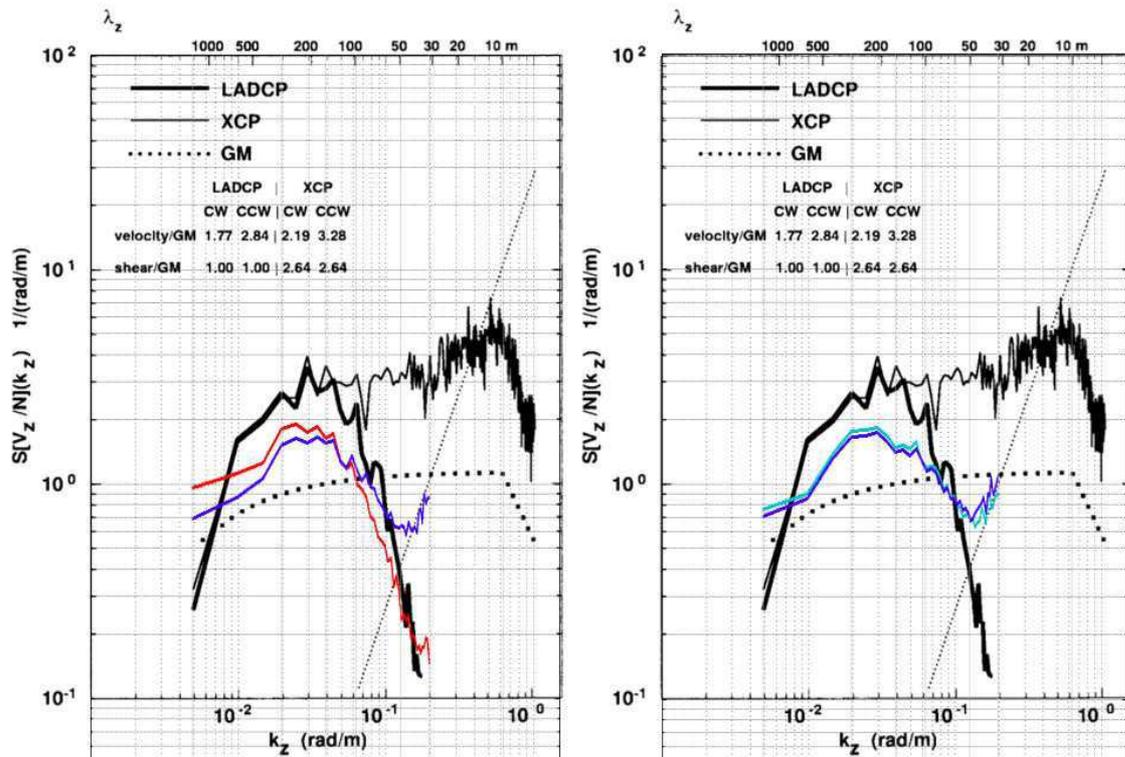


FIGURE 3.11 – Figure tirée de [Polzin et al. \(2002\)](#). Le spectre du cisaillement vertical des vitesses LADCP est comparé au spectre des vitesses XCP dont l'allure est cohérente avec le spectre de Garrett et Munk.

Comme on l'a évoqué dans le chapitre de présentation des données ([Chapitre 1, Section 1.2 p. 24](#)), deux méthodes ont été développées pour traiter les mesures LADCP. La première fut proposée par [Firing & Gordon \(1990\)](#) et [Fischer & Visbeck \(1993\)](#) et utilise *l'intégration des cisaillements verticaux*. Une deuxième plus récente fût proposée par [Visbeck \(2002\)](#) et se base sur une *méthode inverse*. Il s'agit là de deux traitements qui ont un impact différent sur la partie fine-échelle du spectre des cisaillements que [Polzin et al. \(2002\)](#) proposent de corriger. Cependant, l'étude de ces derniers se basait sur des spectres obtenus à partir de la méthode intégrale, tandis que les données de la campagne Ovide ont été traitées à l'aide de la méthode inverse. Il convient alors de vérifier le comportement des spectres de la campagne Ovide avant d'envisager toute correction.

On trace les spectres de la campagne Ovide en les superposant au spectre de l'étude de [Polzin et al. \(2002\)](#). Les données de la campagne Ovide 2008 nous donnent accès aux champs de vitesses calculés à partir des deux méthodes ([Fig. 3.12a](#)). Pour l'année 2010 on ne dispose cette fois ci que des résultats de la méthode inverse, mais pour deux configurations, l'une avec un seul LADCP BB150 kHz orienté vers le fond (configuration L1) et l'autre combinant le BB150 kHz avec le WH300 kHz orienté vers la surface (configuration L2) ([Fig. 3.12b](#)). Pour obtenir les spectres moyens on réalise une moyenne sur l'ensemble des spectres, mais en excluant les zones situées en-dessous de 3500m pour minimiser la contamination par le bruit instrumental.



(a) Ovide 2008. Méthode intégrale *vs* inverse (b) Ovide 2010. Méthode inverse L1 *vs* inverse L2

FIGURE 3.12 – Spectres du cisaillement vertical des vitesses horizontales $S(V_z)$, normés par la stratification et superposés à la figure tirée de Polzin et al. (2002). (a) Moyenne des spectres de la campagne Ovide 2008 obtenus en excluant les zones situées en-dessous de 3500m, dans le cas des données LADCP traitées par la méthode intégrale (rouge) et inverse (bleu). (b) Moyenne des spectres de la campagne Ovide 2010 obtenus en excluant les zones situées en-dessous de 3500m, dans le cas des données LADCP traitées par la méthode inverse, en utilisant une configuration L1 à un seul LADCP BB150 (cyan) et à l'aide de la combinaison L2 du BB150 et WH300 (bleu).

Le spectre obtenu par la méthode intégrale suit la même allure que le spectre présenté dans Polzin et al. (2002) qui utilisent cette méthode (Fig. 3.12a). Les données sont différentes, ce qui explique les différences d'amplitudes, mais l'allure générale est respectée et la partie plus grande échelle des spectres des données Ovide suit mieux le modèle. On observe bien la chute par rapport au XCP à partir des longueurs d'ondes de l'ordre de 160m, alors que le spectre XCP reste aligné à l'allure du spectre de Garrett et Munk. La méthode inverse permet d'obtenir un spectre assez proche de celui de la méthode intégrale pour les grandes longueurs d'ondes, même si des différences d'amplitudes subsistent. De la même façon que pour celui de la méthode intégrale, le spectre montre une atténuation à partir de 160m : les profils de descente et de montée ont été utilisés, ce qui mène à lisser les données, expliquant ainsi l'atténuation aux plus petites longueurs d'ondes. Aux alentours de 60m le comportement est amélioré et le spectre suit beaucoup mieux l'allure du XCP que celui obtenu par la méthode

intégrale. A partir de $40m$ il finit par diverger en suivant une tendance en k_z^2 , ce qui suggère une contamination par le bruit instrumental. On montre ici l'amélioration apportée par la méthode inverse par rapport à la méthode intégrale.

Le logiciel utilisé pour la méthode inverse permet de combiner les données de différents LADCP. On montre sur la Fig. 3.12b le spectre moyen issu la configuration utilisant uniquement le BB150 (configuration L1), ainsi que celui obtenu à partir de la combinaison du BB150 et du WH300 (L2, configuration de référence du traitement des données Ovide). Les deux spectres sont très proches pour des longueurs d'ondes inférieures à $50m$. L'utilisation supplémentaire d'un deuxième LADCP permet d'accéder de mieux résoudre les plus petites longueurs d'ondes, ce que l'on observe avec le spectre L2 qui est supérieur à celui de L1 entre 50 et $32m$. L'utilisation d'un deuxième LADCP rajoute des contraintes à l'inversion et l'estimation obtenue par la configuration L2 est *a priori* meilleure. Cette amélioration est argumentée dans l'étude de Thurnherr (2010) qui compare des traitements combinant un ou deux LADCP. L'étude estime un niveau de bruit typique de 3.2 cm/s (pour $n_{\text{ping}} \sim O(100)$ servant à constituer une mesure) pour un montage L1 et 2 cm/s pour un montage L2.

Etant donnée la chute du spectre des cisaillements LADCP par rapport au spectre XCP, les études de Polzin et al. (2002) et Thurnherr (2011) proposent un certain nombre de corrections permettant de redresser le spectre LADCP pour le ramener vers l'allure XCP pour des longueurs d'ondes comprises entre 160 et $32m$. Ces corrections se basent sur des fonctions de transfert que l'on décrit ci-dessous. Nous ne reprenons ici que les idées principales à propos de ces corrections et on suggère au lecteur non-familier avec les données LADCP de se référer aux études citées.

Range averaging Chaque *ping* LADCP éclaire une partie de la colonne d'eau dont la taille est fonction du temps de transmission du ping, telle que $\Delta z_t = c\Delta t_t \sin\theta$ (ici = $16m$ avec des mesures à $150kHz$). Lors d'un cycle de mesure, la vitesse obtenue est une moyenne de toutes les mesures dans une cellule verticale de taille $\Delta z_r = c\Delta t_r \sin\theta$ (= $16m$ aussi, fixée par la configuration du LADCP). Ici c est la vitesse du son et $\theta = 60^\circ$ l'angle des rayons du LADCP par rapport à l'horizontale. Lors de la mesure le profil de vitesse de l'océan est alors convolué par une fenêtre rectangulaire de largeur $\Delta z_t + \Delta z_r$. Les auteurs modélisent la fonction de transfert dans le domaine spectral par :

$$T_1(k_z) = \text{sinc}^2\left(\frac{k_z \Delta z_t}{2\pi}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{k_z \Delta z_r}{2\pi}\right) \quad (3.24)$$

First-differencing Pour éliminer la contribution des mouvements du châssis à l'estimation de vitesse, le profil de vitesse obtenu lors d'un ping est dérivé verticalement pour obtenir un profil de cisaillement par bin. La fonction de transfert de cette étape fait intervenir l'intervalle vertical Δz_{fd} de la différence finie. Les auteurs précisent qu'il n'y a aucun avantage à utiliser un Δz_{fd} différent de l'intervalle de mesure Δz_r , car Δz_{fd} est forcément supérieur ou égal à Δz_r et que l'emploi d'un $\Delta z_{fd} > \Delta z_r$ causerait plus de perte de signal. La fonction de

transfert correspondant à ces opérations est modélisée par :

$$T_2(k_z) = \text{sinc}^2\left(\frac{k_z \Delta z_{fd}}{2\pi}\right) \quad (3.25)$$

On précise que c'est la méthode intégrale qui utilise le calcul des cisaillements et que cette opération n'est pas appliquée dans le cas de la méthode inverse.

Interpolation L'ensemble des profils obtenus lors d'un ping est interpolé linéairement sur une grille verticale uniforme Δz_r . Cette opération n'a lieu que dans la méthode intégrale et pas dans la méthode inverse (Thurnherr, 2011). La fonction de transfert résultante est :

$$T_3(k_z) = \text{sinc}^4\left(\frac{k_z \Delta z_r}{2\pi}\right) \quad (3.26)$$

Binning On opère une moyenne entre les différents profils qui se recouvrent pour obtenir un profil final, pour lequel les valeurs sont définies par bins verticaux Δz_g . La fonction de transfert résultante est :

$$T_4(k_z) = \text{sinc}^2\left(\frac{k_z \Delta z_g}{2\pi}\right) \quad (3.27)$$

Tilting Les inclinaisons possibles de l'instrument dues aux mouvements du châssis vont créer des décalages relatifs entre les centres des cellules de mesures qui ne seront alors pas à la même profondeur (la ligne reliant le centre des cellules pour une paire de rayons opposés ne sera plus horizontale). La moyenne des mesures effectuées en interne dans le LADCP pour se ramener sur une grille verticale selon l'axe z concernera une fraction de la colonne d'eau supérieure à la taille de la cellule initiale. Une partie de la variance sera perdue par rapport à la configuration idéale où les cellules restent alignées. Une correction interne au LADCP consiste à recalculer les mesures d'un nombre entier de cellules ; il subsiste un décalage vertical résiduel inférieur à la taille de la cellule, qui n'est pas pris en compte. Polzin et al. (2002) proposent de déterminer ce décalage vertical entre deux cellules, en fonction de la portée verticale de la sonde. Pour une configuration de l'appareil avec des cellules de mesures de $16m$, ils estiment le décalage moyen $\Delta z_m = 5.75, 9$ ou $12.5m$ (respectivement pour une portée de $96, 160$ ou $272m$). Cette correction spectrale est plus faible comparée aux trois autres et les auteurs la modélisent par :

$$T_5(k_z) = \text{sinc}^2\left(\frac{k_z \Delta z_m}{2\pi}\right) \quad (3.28)$$

Pre-averaging Thurnherr (2011) rappelle que dans la méthode inverse, il n'y a ni *finite-differencing*, ni *interpolation*, mais qu'avant de calculer l'inversion les mesures sont *pre-binnées* sur une grille verticale Δz_s de la taille de la cellule. La correction spectrale correspondante est :

$$T_6(k_z) = \text{sinc}^2\left(\frac{k_z \Delta z_s}{2\pi}\right) \quad (3.29)$$

Type	Paramètre	Fonction de transfert
Range averaging	$\Delta z_r = 16m$ $\Delta z_t = 16m$	$T_1 = \text{sinc}^4\left(\frac{k_z 16m}{2\pi}\right)$
First-differencing	$\Delta z_{fd} = 16m$	$T_2 = \text{sinc}^2\left(\frac{k_z 16m}{2\pi}\right)$
Interpolation	$\Delta z_r = 16m$	$T_3 = \text{sinc}^4\left(\frac{k_z 16m}{2\pi}\right)$
Bining	$\Delta z_g = 16m$	$T_4 = \text{sinc}^2\left(\frac{k_z 16m}{2\pi}\right)$
Tilting	<i>porté verticale</i> $\approx 160m$ $\Delta z_m = 9m$	$T_5 = \text{sinc}^2\left(\frac{k_z 9m}{2\pi}\right)$
Pre-averaging	$\Delta z_s = 16m$	$T_6 = \text{sinc}^2\left(\frac{k_z 16m}{2\pi}\right)$
Total	Méthode intégrale	$C_{\text{shear}}^{-1} = T_{1235} = \text{sinc}^{10}\left(\frac{k_z 16m}{2\pi}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{k_z 9m}{2\pi}\right)$
Total	Méthode inverse	$C_{\text{shear}}^{-1} = T_{1456} = \text{sinc}^8\left(\frac{k_z 16m}{2\pi}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{k_z 9m}{2\pi}\right)$

TABLE 3.2 – Paramètres de la correction spectrale pour les données LADCP des campagnes OVIDE.

On synthétise les différents termes de corrections possibles avec les paramètres de la campagne Ovide dans le Tab. 3.2. Pour voir l'effet de la correction globale on l'applique aux spectres des cisaillements de la campagne 2008 (Fig. 3.13). Pour le cas des données traitées par la méthode intégrale (Fig. 3.13a), le spectre est redressé vers l'allure du XCP entre 160 et 60m, mais une atténuation subsiste. A partir de 60m le spectre diverge et on ne peut alors plus utiliser cette partie de l'intervalle des longueurs d'ondes pour estimer la variance du champ d'ondes internes. Dans le cas des données traitées par la méthode inverse (Fig. 3.13b), le spectre non-corrigé s'affaiblit lui aussi de 160 à 60m et l'application de la correction permet de récupérer un niveau quasi-constant sur cet intervalle. Le spectre corrigé et moins atténué que celui de la méthode intégrale et suit mieux l'allure de celui du modèle de Garrett et Munk. A partir de 60m, la correction fait diverger son amplitude.

On montre ici que l'application de la correction C_{shear} a un effet sur l'intervalle des longueurs d'ondes utilisables pour estimer l'énergie du champ d'ondes internes. L'atténuation observée à partir de 160m est en partie redressée et l'intervalle est étendu à environ 60m. La méthode inverse est celle qui cause le moins d'atténuation et on la privilégie par rapport à la méthode intégrale. On décide alors de travailler avec les mesures traitées par la méthode inverse et corrigées, pour conserver l'allure la plus proche du modèle et l'intervalle d'intégration le plus large possible. On vérifiera au cours de nos calculs l'effet de la correction : elle affecte le niveau d'énergie du spectre, ce qui peut avoir un impact sur l'intervalle d'intégration lorsqu'il est fonction du seuil de saturation. En conséquence l'estimation de la

variance peut être différente, ainsi que l'écart au modèle de Garrett et Munk. On présentera les résultats, avec et sans la prise en compte des corrections, si ces derniers montrent une sensibilité significative à ce choix lors du calcul.

On rappelle qu'une correction peut aussi être appliquée sur $S(\xi_z)$. Dans ce cas le terme de correction C_{strain} comprend la correction de *first-differencing* et d'*interpolation*, avec pour chacun un $\Delta z = 1m$. Ceci nous donne le terme $C_{\text{strain}}^{-1} = \text{sinc}^8\left(\frac{k_z 1m}{2\pi}\right)$. L'application de cette correction devient significative en faisant diverger le spectre aux alentours de $5m$. On ne considère pas cette partie du spectre dans l'intégration et on décide alors de ne pas prendre en compte cette correction sur le strain.

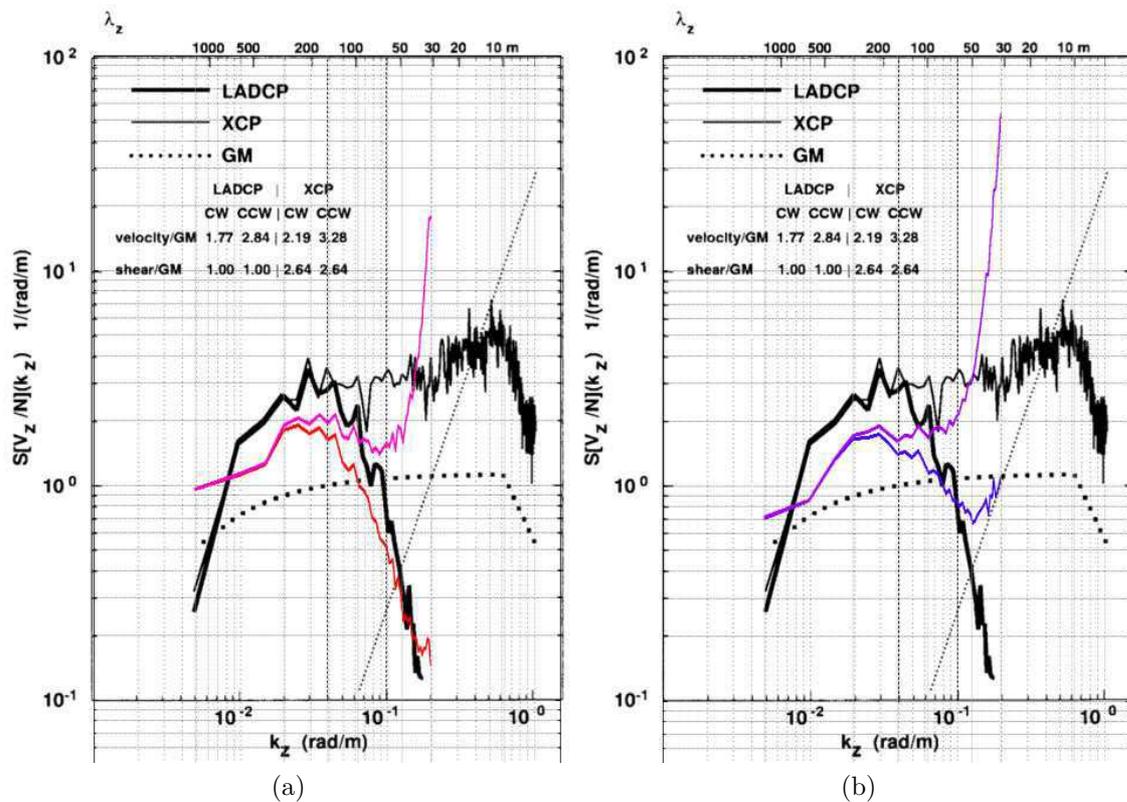


FIGURE 3.13 – Ovide 2008. Spectres du cisaillement vertical des vitesses horizontales $S(V_z)$, normés par la stratification et superposés à la figure tirée de Polzin et al. (2002). (a) Données LADCP traitées par la méthode intégrale : spectre initial sans correction (rouge) et spectre corrigé (rose) à l'aide du terme T_{1235} (Tab. 3.2). (b) Données LADCP traitées par la méthode inverse : spectre initial sans correction (bleu) et spectre corrigé (violet) à l'aide du terme T_{1456} (Tab. 3.2).

3.5 Intégration des spectres de la campagne Ovide 2008

On cherche à déterminer la variance dans la bande spectrale des ondes internes. Deux variantes sont possibles pour calculer $\langle V_z^2 \rangle$ et $\langle \xi_z^2 \rangle$. La première consiste à utiliser un intervalle d'intégration variable, déterminé à l'aide du seuil de saturation, alors que la seconde considère un intervalle fixé (Sous-sections 3.1.2 et 3.2.1). On résume ces deux variantes dans le Tab. 3.3.

La comparaison des variances obtenues entre ces deux calculs va nous permettre de montrer l'effet de la prise en compte de la saturation. On montre sur les Fig. 3.14 et 3.15 les variances $\langle V_z^2 \rangle$ et $\langle \xi_z^2 \rangle$ obtenues pour les deux calculs, ainsi que les rapports $\langle V_z^2 \rangle / \langle V_z^2 \rangle_{GM}$ et $\langle \xi_z^2 \rangle / \langle \xi_z^2 \rangle_{GM}$. On rappelle que les variances du modèle sont obtenues en intégrant les spectres $S(V_z)_{GM}$ et $S(\xi_z)_{GM}$ sur les intervalles d'intégration respectifs de $S(V_z)$ et $S(\xi_z)$. Le symbole * signifie qu'on a pris en compte le critère de saturation.

	Shear		Strain	
	Intervalle d'intégration	Nombre de raies spectrales	Intervalle d'intégration	Nombre de raies spectrales
Sans saturation	$[\frac{2\pi}{300m} - \frac{2\pi}{150m}]$	2	$[\frac{2\pi}{150m} - \frac{2\pi}{10m}]$	30
Avec saturation	$[\frac{2\pi}{300m} - \frac{2\pi}{\lambda_z^{min}}]$ $300m \leq \lambda_z^{min} \leq 60m$	2 à 5	$[\frac{2\pi}{150m} - \frac{2\pi}{\lambda_z^{min}}]$ $150m \leq \lambda_z^{min} \leq 10m$	2 à 30

TABLE 3.3 – Intervalles de longueurs d’ondes et nombre de raies spectrales pour l’estimation de $\langle V_z^2 \rangle$ et $\langle \xi_z^2 \rangle$, en appliquant ou pas le critère de saturation.

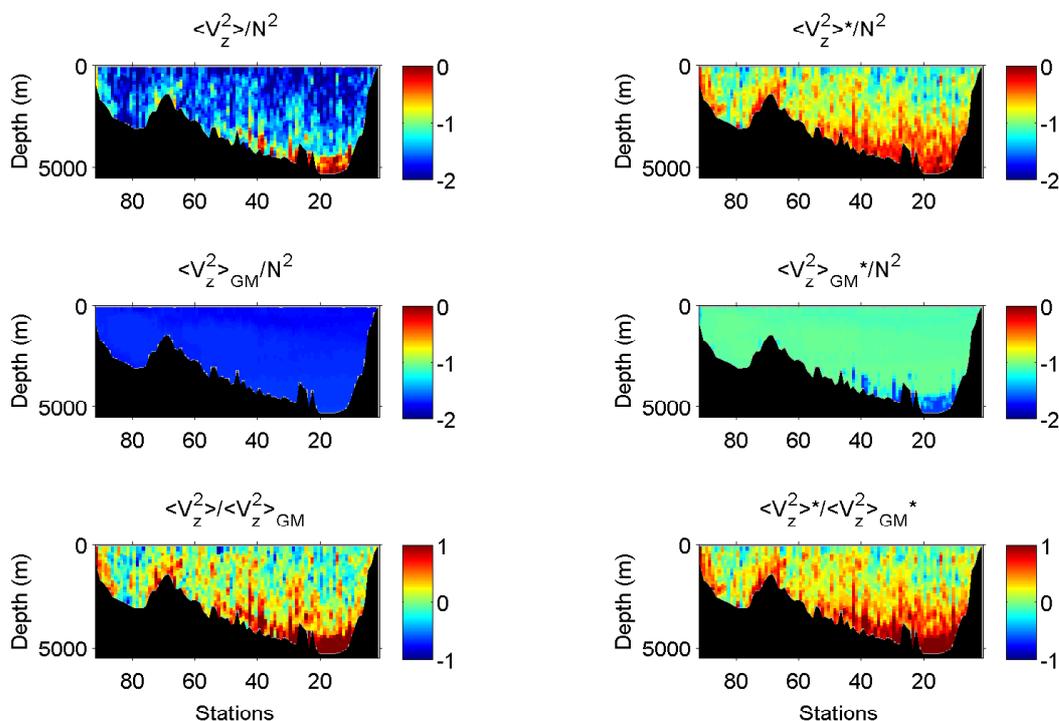


FIGURE 3.14 – Ovide 2008. Variances $\langle V_z^2 \rangle / \overline{N^2}$, $\langle V_z^2 \rangle_{GM} / \overline{N^2}$ et leur rapport. Ces quantités sont représentées en \log_{10} . A gauche on a intégré sur l’intervalle fixe $[320m - 150m]$. A droite on a pris en compte la saturation et intégré sur un intervalle variable $[320m - \lambda_z^{min}]$.

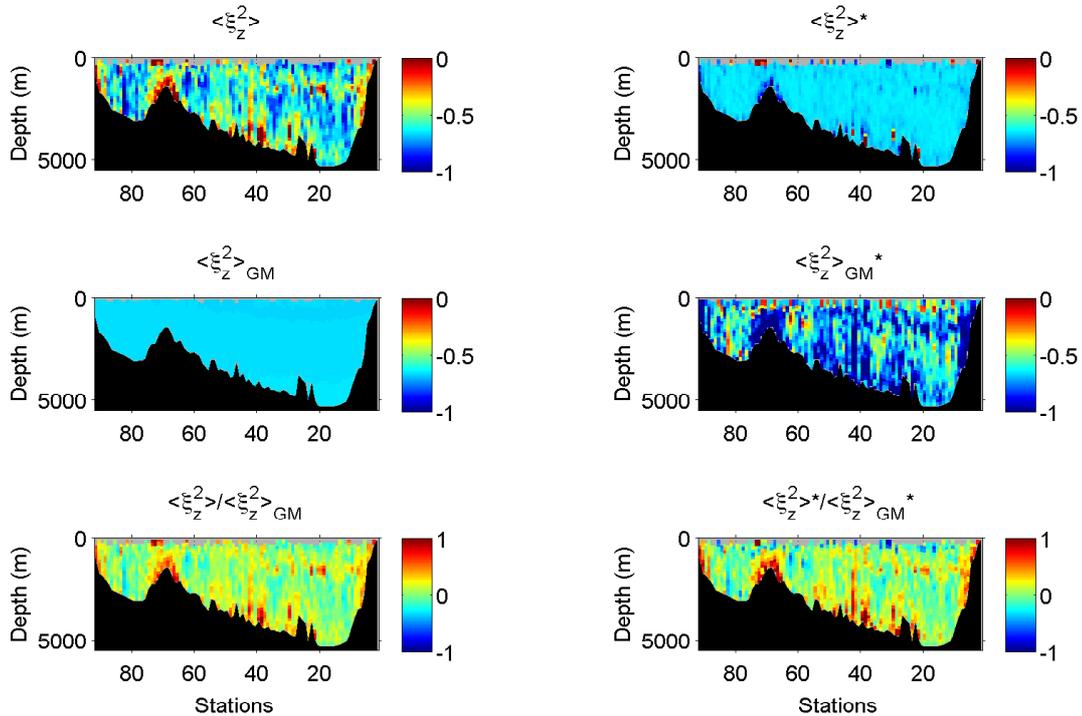


FIGURE 3.15 – Ovide 2008. Variances $\langle \xi_z^2 \rangle$, $\langle \xi_z^2 \rangle_{GM}$ et leur rapport. Ces quantités sont représentées en \log_{10} . A gauche on a intégré sur l'intervalle fixe $[150m - 10m]$. A droite on a pris en compte la saturation et intégré sur un intervalle variable $[150m - \lambda_z^{min}]$.

Dans le cas du cisaillement (Fig. 3.14) on observe des différences régionales le long de la section. Le fond, les talus ainsi que la dorsale de Reykjanes apparaissent plus énergétiques que la partie intérieure. La prise en compte du seuil de saturation mène à des variances plus fortes que lorsqu'on utilise un intervalle d'intégration fixe : on voit sur la Fig. 3.16 qu'on a augmenté le nombre de raies spectrales entrant en compte dans l'estimation des variances, en poussant l'intégration jusqu'à $60m$ sur une majorité de la section. Pour les zones les plus au fond (au dessus de la plaine abyssale ibérique par exemple), l'intégration a été limitée sur l'intervalle minimum $[300m - 150m]$: l'intégration atteint le seuil de saturation, soit parce que le niveau d'énergie du champ d'ondes internes est élevé, soit parce que les mesures sont contaminées par du bruit instrumental. Lorsqu'on étudie le rapport $\langle V_z^2 \rangle / \langle V_z^2 \rangle_{GM}$ (Fig. 3.14, figures du bas), on voit que l'utilisation de la saturation entraîne une augmentation d'un facteur 2 de l'écart au modèle entre 3000 et $4500m$ dans la partie sud de la section et que de manière générale la distribution géographique de ce rapport est plus lisse. Les intervalles d'intégration ont été augmentés et l'estimation des variances se fait sur plus de raies spectrales. Tant que l'intégration n'inclut pas le bruit instrumental, ceci permet de représenter plus correctement la physique du champ d'ondes internes.

Pour le taux de déplacement des isopycnes (Fig. 3.15), la prise en compte du critère de saturation diminue l'intervalle d'intégration vers $70m$ au niveau de la dorsale de Reykjanes et à quelques endroits de la zone de fond en milieu de section (Fig. 3.16). La limitation de l'intégration a aussi lieu au niveau des talus, avec un intervalle réduit vers $50m$. Plus modérément la thermocline principale montre une limitation autour de $30m$. En moyenne sur l'ensemble de la section la borne λ_z^{min} est ramenée en moyenne à $\overline{\lambda_z^{min}} \approx 40m$. Ceci montre que l'utilisation de l'intervalle fixe $[150m - 10m]$ force l'intégration au-delà du seuil de saturation. Pour mieux représenter la physique du champ d'ondes internes, il convient de prendre en compte ce seuil de saturation. Néanmoins, ceci réduit le nombre de raies spectrales disponibles et le bruit sur l'estimation de la variance sera plus important. On montre cependant avec la Fig. 3.15 (figures du bas) que le rapport $\langle \xi_z^2 \rangle / \langle \xi_z^2 \rangle_{GM}$ n'est pas modifié de manière aussi importante que pour le shear, ce qui nous mène à considérer que la prise en compte du seuil de saturation ne dégrade pas significativement l'estimation de $\langle \xi_z^2 \rangle$.

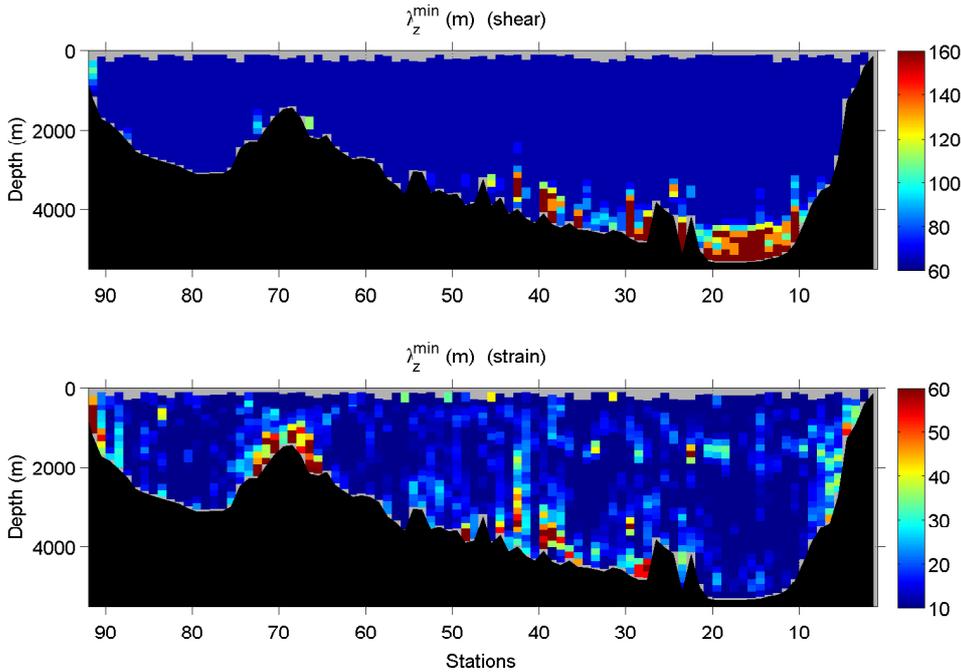


FIGURE 3.16 – Bornes limites $\lambda_z^{min}(m)$ de l'intégration des spectres lors de la prise en compte du seuil de saturation, respectivement pour $S(V_z)$ en haut et $S(\xi_z)$ en bas.

3.6 Etude des estimateurs $\langle V_z^2 \rangle$ et $\langle \xi_z^2 \rangle$

La détermination de $\langle V_z^2 \rangle$ et $\langle \xi_z^2 \rangle$ permet de les comparer en tant qu'estimateurs du niveau d'énergie du champ d'ondes internes. Entre ces deux quantités, on observe des différences régionales et pour en rendre compte on propose de calculer les spectres moyens

$S(V_z)$ et $S(\xi_z)$ (Fig. 3.18a, 3.18b, 3.18c, 3.18d, 3.18e, 3.18f) sur différentes zones (Fig. 3.17).

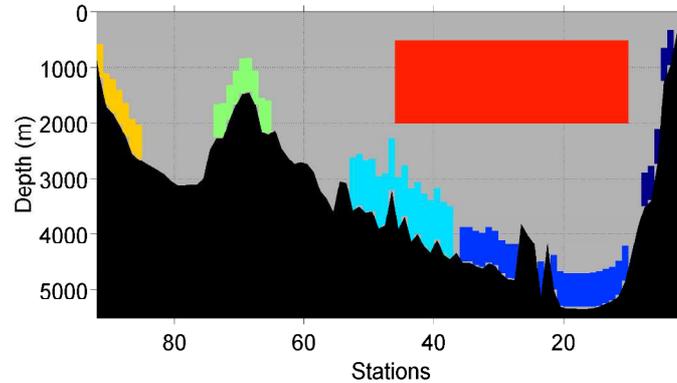


FIGURE 3.17 – Différentes zones de la section Ovide 2008 où l'on compare les spectres moyens de V_z et ξ_z . Les zones recourent : le talus du Portugal (bleu foncé), la plaine abyssale ibérique (bleu), la zone de fond en milieu de section (cyan), la dorsale de Reykjanes (vert), la thermocline principale (rouge), le talus du Groenland (jaune).

Le spectre moyen $S(V_z)$ dans la thermocline principale (Fig. 3.18f) montre un niveau et une allure très proches du modèle de Garrett et Munk entre 160 et 50m : le spectre initial (trait en pointillés rouges) a bien été redressé (trait plein rouge) par la correction. A partir de 50m la correction spectrale fait diverger significativement le spectre, mais cette partie de l'intervalle n'est pas utilisée pour estimer la variance. La dorsale de Reykjanes ainsi que le talus du Groenland (Fig. 3.18d et 3.18e) montrent des spectres moyens plus énergétiques, qui suivent eux aussi l'allure du modèle de 300 à 50m à l'aide de la correction et qui s'en écartent d'un facteur proche de 3. Dans les deux cas la correction fait aussi diverger le spectre à partir de 50m. Pour la zone de fond (Fig. 3.18c), le spectre initial suit bien l'allure constante du modèle, tandis que la correction le fait rapidement diverger à partir des échelles inférieures à 100m. En prenant en compte le seuil de saturation, il est possible que la variance soit affectée par du bruit, menant à une surestimation de l'écart au modèle. Le spectre non-corrigé suit bien l'allure du spectre du modèle de Garrett et Munk sur tout l'intervalle spectral, ce qui suggère que la présence d'énergie aux petites échelles est due aux ondes internes, mais il pourrait aussi s'agir d'une contamination des mesures par le bruit. Pour cette zone le spectre $S(\xi_z)$ montre un niveau d'énergie supérieur à la moyenne et ceci appuie l'idée que le signal qu'on observe dans $S(V_z)$ est due aux ondes internes. Néanmoins le niveau de $S(\xi_z)$ n'est pas significativement supérieur à la moyenne, en comparaison à la dorsale de Reykjanes par exemple et il est donc difficile de conclure.

En ce qui concerne le talus du Portugal (Fig. 3.18a), le spectre moyen diverge lui aussi rapidement à cause du terme de correction et il est difficile d'utiliser le spectre corrigé pour mener une estimation correcte de la variance. En ce qui concerne la plaine abyssale ibérique (Fig. 3.18b), le spectre moyen montre un comportement suivant k_z^2 dès les grandes longueurs

d'ondes, vers $160m$. A cette profondeur (entre 3500 et $5000m$), la densité de particules en suspension servant de réflecteurs pour les tirs LADCP est moins importante, menant à des estimations de vitesses moins précises. De plus les cisaillements sont moins intenses : le bruit sur les vitesses LADCP devient significatif et se retrouve dans les cisaillement sur l'ensemble des longueurs d'ondes et pas uniquement aux petites échelles. Le niveau de $S(\xi_z)$ est plus proche de celui du modèle de Garrett et Munk et on ne s'attend pas à ce que $S(V_z)$ soit aussi fort. Ceci renforce l'idée que les mesures soient contaminées par du bruit. Une estimation du niveau d'énergie du champ d'ondes internes basée sur V_z ne sera pas correcte sur cette partie de la section et on préférera utiliser ξ_z comme estimateur.

Les spectres moyens $S(\xi_z)$ de la plaine abyssale (Fig. 3.18b) et de la thermocline principale (Fig. 3.18f) sont ceux qui s'écartent le moins du modèle de Garrett et Munk et la pente en k_z^{-1} est présente vers $10m$, ce qui est en accord avec la description donnée par le modèle. Pour les talus et la zone de fond en milieu de section (Fig. 3.18a, 3.18e et 3.18c), les spectres s'écartent du modèle d'un facteur proche de 3 et la pente semble apparaître à partir de longueurs d'ondes plus grandes, aux alentours de $32m$, bien qu'il soit difficile de la positionner avec précision. Le spectre le plus énergétique est celui de la zone située autour de la dorsale de Reykjanes (Fig. 3.18d), avec un écart au modèle d'un facteur environ égal à 6. Pour cet endroit de la section, la pente en k_z^{-1} apparaît encore plus rapidement, aux alentours de $50m$. Ces différents exemples illustrent bien la variabilité du nombre d'onde critique k_c (à la transition entre le domaine ondulatoire et le régime de transfert d'énergie vers les petites échelles) en fonction du niveau d'énergie du champ d'ondes internes, tel que le décrit l'étude de Gargett (1990).

D'après l'analyse des spectres $S(\xi_z)$ des différentes zones, on considère que le déferlement des ondes internes aura une signature qui sera uniquement visible dans le strain. L'application de la correction spectrale fait diverger $S(V_z)$ à partir de $50m$ et on ne peut pas observer la pente en k_z^{-1} . De plus les mesures montrent une contamination par le bruit instrumental pour certaines zones où la stratification est faible. Pour observer cette partie du spectre à l'aide de mesures de vitesses, une sonde XCP serait plus appropriée grâce à sa meilleure réponse aux petites échelles. Le spectre $S(\xi_z)$ obtenu par les données CTD ne montre pas de divergence particulière due au bruit et c'est lui qui nous permet d'observer la cascade d'énergie vers les petites échelles. Ce régime apparaît à une longueur d'onde critique qui varie localement entre 50 et $10m$ et parfois moins en considérant qu'il est assez délicat de positionner précisément la droite en k_z^{-1} dans l'intervalle spectral.

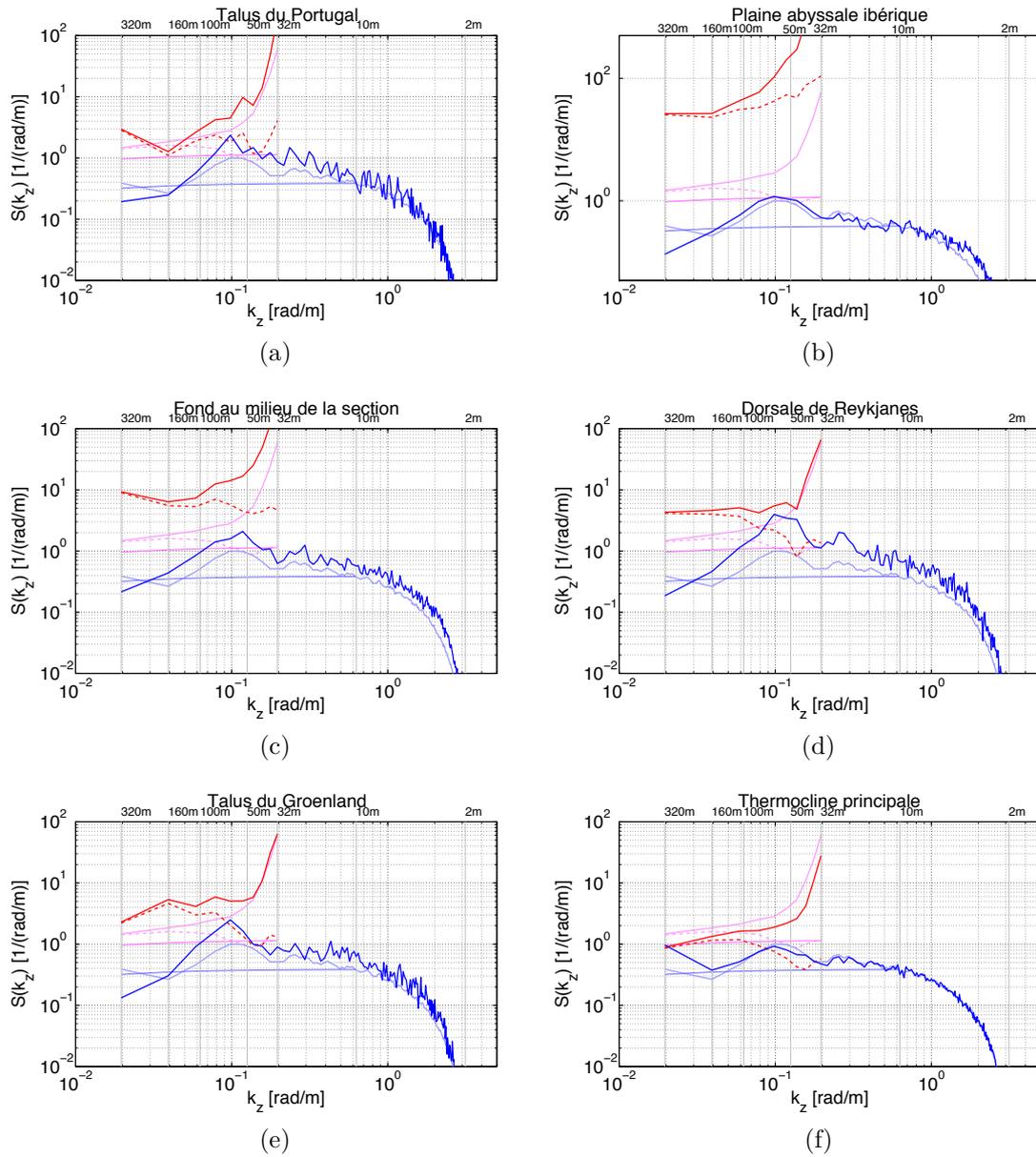


FIGURE 3.18 – Ovide 2008. Spectres moyens $S(V_z)$, corrigés par la méthode de Polzin *et al.* (2002) (rouge) et non-corrigés (pointillés rouge), ainsi que $S(\xi_z)$ (bleu). On trace les spectres pour différentes zones de la section (Fig. 3.17). On a reporté sur toutes les figures les spectres du modèle de Garrett et Munk (respectivement $S(V_z)_{GM}$ (trait fin rose) et $S(\xi_z)_{GM}$ (trait fin bleu clair)). On trace les spectres moyens, calculés sur l'ensemble de la section en excluant les zones situées en dessous de 3500m (moyenne sur 805 spectres) : $\overline{S(V_z)}$ corrigé par la méthode Polzin *et al.* (2002) (rose), $\overline{S(V_z)}$ non-corrigé (pointillés roses) et $\overline{S(\xi_z)}$ (bleu clair). (a) Moyenne sur 10 spectres trouvés sur les 2 premiers segments des profils n°3 à 7. (b) Moyenne sur 44 spectres trouvés sur les 2 premiers segments des profils n°10 à 21, n°23 et n°27 à 35. (c) Moyenne sur 48 spectres trouvés sur les 3 premiers segments des profils n°37 à 52. (d) Moyenne sur 18 spectres trouvés sur les 2 premiers segments des profils n°65 à 73. (e) Moyenne sur 14 spectres trouvés sur les 2 premiers segments des profils n°85 à 91. (f) Moyenne sur 134 spectres trouvés entre 500 et 2000 mètres de profondeur pour les profils n°10 à 45.

3.7 Rapport des variances R_ω

L'estimation de $\langle V_z^2 \rangle$ et $\langle \xi_z^2 \rangle$ nous permet de calculer le terme $F(R_\omega)$ proposé par [Polzin et al. \(1995\)](#) pour représenter l'effet de la fréquence des ondes dans le transfert d'énergie vers les petites échelles ([Chapitre 2, Sous-section 2.3.5 p. 49](#)). Pour cela on doit déterminer le rapport R_ω , mais les intervalles d'intégration de $S(V_z)$ et $S(\xi_z)$ sont différents. Pour s'affranchir de cela, [Kunze et al. \(2006\)](#) proposent de normer les variances par celles du modèle de Garrett et Munk, qu'on aura pris soin d'intégrer sur les mêmes bandes spectrales dans [l'Eq. 3.30](#), pour le shear et pour le strain respectivement :

$$R_\omega = R_\omega^{GM} \times \frac{\langle V_z^2 \rangle / \langle V_z^2 \rangle^{GM}}{\langle \xi_z^2 \rangle / \langle \xi_z^2 \rangle^{GM}} \quad (3.30)$$

$$R_\omega^{GM} = 3 \quad (3.31)$$

Le rapport R_ω ne peut pas être en théorie inférieur à 1 et lorsque ce cas apparaît sa valeur est remplacé par la valeur 1.01 en suivant la procédure de [Kunze et al. \(2002\)](#). Pour étudier l'effet de la saturation, on propose de rajouter le calcul de R_ω^* à partir des variances $\langle V_z^2 \rangle^*$ et $\langle \xi_z^2 \rangle^*$. On rajoute le troisième cas R_ω^{**} pour lequel le critère de saturation a été pris en compte, mais pas les corrections spectrales de [Polzin et al. \(2002\)](#). Les résultats sont présentés sur la [Fig. 3.19](#).

Le coefficient R_ω apparaît très dispersé le long de la section. Les zones de fond en dessous de 3500m sont celles où les valeurs sont les plus importantes. A ces endroits le bruit sur les mesures LADCP devient important (cf. [Fig. 3.18b](#)) et l'estimation de la variance de V_z est contaminée. Le rapport $\langle V_z^2 \rangle / \langle V_z^2 \rangle^{GM}$ est très fort (≈ 30) et domine le rapport $\langle \xi_z^2 \rangle / \langle \xi_z^2 \rangle^{GM}$ qui est proche de 1. Cela renforce notre conclusion que pour cette partie de la section l'estimation de $\langle V_z^2 \rangle$ n'est pas correcte et par conséquent le coefficient R_ω aussi. En excluant ces zones, on estime un coefficient moyen le long de la section :

$$\overline{R_\omega} = 4.1 \pm 3.2 \quad (3.32)$$

$$\overline{R_\omega^*} = 5.4 \pm 3.7 \quad (3.33)$$

$$\overline{R_\omega^{**}} = 3.6 \pm 2.7 \quad (3.34)$$

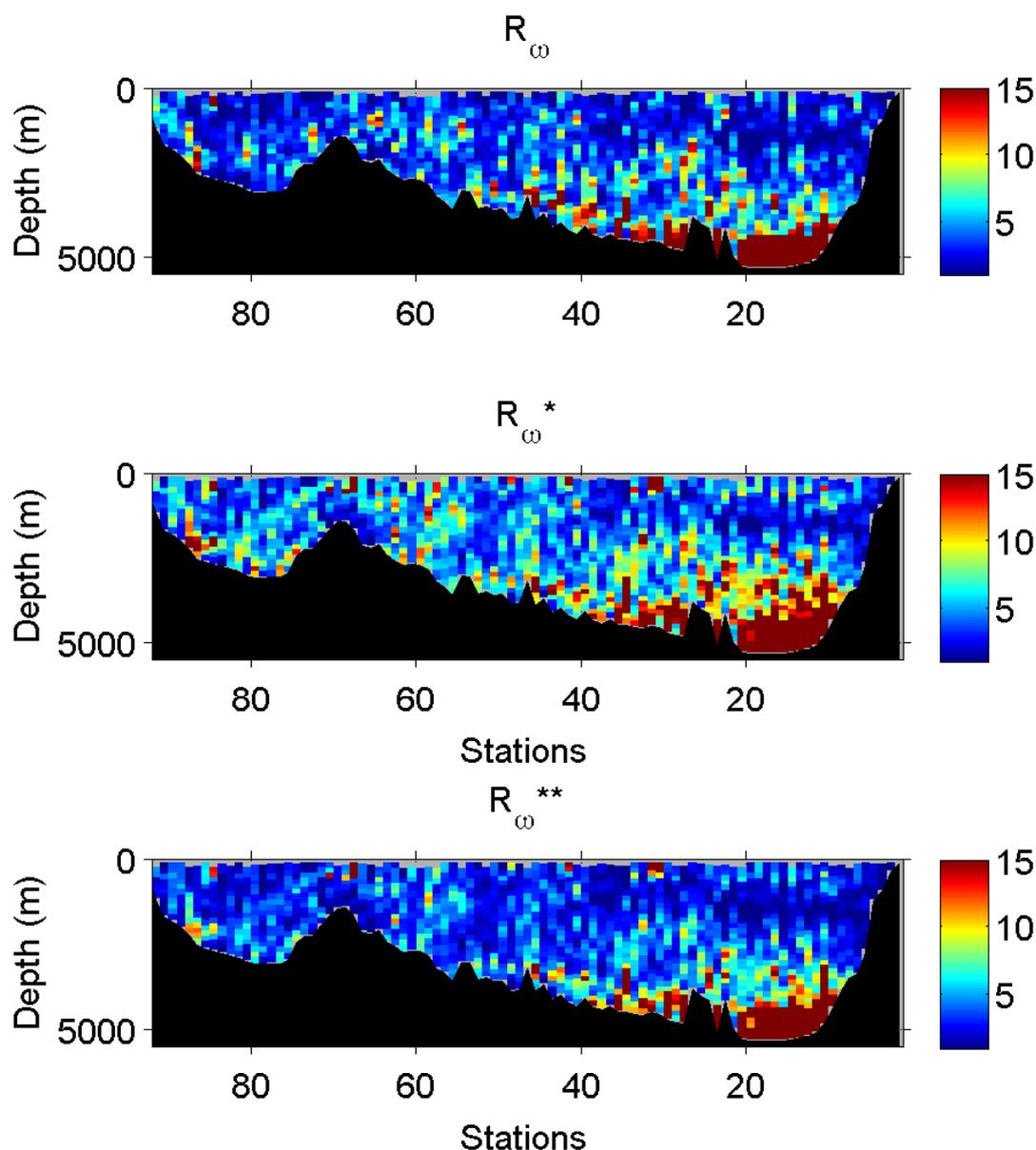


FIGURE 3.19 – Ovide 2008. (En haut) Rapport R_ω obtenu en prenant en compte les corrections spectrales sur les données LADCP et avec les spectres $S(V_z)$ et $S(\xi_z)$ intégrés sur un intervalle de longueurs d'ondes fixe. (Au milieu) Rapport R_ω^* obtenu en prenant en compte les corrections spectrales et avec les spectres intégrés sur un intervalle variable, en fonction du seuil de saturation. (En bas) Rapport R_ω^{**} obtenu sans prendre en compte les corrections spectrales des données LADCP et avec les spectres intégrés sur un intervalle variable, en fonction du seuil de saturation.

On a vu sur la Fig. 3.15 (figures du bas) que l'utilisation du seuil de saturation a peu d'effet sur l'estimation de $\langle \xi_z^2 \rangle$. C'est ici dans l'estimation $\langle V_z^2 \rangle$ (Fig. 3.14 en bas) que son effet a un impact sur le résultat de R_ω . Les raies spectrales de $S(V_z)$ à 300 et 150m sont peu affectées par le terme de correction et son application a peu d'effet sur le résultat R_ω lorsqu'on intègre uniquement sur ces deux composantes. En prenant en compte le seuil de saturation, l'intervalle d'intégration est étendu à des composantes sur lesquelles l'effet de la correction devient significative. C'est ce que l'on observe ici avec R_ω^* . Les corrections redressent les spectres vers une allure proche du modèle de Garrett et Munk, mais peuvent amplifier le bruit à longueurs d'ondes inférieures à 100m : $\langle V_z^2 \rangle^* / \langle V_z^2 \rangle^{GM}$ est augmenté en incluant du bruit et la valeur de R_ω^* devient plus forte. Ce cas de figure n'apparaît pas dans le cas R_ω^{**} pour lequel les corrections n'ont pas été employées : le seuil de saturation est atteint à des longueurs d'ondes plus petites. Le rapport $\langle V_z^2 \rangle^{**} / \langle V_z^2 \rangle^{GM}$ est alors moins fort. Il est justifié d'utiliser les corrections spectrales mais il en résulte une estimation R_ω^{**} plus forte lorsqu'on prend en compte le seuil de saturation. Ce ne sera que lors de la comparaison entre la paramétrisation de la dissipation des ondes internes et la dissipation mesurée par le VMP qu'on pourra déterminer la meilleure des deux méthodes. En l'état on continuera de présenter les résultats des différents calculs. De manière générale la valeur moyenne de R_ω est moins éloignée de celle du modèle de Garrett et Munk que celle de l'étude de [Kunze et al. \(2006\)](#). Ceux-ci observent un $\overline{R_\omega}^{WOCE} \approx 7 \pm 3$ à partir d'un ensemble de sections océaniques WOCE (*World Ocean Circulation Experiment*).

3.7.1 Cas où $R_\omega < 1$

Le cas $R_\omega < 1$ arrive lorsque $\langle V_z^2 \rangle$ est proche de $\langle V_z^2 \rangle^{\text{GM}}$ et que $\langle \xi_z^2 \rangle$ est supérieur à $\langle \xi_z^2 \rangle^{\text{GM}}$. Ceci concerne près de 4.5% des estimations de R_ω principalement localisées entre 1000 et 2000m dans la moitié sud de la section (Fig. 3.20 en haut). En prenant en compte le seuil de saturation et en appliquant les corrections spectrales, le rapport $\langle V_z^2 \rangle / \langle V_z^2 \rangle^{\text{GM}}$ a tendance à augmenter et les occurrences de $R_\omega^* < 1$ diminuent pour ne plus concerner que 2% des estimations (Fig. 3.20 au milieu). Lorsqu'on n'applique pas la correction spectrale on retrouve près de 4.5% des estimations de $R_\omega^{**} < 1$ (Fig. 3.20 en bas).

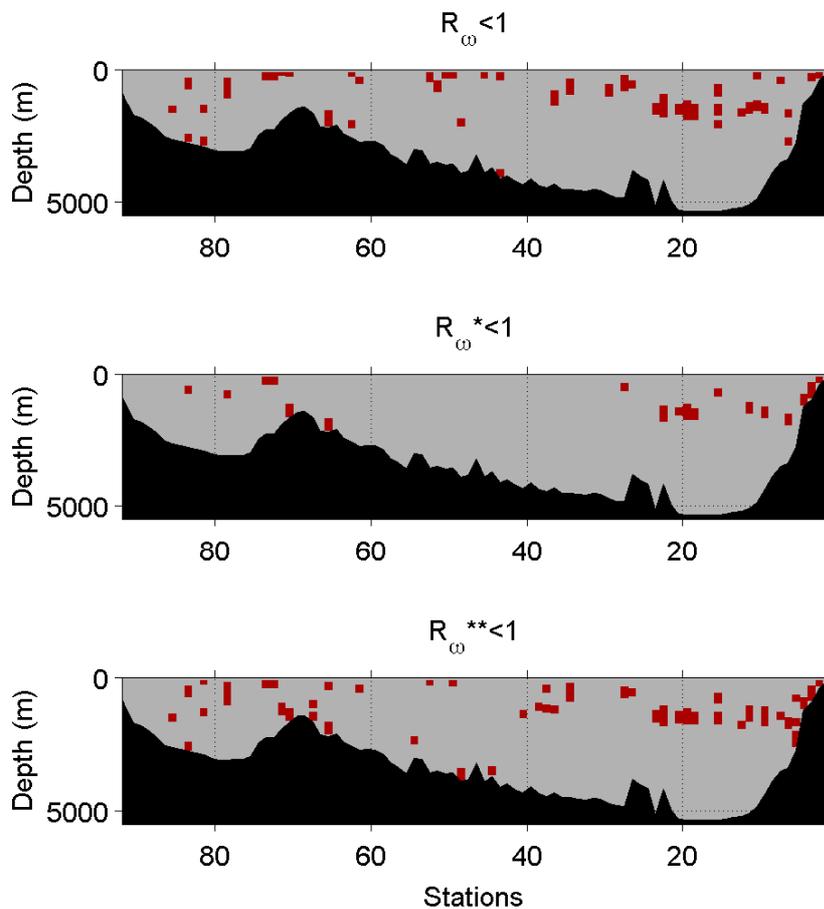


FIGURE 3.20 – Segments pour lesquels R_ω était initialement < 1 , en fonction des trois variantes du calcul (Détails en début de Section 3.7 p. 86).

3.7.2 Détermination plus précise des zones profondes où le bruit sur les mesures LADCP devient important

A partir de la Fig. 3.14 (figures du bas) on a pu observer que le bruit sur les mesures LADCP devenait important pour les zones situées en dessous de 3500m. Plutôt que de limiter notre étude par un seuil de profondeur arbitraire, on cherche à déterminer une limite en fonction de la stratification. Sous l'hypothèse que N et ξ_z ne sont pas contaminés par du bruit, R_ω peut être exprimé sous la forme :

$$R_\omega = \frac{\langle V_z^2 \rangle + \langle V_z^2 \rangle_B}{\overline{N^2} \langle \xi_z^2 \rangle} \quad (3.35)$$

où $\langle V_z^2 \rangle_B$ est la variance due au bruit sur les mesures LADCP. [Kunze et al. \(2006\)](#) émettent l'hypothèse que pour les faibles stratifications les cisaillements sont plus faibles et on devrait observer dans R_ω un comportement variant selon N^{-2} . Ce bruit dominerait sous un certain seuil de stratification N_{error} . Dans le cas où la stratification du milieu serait inférieure à N_{error} , [Kunze et al. \(2006\)](#) proposent d'estimer le niveau d'énergie du champ d'ondes interne uniquement à partir de la variance du strain (des isopycnes ou des isothermes). Dans ce cas, les auteurs proposent d'utiliser un rapport $R_\omega = \text{constant}$. Néanmoins une ambiguïté demeure sur le choix de la valeur de R_ω qui ne peut alors être calculé directement par la combinaison des données LADCP et CTD. Pour déterminer sa valeur constante, [Kunze et al. \(2006\)](#) utilisent sa valeur moyenne sur les zones où $N > N_{error}$ pour lesquelles le bruit sur les mesures LADCP est le plus faible.

On propose de tracer les valeurs de R_ω en fonction de la stratification N . On précise ici que la prise en compte de la saturation et des corrections spectrales n'affecte pas la distribution des coefficients R_ω en fonction de N et la figure proposée est représentative des différentes variantes de calcul. On voit sur Fig. 3.21 le comportement de R_ω qui varie comme N^{-2} comme attendu. Le seuil N_{error} est déterminé à la transition entre le comportement qui suit N^{-2} et celui constant suivant $y = \overline{R_\omega} \approx 4$. La tendance suivant N^{-2} apparaît clairement pour les coefficients situés à des stratifications $N < 4 \times 10^{-4} s^{-1}$ et devient moins évidente entre 4 et $8 \times 10^{-4} s^{-1}$. On considère que le rapport R_ω est contaminé de manière certaine par le bruit sur les mesures LADCP lorsque la stratification est inférieure à $4 \times 10^{-4} s^{-1}$ et qu'une contamination est possible lorsqu'on se trouve entre 4 et $8 \times 10^{-4} s^{-1}$. L'étude de [Kunze et al. \(2006\)](#) proposait la valeur $N_{error} \approx 4.5 \times 10^{-4} s^{-1}$ dont notre estimation est proche.

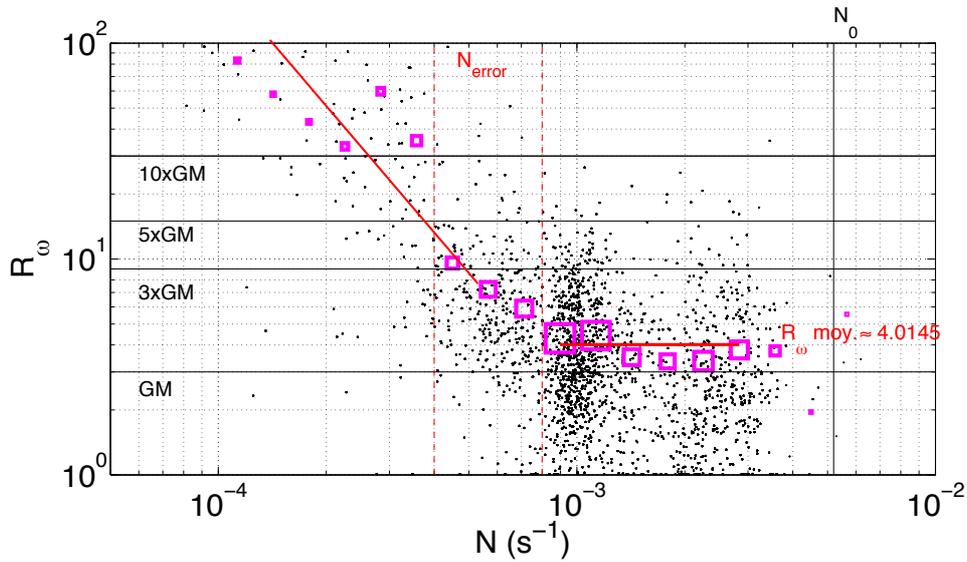


FIGURE 3.21 – Valeurs de R_ω en fonction de la stratification N . Les carrés représentent les valeurs moyennes de R_ω par bins de $1/10$ de $\log_{10}(N)$. Leur taille est proportionnelle à la population par bin. On reporte différents niveaux de R_ω , en fonction de $R_\omega^{\text{GM}} = 3$, ainsi que la valeur obtenue à l’aide d’une moyenne pondérée sur les bins où $N < N_{\text{error}}$ (trait rouge horizontal). On trace la valeur de stratification $N_0 = 5.2 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ du modèle de Garrett et Munk. On ajoute en rouge le comportement suivant $y = x^{-2}$, ainsi que l’encadrement estimé de N_{error} entre 4 et $8 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ (pointillés rouges).

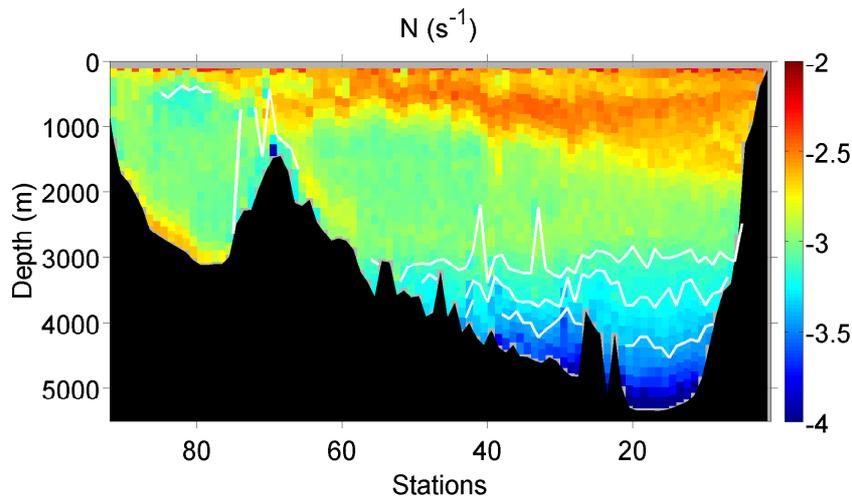


FIGURE 3.22 – Stratification le long de la section Ovide 2008, tracée en \log_{10} . On indique en blanc la limite des stratifications inférieures à $N = 4, 6$ et $8 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$.

On présente sur la (Fig. 3.22) la stratification le long de la section Ovide 2008, en indiquant les zones où $N < N_{error}$ (successivement 4, 6 et $8 \times 10^{-4} s^{-1}$). Ces zones se situent au-dessus de la plaine abyssale ibérique et se prolongent plus au nord jusqu'au profil n°50, ainsi qu'autour de la dorsale de Reykjanes et dans les eaux centrales de la Mer d'Irminger. Les endroits de la section où $N < N_{error} = 4 \times 10^{-4} s^{-1}$ recoupent bien les régions profondes identifiées où l'estimation de $\langle V_z^2 \rangle$ est contaminée par le bruit. Pour ces parties de la section l'estimation basée sur le V_z ne sera pas adaptée et il conviendra de tester des paramétrisations basées uniquement sur le strain. Néanmoins comme on va le voir dans la sous-section suivante, l'utilisation du terme $F(R_\omega)$ va agir dans la paramétrisation en diminuant de près de 70% l'estimation $\langle V_z^2 \rangle$ pour ces zones où les coefficients R_ω sont trop forts, corrigeant ainsi la surestimation de la dissipation. Pour les zones où $N < N_{error} = 8 \times 10^{-4} s^{-1}$ il est possible qu'on surestime la variance de V_z à cause du bruit, mais on décide de conserver l'estimation basée sur V_z .

3.7.3 Terme fonction de R_ω

Les paramétrisations proposées par [Gregg et al. \(2003\)](#) et [Kunze et al. \(2006\)](#) utilisent le rapport R_ω dans le terme $F(R_\omega)$ lorsqu'on travaille avec la paramétrisation basée sur V_z et $F'(R_\omega)$ lorsqu'on utilise ξ_z ([Chapitre 2, Sous-section 2.3.7 p. 53](#)). On redonne les deux fonctions ci-dessous :

$$F(R_\omega) = \frac{3(R_\omega + 1)}{2\sqrt{2}R_\omega\sqrt{R_\omega - 1}} \quad (3.36)$$

$$F'(R_\omega) = \frac{1}{6\sqrt{2}} \frac{R_\omega(R_\omega + 1)}{\sqrt{R_\omega - 1}} \quad (3.37)$$

Un coefficient R_ω proche de 1 nous indique que les ondes ont une fréquence ω proche de N : les interactions entre ondes deviennent plus fortes et le terme $F(R_\omega)$ devient important pour augmenter le taux de transfert d'énergie dans la paramétrisation de la dissipation des ondes internes. Inversement lorsque $R_\omega \gg 3$, les ondes ont une fréquence proche de f , les interactions sont moins fortes et $F(R_\omega) < 1$ pour diminuer le taux de transfert. Lorsqu'on base l'estimation sur ξ_z , le rapport R_ω qui lie V_z et ξ_z permet de modifier F et d'obtenir F' . On trace les deux fonctions sur la [Fig. 3.23](#), ainsi que la distribution de $F(R_\omega)$ le long de la section Ovide 2008 sur la [Fig. 3.24](#).

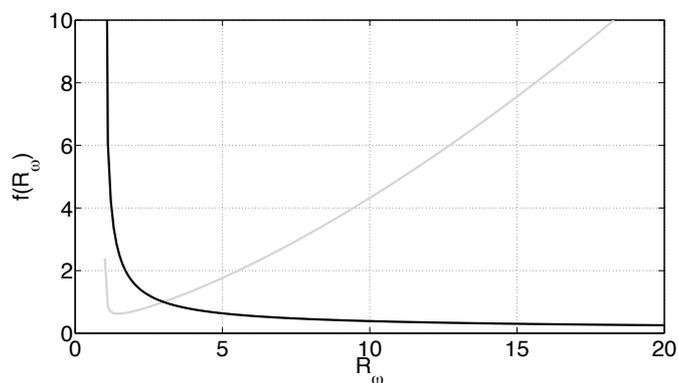


FIGURE 3.23 – $F(R_\omega)$ en noir et $F'(R_\omega)$ en gris, en fonction de R_ω variant de 1 à 20.

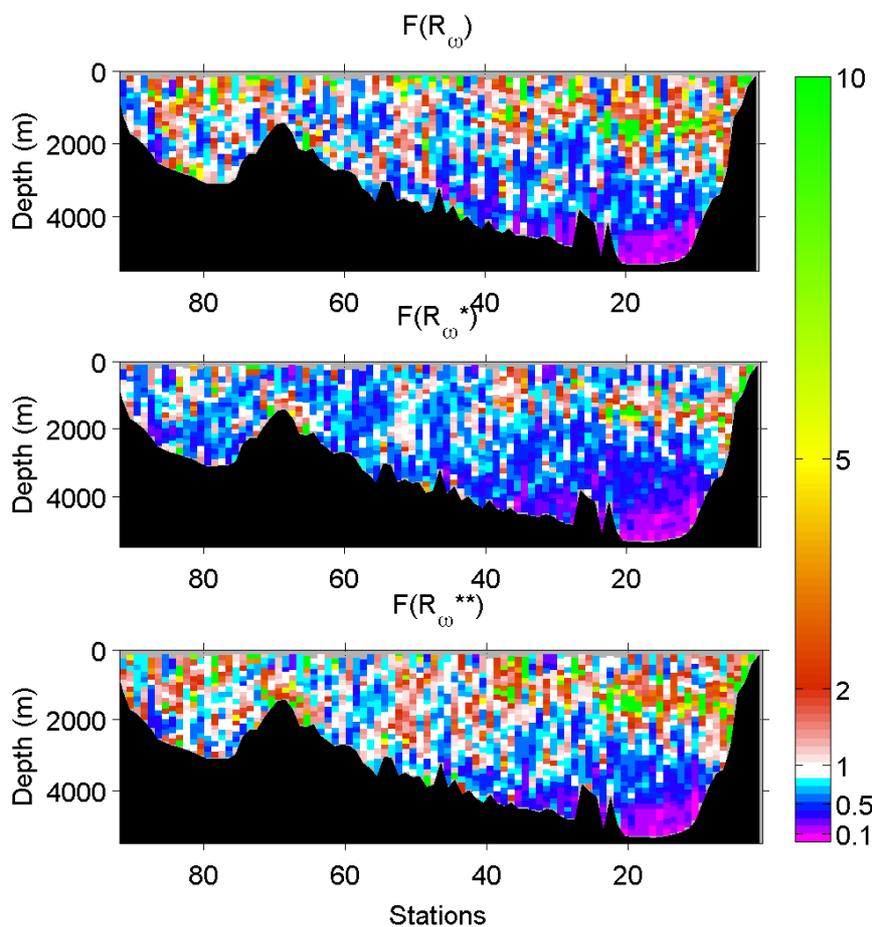


FIGURE 3.24 – Coefficients de la fonction $F(R_\omega)$ le long de la section Ovide 2008, calculé pour les trois variantes de R_ω .

Les zones de la thermocline principale entre 500 et 1500m, de la dorsale de Reykjanes, ainsi que le talus du Portugal présentent des valeurs de $F(R_\omega)$ proches de 20 ($R_\omega \approx 1$ (cf. Fig 3.20)). Pour le reste de la section où $R_\omega > 3$, la dissipation estimée par la paramétrisation est diminuée par des coefficients de correction $F(R_\omega)$ qui peuvent être proches de 0.3 (soit une diminution de 70%). Les valeurs de $F(R_\omega)$ sont assez proches pour les trois variantes de calcul de R_ω . Néanmoins R_ω^* est un peu plus fort que R_ω et R_ω^{**} et en conséquence $F(R_\omega^*)$ atteint plus rarement que $F(R_\omega)$ et $F(R_\omega^{**})$ la valeur maximum ≈ 20 .

3.8 Terme fonction de la latitude

Un terme représentant l'effet de la latitude et de la stratification sur le mélange dû aux ondes internes est proposé par [Gregg et al. \(2003\)](#) :

$$L(f, N) = \frac{f \cosh^{-1}(N/f)}{f_0 \cosh^{-1}(N_0/f_0)} \quad (3.38)$$

Ce terme a été introduit pour modéliser la réduction de la dissipation due aux ondes internes à l'équateur ([Gregg et al., 2003](#)), ainsi que son augmentation vers les plus hautes latitudes. On trace cette fonction sur la Fig. 3.25.

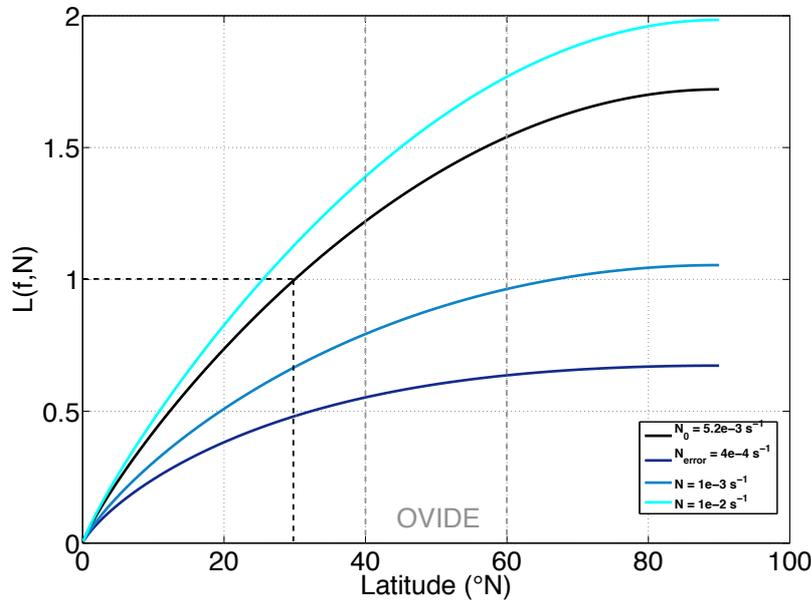


FIGURE 3.25 – Fonction $L(f, N)$ modélisant l'effet combiné de la stratification et de la latitude sur le mélange turbulent des ondes internes. On trace la fonction pour différentes valeurs de N et on reporte la bande de latitude dans laquelle se situe la section Ovide.

On trace sur la [Fig. 3.26](#) la fonction $L(f, N)$ le long de la section Ovide 2008. Sa valeur moyenne est $\overline{L(f, N)} \approx 0.93$, que l'on retrouve dans la partie intérieure de la section proche des conditions du modèle de Garrett et Munk. Au niveau de la thermocline principale, sous la couche de mélange de surface, sur le versant Est de la dorsale de Reykjanes, ainsi qu'au fond du bassin d'Irminger, le terme $L(f, N)$ devient supérieur à 1 et augmente l'estimation de dissipation de 20 à 50%. Pour les zones où la stratification est inférieure à $N_{error} = 4 \times 10^{-4} s^{-1}$, la valeur moyenne devient $\overline{L(f, N < N_{error})} \approx 0.43$: le terme va diminuer l'estimation de la dissipation de plus de 50%. La fonction $L(f, N)$ module ici de manière significative le transfert d'énergie vers les petites échelles et sa prise en compte est importante dans la représentation de la dissipation associée aux ondes internes.

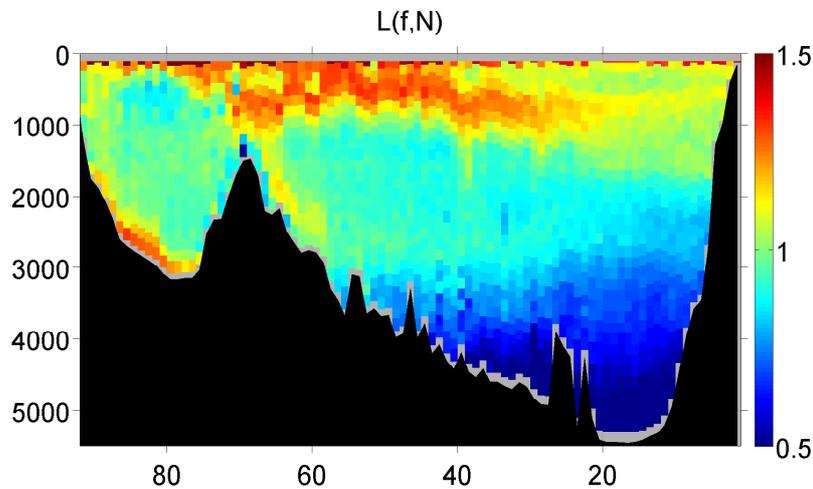


FIGURE 3.26 – Terme $L(f, N)$ le long de la section OVIDE 2008.

3.9 Conclusions

On a pu vérifier, grâce à notre étude sur les données de la campagne Arcane 1996, que l'estimation du strain à l'aide d'une moyenne spatiale était correcte.

En étudiant ensuite les spectres moyens du cisaillement vertical le long de la section Ovide, on a montré qu'il est préférable de travailler avec des données LADCP traitées par la méthode inverse de [Visbeck \(2002\)](#) plutôt que par la méthode intégrale de [Firing & Gordon \(1990\)](#) et [Fischer & Visbeck \(1993\)](#).

L'application des corrections spectrales proposées par [Polzin et al. \(2002\)](#) permet de récupérer la perte de variance aux longueurs d'ondes comprises entre 160 et 60m. Sur cette bande spectrale les spectres sont redressés, et l'allure suit celle du spectre de Garrett et Munk sur une bande plus large. L'intégration du spectre $S(V_z)$ peut alors être menée sur un nombre plus important de raies spectrales, ce qui réduit le bruit sur l'estimation de la variance.

La prise en compte du seuil de saturation permet de représenter plus correctement la

physique du champ d'ondes internes. Bien que ce seuil limite le nombre de raies spectrales utilisées pour calculer $\langle \xi_z^2 \rangle$, l'estimation de la variance n'inclut pas significativement plus de bruit.

Néanmoins pour les zones où la stratification est inférieure à $N_{error} = 4 \times 10^{-4} s^{-1}$, le bruit sur les mesures LADCP contamine le signal depuis les plus petites échelles jusqu'aux longueurs d'ondes proches de 100m. On perd alors le bénéfice de la correction spectrale qui amplifie le bruit, et à cause de cet effet la prise en compte du seuil de saturation mène à une surestimation du rapport $\langle V_z^2 \rangle / \langle V_z^2 \rangle^{GM}$.

L'estimation de $\langle V_z^2 \rangle$ et $\langle \xi_z^2 \rangle$ nous permet de calculer le rapport R_ω : lorsqu'il est proche de 1, ceci nous indique la présence d'ondes internes ayant des fréquences proches de N . A l'aide de la fonction $F(R_\omega)$ l'effet de la fréquence des ondes sur le transfert d'énergie vers les petites échelles peut être représenté. Pour les zones où les ondes ont des fréquences proches de N son effet est important : il augmente par des facteurs proches de 20 l'estimation de la dissipation. Au contraire lorsque R_ω est fort, les ondes ont des fréquences proches de f et $F(R_\omega)$ diminue le taux de transfert d'énergie de près de 50%. Ceci concerne les zones profondes où la stratification est inférieure à $N_{error} = 4 \times 10^{-4} s^{-1}$: $F(R_\omega)$ permet ici d'atténuer la surestimation du taux de transfert causée par le bruit sur les mesures LADCP.

Même si il est moins important que $F(R_\omega)$, on montre que $L(f, N)$ joue lui aussi un rôle significatif en modulant les estimations de dissipation d'un facteur 2.

Chapitre 4

Mélange vertical le long des sections hydrologiques en Atlantique Nord

« *The map is not the territory.* »
— Alfred Korzybski

Introduction

Lors de la campagne Ovide 2008, 30 profils de micro-structure ont été réalisés à l'aide d'un *Profileur Vertical de Microstructure (VMP)* ([Chapitre 1, Section 1.3 p. 26](#)). On dispose grâce à ces données de mesures directes de la dissipation d'énergie cinétique. Celles-ci vont nous servir à valider les estimations indirectes de dissipation, obtenues à l'aide des paramétrisations présentées précédemment. On présente la dissipation mesurée par le VMP sur la [Fig. 4.1a](#). On observe des valeurs intenses de l'ordre de $10^{-8}W/kg$ au centre de la section vers le fond, sur le versant Ouest de la dorsale de Reykjanes, ainsi qu'au niveau du talus du Portugal. D'autres structures autour de $10^{-9}W/kg$ sont observées autour de la dorsale, ainsi qu'au niveau de la thermocline principale. Le bassin d'Irminger apparaît faible avec des valeurs de l'ordre de $10^{-10}W/kg$, au même titre que la partie centrale de la section. Les valeurs de dissipation les plus faibles, inférieures à $10^{-10}W/kg$, sont observées au niveau des eaux les plus profondes situées au-dessus de la plaine abyssale ibérique. On présente sur la [Fig. 4.1b](#) les valeurs de diffusion verticale obtenues à partir de la dissipation VMP et de la relation d'Osborn ([Osborn, 1980](#)) (qu'on détaillera dans la [Section 4.3 p. 118](#)). Du fait de la stratification faible au-dessus de la plaine abyssale ibérique la diffusion est importante ($\sim 10^{-4}$ à $10^{-3} m^2/s$) alors que la dissipation est faible ($< 10^{-10}W/kg$). Inversement pour les zones plus stratifiées dans la thermocline principale, les valeurs de diffusion sont faibles ($\sim 10^{-5} m^2/s$) alors que la dissipation est relativement importante ($\sim 10^{-9} W/kg$).

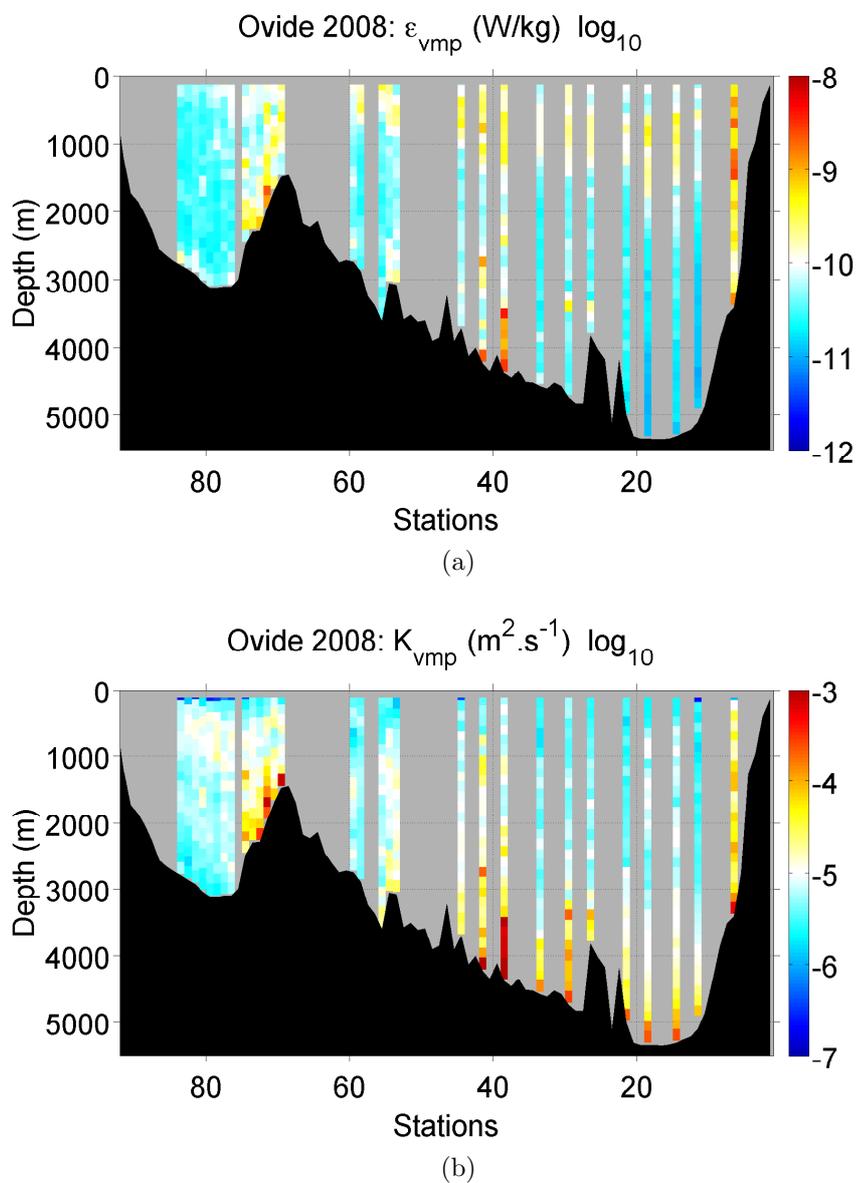


FIGURE 4.1 – Ovide 2008. (a) Moyennes sur des segments verticaux de la dissipation ϵ_{vmp} (W/kg) mesurée par le VMP. Les segments sont identiques à ceux utilisés dans la paramétrisation et mesurent $160m$. (b) Diffusion turbulente K_{vmp} obtenue à partir de ϵ_{vmp} et de la relation d’Osborn (Osborn, 1980).

4.1 Comparaisons entre les paramétrisations et la dissipation mesurée par le VMP pendant la campagne Ovide 2008

Les paramétrisations les plus complètes sont celles proposées par [Gregg et al. \(2003\)](#) et [Kunze et al. \(2006\)](#) qui font intervenir l'ensemble des différents termes présentés précédemment. On donne ici une forme générale de leurs paramétrisations :

$$\epsilon_{\text{paramétrisation}} = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^2 \frac{X^2}{X_{\text{GM}}^2} F(R_\omega) L(f, N) \quad (4.1)$$

où X est soit la variance du cisaillement vertical des vitesses horizontales $\langle V_z^2 \rangle$, soit celle du taux de déplacement vertical des isopycnes $\langle \xi_z^2 \rangle$. La variance de ces quantités est ici calculée en intégrant sur bandes fixes ou variables les spectres $S(V_z)$ et $S(\xi_z)$ ([Chapitre 3, Section 3.5 p. 79](#)). Le spectre $S(V_z)$ est éventuellement corrigé par la méthode de [Polzin et al. \(2002\)](#) ([Chapitre 3, Sous-section 3.4.3 p. 72](#)).

Des variantes du calcul sont possibles, et lorsque rien n'est précisé dans nos notations les spectres ont été corrigés et sont intégrés sur des intervalles fixes. La notation * apparaît lorsqu'on travaille avec les spectres de V_z corrigés et qu'on prend en compte le seuil de saturation. En considérant la saturation, on a vu que le résultat pouvait être sensible à l'application des corrections de [Polzin et al. \(2002\)](#), et on indique par ** les cas où le seuil de saturation est pris en compte sans les corrections spectrales sur $S(V_z)$.

Dans ce chapitre on applique les paramétrisations de [Gregg et al. \(2003\)](#) et de [Kunze et al. \(2006\)](#) que l'on note respectivement par G03, K06. On introduit des variantes de K06 dans le cadre de l'étude des données de la campagne Ovide 2008, que l'on note par O08. Toutes les formulations sont explicitées dans le [Tab. 4.1](#). Les paramétrisations G03 et K06 ont été présentées dans le [Chapitre 2, Section 2.3 p. 45](#) et on invite le lecteur à s'y référer pour plus de détails. On complétera l'étude par la paramétrisation composite O08 – K06 lorsque la stratification devient inférieure à $N_{\text{error}} = 4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

On cherche à déterminer la paramétrisation la plus réaliste par rapport aux mesures du VMP parmi les formules proposées dans le [Tab. 4.1](#). Pour cela on étudie le comportement de la distribution $\log_{10} \epsilon_{\text{param}} = f(\log_{10} \epsilon_{\text{vmp}})$ ([Fig. 4.2, 4.3, 4.4 et 4.5](#)). Pour déterminer un coefficient de proportionnalité entre ϵ_{param} et ϵ_{vmp} , on cherche la droite de régression linéaire de pente $a = 1$ qui minimise l'ordonnée à l'origine b :

$$\log_{10} \epsilon_{\text{param}} = a \log_{10} \epsilon_{\text{vmp}} + b \quad \text{avec} \quad a = 1 \quad (4.2)$$

$$\text{soit} \quad \frac{\epsilon_{\text{param}}}{\epsilon_{\text{vmp}}} = 10^b \quad (4.3)$$

La détermination de b va nous permettre d'estimer le rapport moyen entre les paramétrisations et les mesures. On pourra alors choisir la paramétrisation la plus proche du VMP. La procédure du calcul est la suivante (**elle servira de légende pour les figures qu'on présente**) :

Procédure du calcul :

- On regroupe l'ensemble des couples $\{\epsilon_{param}, \epsilon_{vmp}\}$ par intervalles de 1/10 d'ordre de grandeur de ϵ_{vmp} . La couleur de fond indique la population trouvée par bins ;
- Pour chaque intervalle ϵ_{vmp} on calcule une moyenne de ϵ_{param} pondérée par la population, à condition qu'on ait au moins 1% de la population totale dans l'intervalle. Ceci nous sert à ne pas prendre en compte les gammes de valeurs des mesures VMP peu représentées. La moyenne pondérée est notée $\epsilon_{m\ param}$ (carrés bleus) ;
- On définit $y = \log_{10} \epsilon_{m\ param}$ et $y_0 = \log_{10} \epsilon_{vmp} + b$ et on cherche la valeur de b qui minimise $|y - y_0|$. Il s'agit d'une méthode robuste L1 qui prend moins en compte les points éloignés du nuage. Sur les figures, la droite de régression est tracée en noir et la droite $y_0 = \log_{10} \epsilon_{vmp}$ est en pointillés gris ;
- Pour repérer un écart d'un facteur 3 par rapport au VMP, on trace en traits pleins gris les deux droites $y = \log_{10} 3\epsilon_{vmp}$ et $y = \log_{10} \frac{\epsilon_{vmp}}{3}$.

Formules	Correction $S(V_z)$ Polzin et al. (2002)	\int_{300m}^{150m}	$\int_{300m}^* \leq 0.7N^2$	\int_{160m}^{10m}	$\int_{160m}^* \leq 0.23$	$\int_{160m}^* \leq 0.1$	N_{error}
$\epsilon_{O08}^{V_z} = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \frac{\langle V_z^2 \rangle^2}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^2}$	×	×		×			
$\epsilon_{O08}^{V_z F(R_\omega)} = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \frac{\langle V_z^2 \rangle^2}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^2} F(R_\omega)$ $R_\omega = 3 \times \frac{\langle V_z^2 \rangle^2}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^2} / \frac{\langle \xi_z^2 \rangle^2}{\langle \xi_z^2 \rangle_{GM}^2}$	×	×		×			
$\epsilon_{O08} = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \frac{\langle V_z^2 \rangle^2}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^2} F(R_\omega) L(f, N)$ $R_\omega = 3 \times \frac{\langle V_z^2 \rangle^2}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^2} / \frac{\langle \xi_z^2 \rangle^2}{\langle \xi_z^2 \rangle_{GM}^2}$	×	×		×			
$\epsilon_{O08}^* = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \frac{\langle V_z^2 \rangle^{2*}}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^{2*}} F(R_\omega) L(f, N)$ $R_\omega = 3 \times \frac{\langle V_z^2 \rangle^{2*}}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^{2*}} / \frac{\langle \xi_z^2 \rangle^{2*}}{\langle \xi_z^2 \rangle_{GM}^{2*}}$	×		×		×		
$\epsilon_{O08}^{**} = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \frac{\langle V_z^2 \rangle^{2**}}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^{2**}} F(R_\omega) L(f, N)$ $R_\omega = 3 \times \frac{\langle V_z^2 \rangle^{2**}}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^{2**}} / \frac{\langle \xi_z^2 \rangle^{2**}}{\langle \xi_z^2 \rangle_{GM}^{2**}}$			×		×		
$\epsilon_{G03} = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \frac{0.1^2}{k_z^2} F(R_\omega) L(f, N)$ $R_\omega = 3 \times \frac{\langle V_z^2 \rangle^{2*}}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^{2*}} / \frac{\langle \xi_z^2 \rangle^{2*}}{\langle \xi_z^2 \rangle_{GM}^{2*}}$	×		×		×		
$\epsilon_{K06} = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \frac{\langle V_z^2 \rangle^2}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^2} F(R_\omega) L(f, N)$ $R_\omega = 3 \times \frac{\langle V_z^2 \rangle^{2*}}{\langle V_z^2 \rangle_{GM}^2} / \frac{\langle \xi_z^2 \rangle^{2*}}{\langle \xi_z^2 \rangle_{GM}^{2*}}$	×	×				×	
$\epsilon_{K06}^\sigma = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \frac{\langle \xi_z^2 \rangle^{2*}}{\langle \xi_z^2 \rangle_{GM}^{2*}} F'(R_\omega) L(f, N)$ $R_\omega = 4$						×	×
$\epsilon_{K06}^\theta = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0}\right)^2 \frac{\langle \xi_z^{\theta 2} \rangle^{2*}}{\langle \xi_z^{\theta 2} \rangle_{GM}^{2*}} F'(R_\omega) L(f, N)$ $R_\omega = 4$						×	×

TABLE 4.1 – Récapitulatif des différentes paramétrisations testées par rapport aux mesures du VMP de la campagne Ovide 2008. Pour obtenir plus d'informations sur les différentes formules on peut se reporter à la [Section 2.3 p. 45](#) ainsi qu'au [Chapitre 3](#). On indique en rose les choix qui concernent $S(V_z)$ et en bleu ceux pour $S(\xi_z)$. La colonne N_{error} indique les paramétrisations basées sur le strain qui remplacent celles basées sur le shear lorsque $N < N_{error}$. Par défaut on a appliqué la correction spectrale de Polzin et al. (2002) sur $S(V_z)$. On indique par * la prise en compte du seuil de saturation, et par ** la prise en compte de la saturation mais sans la correction spectrale.

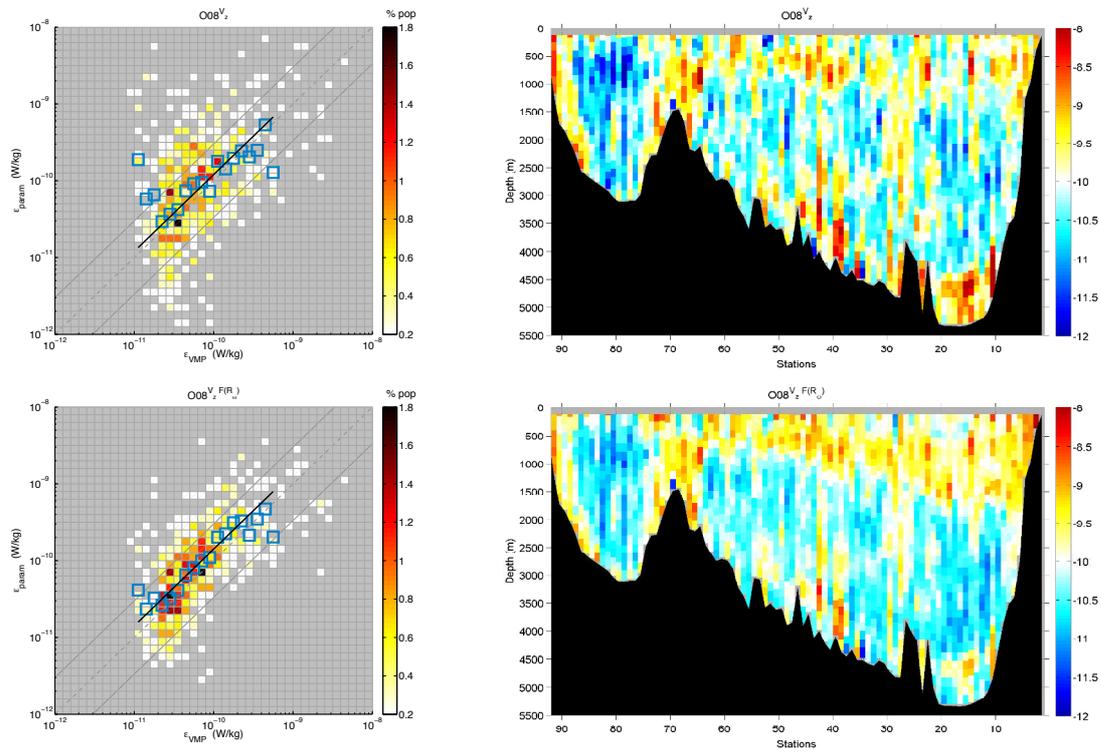


FIGURE 4.2 – (A gauche) Comparaison entre la paramétrisation et la dissipation mesurée par le VMP (Détails de la figure en Section 4.1 p. 100). (A droite) Dissipation obtenue le long de la radiale Ovide 2008. Les titres indiquent la paramétrisation utilisée (Tab. 4.1).

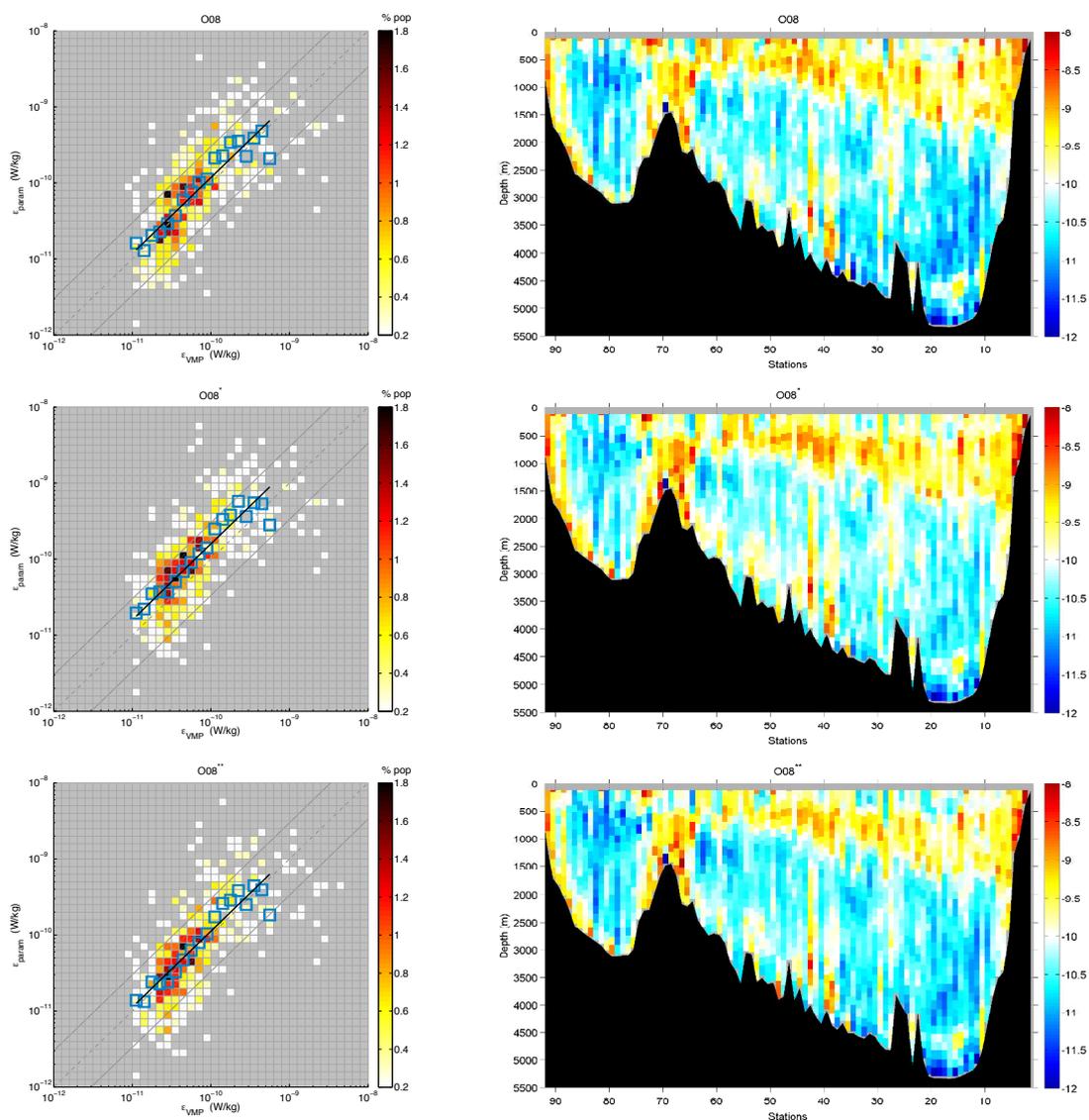


FIGURE 4.3 – (A gauche) Comparaison entre la paramétrisation et la dissipation mesurée par le VMP (Détails de la figure en Section 4.1 p. 100). (A droite) Dissipation obtenue le long de la radiale Ovide 2008. Les titres indiquent la paramétrisation utilisée (Tab. 4.1).

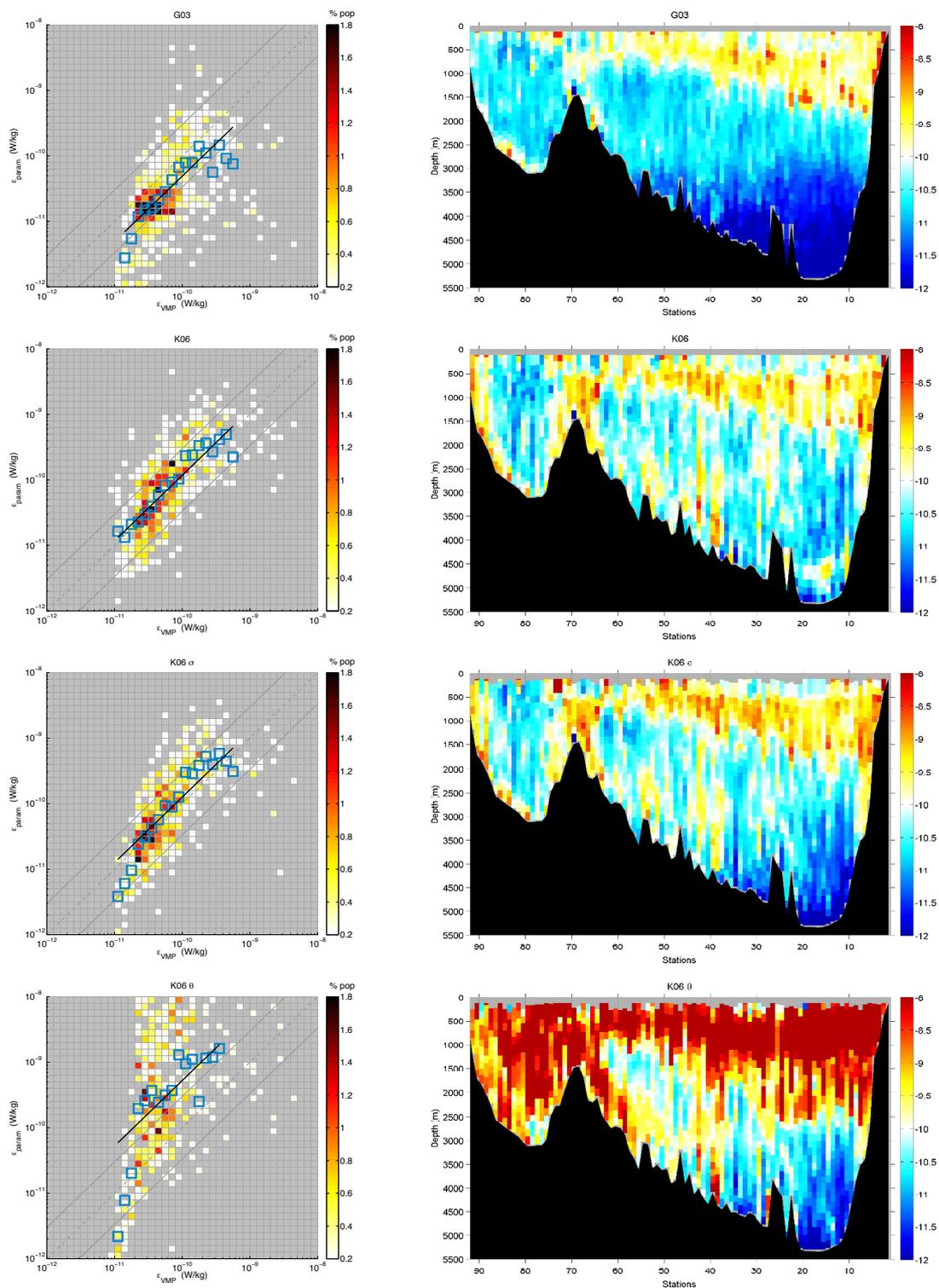


FIGURE 4.4 – (A gauche) Comparaison entre la paramétrisation et la dissipation mesurée par le VMP (Détails de la figure en Section 4.1 p. 100). (A droite) Dissipation obtenue le long de la radiale Ovide 2008. Les titres indiquent la paramétrisation utilisée (Tab. 4.1).

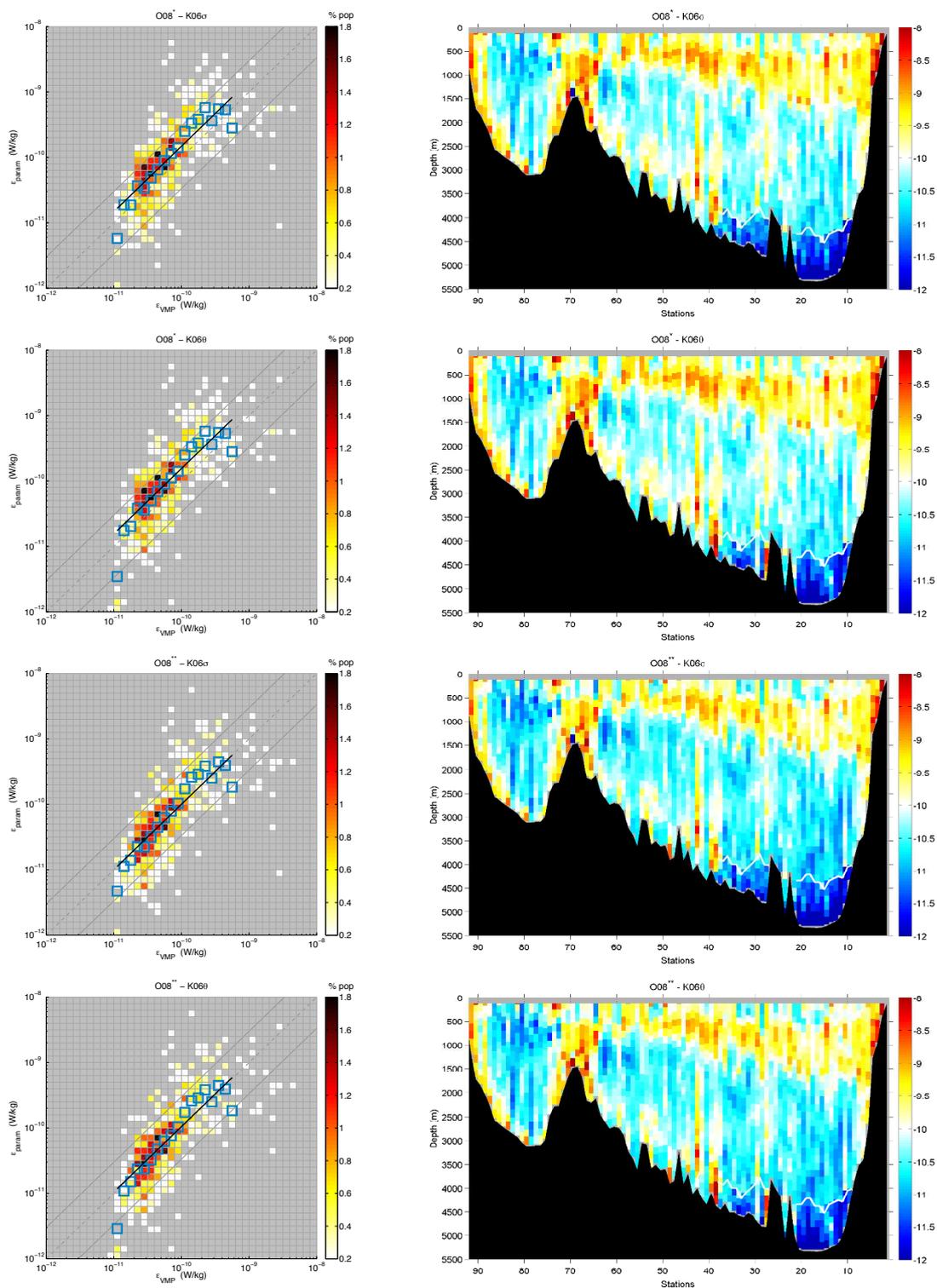


FIGURE 4.5 – (A gauche) Comparaison entre la paramétrisation et la dissipation mesurée par le VMP (Détails de la figure en Section 4.1 p. 100). (A droite) Dissipation obtenue le long de la radiale Ovide 2008. Les titres indiquent la paramétrisation utilisée (Tab. 4.1).

Modèle	$\frac{\epsilon_{param}}{\epsilon_{vmp}}$	$\overline{ y - y_0 }$
$O08^{V_z}$	1.20	0.23
$O08^{V_z F(R_\omega)}$	1.41	0.13
$O08$	1.17	0.11
$O08^*$	1.58	0.09
$O08^{**}$	1.12	0.11
$G03$	0.49	0.16
$K06$	1.17	0.10
$K06^\sigma$	1.26	0.19
$K06^\theta$	5.25	0.34
$O08 - K06^\sigma$	1.09	0.15
$O08 - K06^\theta$	1.09	0.16
$O08^* - K06^\sigma$	1.48	0.13
$O08^* - K06^\theta$	1.55	0.14
$O08^{**} - K06^\sigma$	1.00	0.14
$O08^{**} - K06^\theta$	1.05	0.15

TABLE 4.2 – Synthèse des comparaisons statistiques entre les paramétrisations de la dissipation d'énergie cinétique des ondes internes et les mesures du VMP. On détermine le coefficient b qui minimise $\overline{|y - y_0|}$, avec $y = \log_{10}\epsilon_{m\ param}$ et $y_0 = \log_{10}\epsilon_{vmp} + b$. Le calcul est détaillé au début de la [Section 4.1 p.100](#). Pour donner des repères au lecteur sur la valeur de la dispersion moyenne $\overline{|y - y_0|}$ dans l'espace linéaire, on donne les exemples suivants : $0.1 \equiv 1.25$, $0.15 \equiv 1.4$, $0.3 \equiv 2$ et $0.5 \equiv 3$.

L'étude de $\epsilon_{param} = f(\epsilon_{vmp})$ qu'on présente sur les [Fig. 4.2, 4.3, 4.4 et 4.5](#) montre la dispersion de la paramétrisation par rapport aux mesures. De manière générale on observe que la dissipation estimée par la paramétrisation permet d'encadrer les mesures dans une enveloppe correspondant à un facteur 3 ou 1/3. La réalisation d'une moyenne sur ϵ_{param} permet d'obtenir $\epsilon_{m\ param}$ et de réduire de manière significative la dispersion par rapport au VMP.

Le meilleur accord avec le VMP est obtenu lorsqu'on utilise la paramétrisation ϵ_{O08}^{**} en composite avec ϵ_{K06}^σ pour les zones situées en dessous de N_{error} (Fig. 4.5). La paramétrisation $\epsilon_{O08^{**}-K06^\sigma}$ est parmi les meilleures avec le rapport $\epsilon_{O08^{**}-K06^\sigma}/\epsilon_{vmp} = 1$ et une dispersion faible de 0.14 (Tab. 4.2). En comparant l'utilisation du strain des isothermes à la place du strain des isopycnes dans la paramétrisation composite ($\epsilon_{O08^{**}-K06^\sigma}$ vs $\epsilon_{O08^{**}-K06^\theta}$ par exemple) on voit une différence de près de 0.01 dans la dispersion par rapport au VMP. Ceci n'est pas négligeable étant donné que la zone où $N < N_{error}$ (qui délimite géographiquement le composite) ne représente que 12% de la section entière. On préfère alors utiliser le composite $\epsilon_{O08^{**}-K06^\sigma}$.

Mis à part la paramétrisation ϵ_{G03} qui sous-estime les valeurs du VMP, l'ensemble des autres paramétrisations montre une surestimation par rapport à ϵ_{vmp} . La paramétrisation ϵ_{O08} est très proche de ϵ_{K06} et on retrouve le même écart au VMP et quasiment la même dispersion (Fig. 4.3 et 4.4). Entre ϵ_{O08} , ϵ_{O08}^* et ϵ_{O08}^{**} (Fig. 4.3) la distribution géographique et l'amplitude des structures de dissipation sont équivalentes et il est difficile de déterminer la paramétrisation la plus proche des mesures du VMP. Leur étude statistique confirme aussi que les trois calculs donnent des résultats équivalents (Tab. 4.2). Néanmoins la prise en compte du seuil de saturation en même temps que la correction spectrale dans ϵ_{O08}^* mène à une surestimation du taux de transfert d'énergie. La dissipation du VMP est surestimée de près de 60%, contre 17% pour ϵ_{O08} et 12% pour $\epsilon_{O08^{**}}$. Pour cette dernière paramétrisation la dispersion est comparable aux deux autres. On considère qu'il s'agit du meilleur compromis entre rapport et dispersion par rapport au VMP en comparaison à ϵ_{O08} et ϵ_{O08}^* .

La comparaison entre les paramétrisations $\epsilon_{O08}^{V_z}$ et $\epsilon_{O08}^{V_z F(R_\omega)}$ (Fig. 4.2) permet de confirmer l'importance du terme $F(R_\omega)$ dans la paramétrisation : il diminue la dispersion de près de 50%, bien que la surestimation de la dissipation soit augmentée de 16%. Pour l'estimation la plus simple basée uniquement sur $\langle V_z^2 \rangle$, dans les zones où la stratification est inférieure à N_{error} le bruit sur les mesures LADCP mène à une surestimation du taux de transfert d'énergie par rapport à $\epsilon_{O08}^{V_z F(R_\omega)}$ et ϵ_{vmp} . On rappelle que l'utilisation du terme $F(R_\omega)$ permet de représenter l'augmentation (respectivement diminution) du transfert d'énergie vers les petites échelles dû aux interactions entre les ondes de plus haute (respectivement basse) fréquence dans $\epsilon_{O08}^{V_z F(R_\omega)}$. On constate aussi sur la Fig. 4.2, comme anticipé précédemment (Chapitre 3, Sous-section 3.7.3 p. 92), que $F(R_\omega)$ atténue les valeurs de dissipation là où $\langle V_z^2 \rangle$ est surestimé : la dispersion de $\epsilon_{O08}^{V_z F(R_\omega)}$ est plus faible que celle de $\epsilon_{O08}^{V_z}$ au niveau des zones de fond là où on a montré une contamination des mesures LADCP par le bruit instrumental.

La paramétrisation proposée par Gregg et al. (2003) (Fig. 4.4, en haut) considère que l'allure du spectre $S(V_z)$ est constante (spectre blanc) et utilise le nombre d'onde critique k_c comme estimateur du taux de transfert d'énergie (Chapitre 2, Sous-section 2.3.6 p. 51). On a montré que les allures des spectres moyens ne suivaient pas forcément l'allure constante du modèle, et l'estimation basée sur k_c n'est ici pas adaptée : on ne retrouve pas la variabilité spatiale de la dissipation observée à l'aide des mesures du VMP et celles-ci sont sous-estimées

de près de 50% (Tab. 4.2). Un meilleur accord est obtenu pour la paramétrisation de [Kunze et al. \(2006\)](#) qui prend explicitement en compte l'allure des spectres et les écarts possibles au modèle sur certaines parties de l'intervalle spectral lors de l'intégration. Cette paramétrisation reproduit mieux la variabilité spatiale de la dissipation : la proportionnalité entre ϵ_{K06} et ϵ_{vmp} est améliorée et l'écart moyen à la droite est diminué de près de 62% en passant de 0.16 à 0.10. Les valeurs de ϵ_{K06} surestiment néanmoins la dissipation du VMP au niveau de la zone de fond au dessus de la plaine abyssale ibérique.

Dans la suite de notre étude on décide d'utiliser la paramétrisation ϵ_{O08}^{**} en composite avec ϵ_{K06}^{σ} pour les zones où $N < N_{error}$. A partir d'ici on identifie cette paramétrisation par la notation ϵ_{OK} . On l'applique à l'ensemble des données Ovide pour poursuivre l'étude sur les différentes années de la campagne.

4.2 Estimation de la dissipation le long des sections hydrologiques

L'ensemble des paramétrisations appliquées à toutes les campagnes (Ovide 2002 à 2010 et Fourex 1997) se comportent entre elles de la même façon que lors de notre validation à partir des données de 2008. Ceci justifie le choix d'utiliser ϵ_{OK} (composite $O08^{**} - K06^{\sigma}$). On précise que le seuil N_{error} ne change pas significativement entre les différents jeux de données et on utilise alors systématiquement la valeur $N_{error} = 4 \times 10^{-4} s^{-1}$ pour déterminer le composite entre $O08^{**}$ et $K06^{\sigma}$.

4.2.1 Campagnes Ovide 2002 à 2010 et Fourex 1997

La Fig. 4.6 montre la dissipation obtenue le long de toutes les sections hydrologiques. La dissipation le long de Fourex 1997 apparaît plus forte que pour Ovide, avec plus de valeurs proches de $10^{-8} W/kg$, et un minimum autour de $10^{-10} W/kg$. Les coefficients les plus forts se répartissent au niveau de la thermocline principale entre la sous-surface et 1500 m, au dessus de la partie sud de la dorsale de Reykjanes, ainsi que tout le long du talus du Groenland. La zone de fond suivant la bathymétrie vers 3000m montrent aussi des dissipations relativement fortes entre 10^{-9} et $10^{-8} W/kg$. Le bassin d'Irminger reste la zone la plus faible, entre 10^{-11} et $10^{-10} W/kg$, ainsi que les parties les plus intérieures, loin du fond et en dessous de la thermocline.

Les sections Ovide montrent les mêmes structures, avec des dissipations intenses qui se répartissent toujours dans les mêmes zones pour les différentes années, au niveau de la thermocline principale depuis le talus du Portugal, au-dessus et sur les flancs de la dorsale de Reykjanes, ainsi qu'au niveau du talus du Groenland. Certaines structures entre 10^{-10} et $10^{-9} W/kg$ apparaissent avec intermittence au niveau de la zone de fond au milieu de la section autour des monts sous-marins, entre 3000 et 4000 m. Certaines années comme 2008 et 2006 reproduisent des dissipations localement fortes avec des valeurs proches de $10^{-8} W/kg$.

Le bassin d'Irminger reste le plus faible et ne montre pas beaucoup de dissipation, avec des valeurs entre 10^{-10} et 10^{-12} W/kg . Il en va de même pour la partie intérieure de la section, sous la thermocline principale, où les valeurs de l'ordre de 10^{-10} W/kg indiquent que cette partie est proche de l'état du modèle de Garrett et Munk, éloignée des forçages et où les ondes interagissent peu.

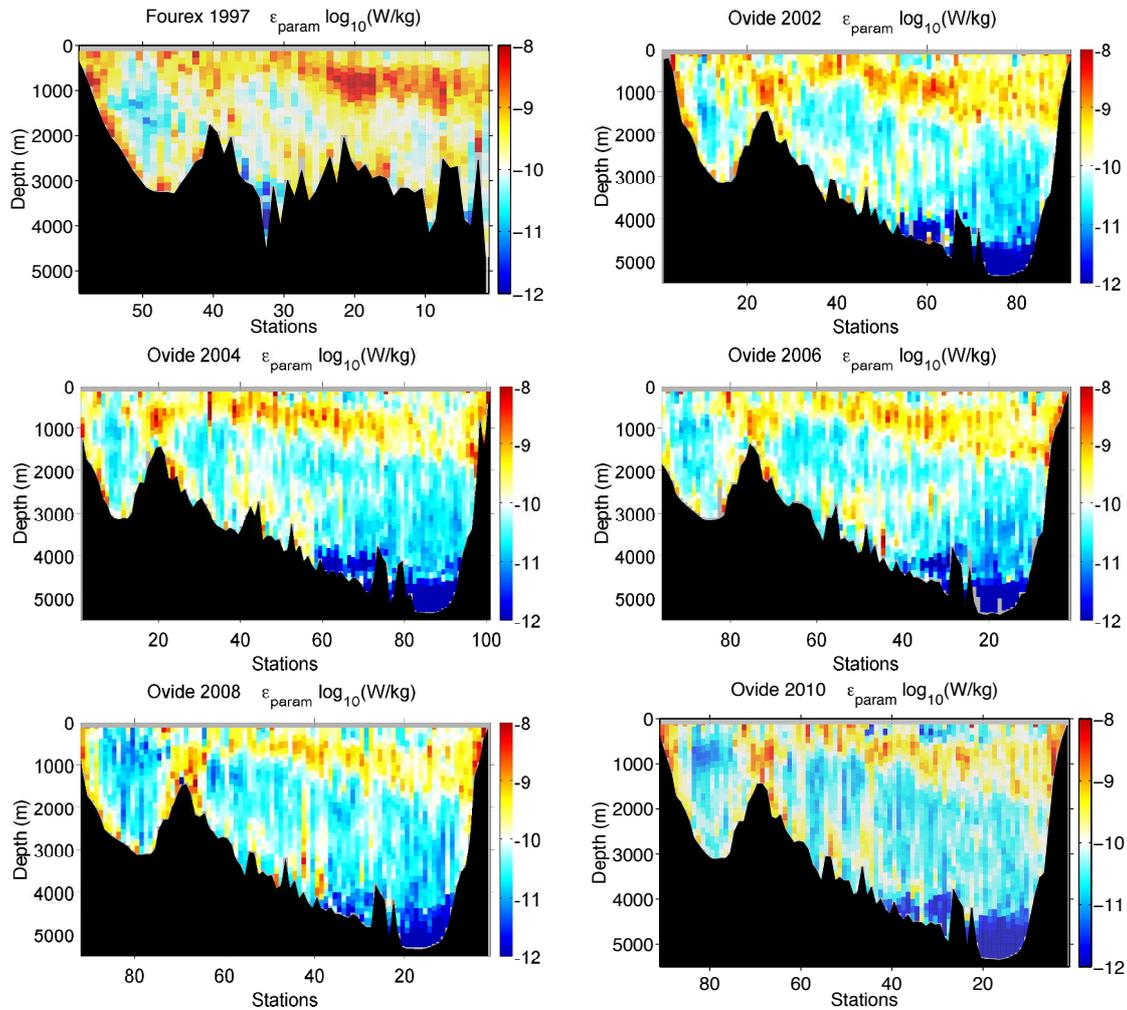


FIGURE 4.6 – Coefficients de dissipations $\epsilon_{OK}(W/kg)$ calculés à partir de la paramétrisation OK , le long des sections Ovide et Fourex 1997, et représentés en \log_{10} .

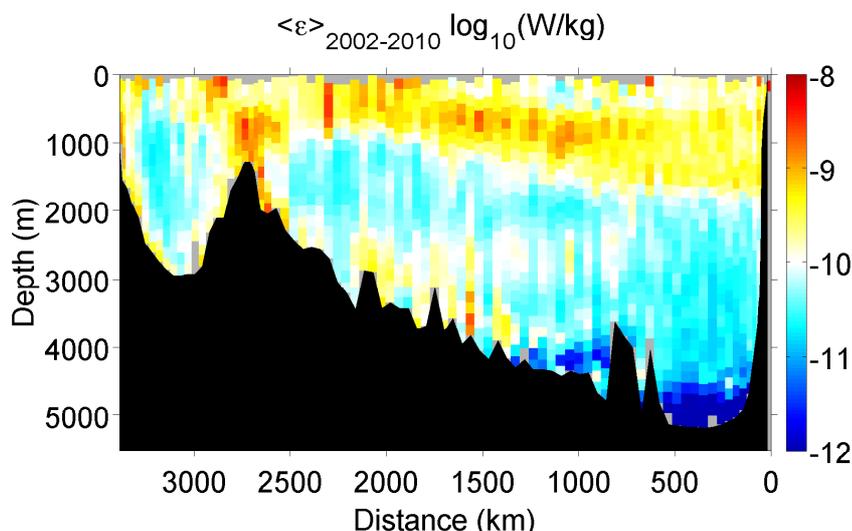


FIGURE 4.7 – Section de dissipation $\langle \epsilon \rangle_{2002-2010}$ (W/kg) moyenne de l'ensemble des années Ovide, sur la période 2002 à 2010. On a tracé les coefficients en \log_{10} .

La section $\langle \epsilon \rangle_{2002-2010}$ sur la Fig. 4.7 propose une vision moyenne des différentes réalisations de la campagne Ovide. Les zones les plus intenses apparaissent au niveau des talus, au fond en milieu de section, localement au coeur de la thermocline principale, ainsi qu'au dessus de la dorsale de Reykjanes et le long de son versant Est. Le bassin d'Irminger ainsi que les masses d'eau sous la thermocline indiquent un niveau de dissipation proche de celui du modèle de Garrett et Munk ($\sim 7 \times 10^{-10} W/kg$). La partie la plus faible se situe au dessus de la plaine abyssale ibérique et représente peut être une couche critique pour les ondes. Cette partie de la section est la zone où la stratification est la plus faible avec $N_{abyssal} \sim 10^{-4} s^{-1}$: le milieu ambiant est à une fréquence proche de la fréquence inertielle et les harmoniques générées à $2f, 3f \dots$ se trouvent à des fréquences supérieures à $N_{abyssal}$, comme le montre la Fig. 4.8. Dans le cas illustré par Gerkema & Zimmerman (2008) (Fig. 5.9 p. 83 du livre) où les ondes se trouveraient à une fréquence ω telle que $f < N_{abyssal} < \omega < N$, alors la couche $N_{abyssal}$ resterait interdite à la propagation des ondes générées au niveau des couches supérieures.

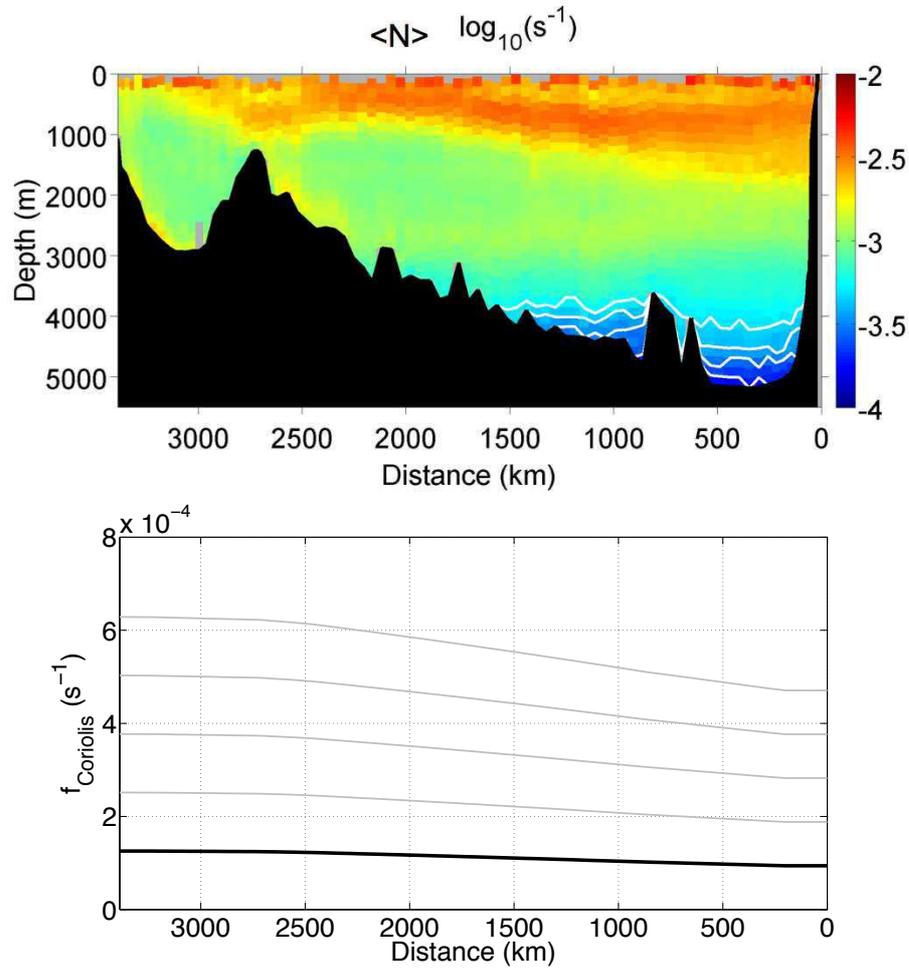


FIGURE 4.8 – Stratification moyenne sur les années 2002 à 2010, et représentée en \log_{10} . En traits blancs on trace la limite pour laquelle $N < n \times f_{\text{Coriolis}}$, avec $n = 2, 3, 4, 5$. On précise que le cas $N < 1 \times f_{\text{Coriolis}}$ n’arrive jamais. En-dessous on rajoute les valeurs de f_{Coriolis} et des ses harmoniques (respectivement $2f, 3f, 4f, 5f$) le long de la section.

4.2.2 Variabilité entre les sections Ovide

La différence entre la dissipation pour chaque campagne et la dissipation moyenne $\langle \epsilon \rangle$ de l’ensemble des campagnes va permettre de mettre en évidence l’amplitude de la variabilité. On présente les résultats sur la [Fig. 4.9](#).

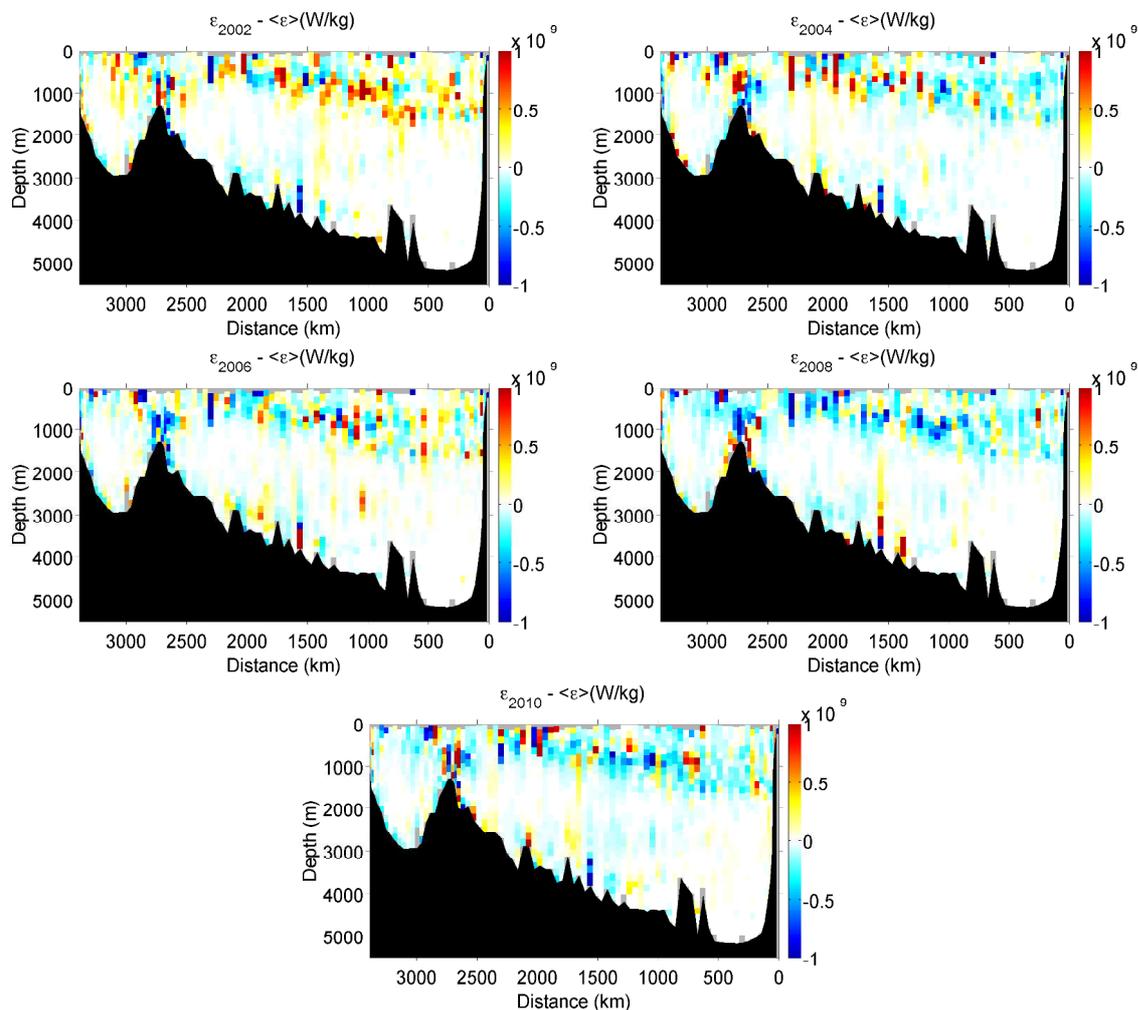


FIGURE 4.9 – Anomalies de dissipation par rapport à $\langle \epsilon \rangle_{2002-2010}$ pour les différentes années Ovide. Les valeurs sont présentées en \log_{10} .

Sur la Fig. 4.9, le bassin d'Irminger, la dorsale de Reykjanes, certaines parties de la thermocline principale, ainsi que la partie de fond en milieu de section apparaissent comme étant les endroits où la dissipation est la plus variable. On y trouve des valeurs de dissipation comprises entre 5 et $10 \times 10^{-9} W/kg$ (Fig. 4.7) avec des anomalies d'environ $1 \times 10^{-9} W/kg$ (Fig. 4.9). En contraste les talus sont les zones où les anomalies sont plus faibles, entre 1 et $5 \times 10^{-10} W/kg$, alors que les valeurs moyennes de dissipation sont proches de celles des zones précédentes. Les talus présentent moins de variabilité entre les différentes réalisations de la campagne, ce qui peut s'expliquer par le fait que le marée y génère périodiquement des ondes internes. Les parties intérieures de la section sont de l'ordre de la valeur de dissipation du modèle de Garrett et Munk ($\epsilon_0 = 7 \times 10^{-10} W/kg$) et les anomalies y sont assez faibles, de l'ordre de $1 - 3 \times 10^{-10} W/kg$.

La campagne de 2002 présente les anomalies les plus fortes, et cette situation se reproduit de manière plus modérée pour la campagne de 2006. Pour l'année 2004 ceci concerne la moitié Nord de la section, tandis que la partie Sud montre des dissipations plus faibles que l'état moyen. L'année 2008 montre la dissipation moyenne la plus faible sur l'ensemble des réalisations. Cette situation se reproduit pour la campagne 2010, bien que la zone intérieure entre 2000 et 4000m dans la partie Sud du bassin soit plus forte que la moyenne. On observe ici que les campagnes 2002, 2004 et 2006 se démarquent de celles de 2008 et 2010 sur l'ensemble des zones de la radiale. Les campagnes n'ont pas été réalisées dans les mêmes périodes au cours de la saison et le sens de progression de la radiale a été différent. On rappelle sur la [Fig. 4.10](#) le calendrier des différentes missions.

Des sondes CTD différentes ont été utilisées entre les différentes campagnes. La sonde Neil Brown utilisée de 2002 à 2006 a été remplacée par une sonde Seabird 911 à partir de 2008. De plus il est possible que les traitements des données LADCP aient connu des améliorations au fur et à mesure des différentes campagnes. Pour vérifier si les différences sont dues à l'instrumentation, on propose de vérifier les spectres moyens de V_z et ξ_z des différentes années. On se place au niveau de la thermocline principale entre 500 et 2000m dans la bande de latitude $41 - 49^\circ N$, car il s'agit d'une zone qui montre des différences importantes entre les campagnes. On trace les spectres sur la [Fig. 4.11](#).

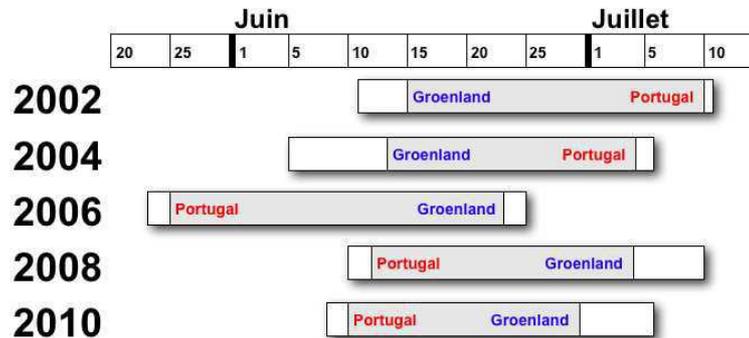


FIGURE 4.10 – Schéma du calendrier des missions Ovide. On indique en gris la période pendant laquelle la radiale est réalisée (hors transit). On indique si le départ de la radiale est réalisé depuis le Groenland (bleu) ou le Portugal (rouge).

Variabilité au niveau dans la partie sud de la thermocline principale

On observe sur la [Fig. 4.11](#) que le spectre moyen $S(V_z)$ dans la thermocline principale est assez similaire pour les différentes années sur l'intervalle de longueurs d'ondes $[320m - 50m]$. Dans la partie $[50m - 32m]$ les spectres de 2008 et 2010 apparaissent plus forts, ce qui pourrait être la conséquence d'un traitement différent des données. Néanmoins dans la paramétrisation *OK* l'intervalle d'intégration concerne la bande $[320m - 64m]$ qui n'est pas affectée : si une différence entre les traitements demeure, entraînant une augmentation de l'énergie aux petites échelles, l'estimation de ϵ n'y est pas sensible. Pour $S(\xi_z)$ la situation est plus variable.

Le niveau du spectre moyen est le plus fort pour la campagne 2002, tandis que le niveau de la campagne 2008 est le plus faible. Entre les deux, l'année 2006 suit 2002, alors que les années 2004 et 2010 montrent des niveaux inférieurs à celui du spectre moyen sur l'ensemble des campagnes. On quantifie l'impact de la variabilité des spectres sur les différents termes qui entrent en jeu dans la paramétrisation. On calcule l'écart relatif de chaque terme par rapport à la moyenne. Ceci est fait pour chaque campagne Ovide (Tab. 4.3). On a vu sur la Fig. 3.16 p. 82 que sur cette zone de la section Ovide le critère de saturation limitait peu l'intégration de $S(\xi_z)$ (localement à $30m$) et pas du tout celle de $S(V_z)$. On décide alors de tester l'écart de chaque année par rapport à l'ensemble à partir des intégrales obtenues sur les intervalles maximum d'intégration. Ceux-ci sont respectivement $[2\pi/300m - 2\pi/64m]$ pour $S(V_z)$ et $[2\pi/160m - 2\pi/10m]$ pour $S(\xi_z)$. Les résultats sont présentés dans le Tab. 4.3. Pour l'année 2002 on retrouve le niveau du strain plus fort que pour les autres années, de plus de 20% par rapport à la moyenne. Le spectre du shear est lui aussi plus fort, mais de façon plus modérée. En conséquence le rapport R_ω diminue, multipliant les occurrences $R_\omega < 3$ où $F(R_\omega)$ devient rapidement très supérieur à 1 : l'estimation de la dissipation est augmentée à la fois par $\langle V_z^2 \rangle / \langle V_z^2 \rangle_{GM}$ qui est plus fort, et à la fois par le terme $F(R_\omega)$ qui augmente. On s'écarte de plus de 50% de la valeur moyenne de la dissipation (Tab. 4.3). Ce cas de figure se reproduit pour 2006, mais avec un écart moyen moins important d'environ 15%. Pour la campagne 2004 l'estimation de ϵ est plus faible d'environ 9% par rapport à la moyenne, mais on rappelle qu'on s'est placé ici au niveau de la thermocline principale et que plus au nord sur la section l'estimation de 2004 dépasse la moyenne, comme dans le cas de 2002 et 2006. La campagne 2008 est celle où le spectre du strain est le plus faible, alors que l'intégrale du shear varie peu par rapport à la moyenne : le terme $F(R_\omega)$ va être plus important et diminue l'estimation de ϵ de près de 31% et ce cas se réalise aussi pour 2010 avec une diminution de 27%.

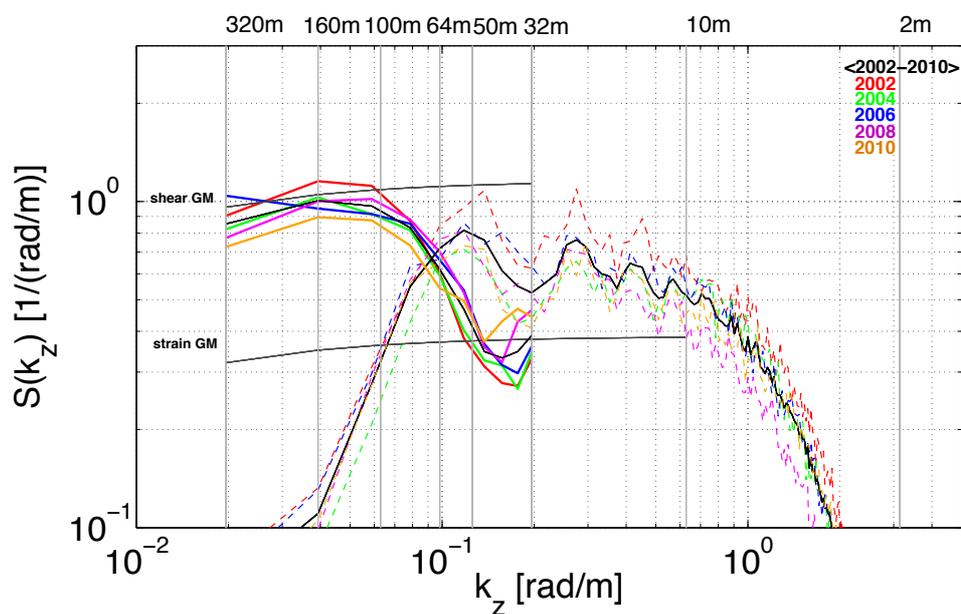


FIGURE 4.11 – Spectres moyens $S(V_z)$ non-corrigés (traits pleins) et $S(\xi_z)$ (traits pointillés) des campagnes Ovide au niveau de la thermocline principale, entre 500 et 2000m dans la bande de latitude 41-49°N.

	2002	2004	2006	2008	2010
$\frac{\int_{2\pi/300m}^{2\pi/64m} S(V_z/N) dk_z}{\int_{2\pi/300m}^{2\pi/64m} \langle S(V_z/N) \rangle dk_z}$	+8.65%	-2.45%	+3.39%	+2.23%	-11.83%
$\frac{\int_{2\pi/160m}^{2\pi/10m} S(\xi_z) dk_z}{\int_{2\pi/160m}^{2\pi/10m} \langle S(\xi_z) \rangle dk_z}$	+23.42%	-10.53%	+6.26%	-9.72%	-9.43%
$\frac{\langle V_z^2 \rangle / \langle V_z^2 \rangle_{GM}}{\langle V_z^2 \rangle / \langle V_z^2 \rangle_{GM}}$	↗	≈	≈	≈	↘
$\frac{\langle \xi_z^2 \rangle / \langle \xi_z^2 \rangle_{GM}}{\langle \xi_z^2 \rangle / \langle \xi_z^2 \rangle_{GM}}$	↗↗	↘	↗	↘	↘
$\frac{R_\omega}{\langle R_\omega \rangle}$	↘	↗	↘	↗	↗
$\frac{F(R_\omega)}{\langle F(R_\omega) \rangle}$	↗	↘	↗	↘	↘
$\frac{\epsilon}{\langle \epsilon \rangle}$	+52%	-9%	+15%	-31%	-27%

TABLE 4.3 – Ecart en pourcentages entre le spectre moyen d’une campagne et le spectre moyen de l’ensemble des campagnes (noté par $\langle \rangle$). La moyenne est calculée sur les spectres des zones de la thermocline principale, entre 500 et 2000m dans la bande de latitude 41 – 49°N. On propose les bornes d’intégration qui correspondent aux intervalles maximum qui peuvent être pris en compte. On indique l’effet de ces écarts sur les différents termes de la paramétrisation et sur le rapport $\epsilon/\langle \epsilon \rangle$.

Variabilité sur l’ensemble de la section

Afin de vérifier si la variabilité régionale se retrouve à grande échelle on teste les écarts sur l’ensemble de la section (en excluant les zones de fond en-dessous de 3500m). On présente les spectres sur la Fig. 4.12 et les écarts à la dissipation moyenne dans le Tab. 4.4. On montre ici que les spectres du shear sont plus forts pour 2008 et 2010 pour les longueurs d’ondes comprises entre 50 et 32m, alors que ceux de 2002 à 2006 restent proches. Ceci n’a pas d’effet significatif sur l’estimation de la dissipation car on limite l’intégration de $S(V_z)$ à un nombre d’onde $k_z^{max} = 2\pi/64m$. Dans le cas des données CTD, les niveaux des spectres $S(\xi_z)$ est plus important pour les années 2002 à 2006 que pour les deux campagnes de 2008 et 2010. Pour les années 2004 et 2006, les spectres suivent les allures de ceux de 2008 et 2010 de

160 jusqu'à environ 15m, puis leur niveau augmente entre 15 et 2m. Néanmoins comme on le voit pour 2002, le niveau du spectre est plus important que la moyenne sur l'ensemble des longueurs d'ondes, de 160 à 10m sans augmentation particulière vers 15m. Pour évaluer si une différence significative apparaît entre les deux sondes CTD, on calcule $\epsilon/\langle\epsilon\rangle$ (Tab. 4.4). Les deux extremum sont les campagnes 2002 et 2008 avec des écarts respectivement d'environ +12% et -18%. On n'observe pas de tendance nette entre la sonde Neil Brown et Seabird, et il est difficile d'invoquer l'instrumentation pour expliquer les variations de la dissipation moyenne. On considère que les variations de $\pm 15 - 20\%$ sont représentatives de l'incertitude de la paramétrisation et que des variations régionales supérieures relèvent d'un signal dans l'océan. On rappelle que la dissipation varie sur près de 5 ordres de grandeur (de 10^{-11} à $10^{-6}W/kg$) et que cet intervalle d'incertitude est faible.

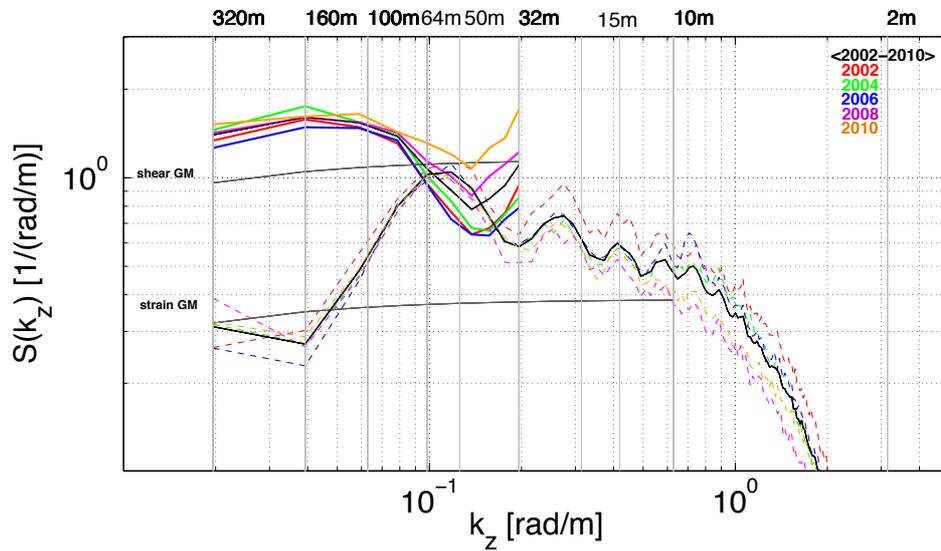


FIGURE 4.12 – Spectres moyens du shear non-corrigés (traits pleins) et du strain (traits pointillés) des campagnes Ovide sur l'ensemble de la section en excluant les zones de fond en-dessous de 3500m.

	2002	2004	2006	2008	2010
$\frac{\epsilon}{\langle\epsilon\rangle}$ {Section entière}	+12.2%	+10.4%	-8.1%	-17.6%	+3.4%

TABLE 4.4 – Ecart en pourcentages entre la dissipation moyenne d'une campagne et la dissipation moyenne de l'ensemble des campagnes. On a pris en compte l'ensemble de la section excepté les zones situées en-dessous de 3500m.

4.3 Estimation de la diffusion verticale le long des sections hydrologiques

4.3.1 Relation d'Osborn

Les coefficients de diffusion verticale K (m^2s^{-1}) sont calculés à partir de la dissipation ϵ_{OK} et de la relation d'Osborn (Osborn, 1980). Celle-ci est définie telle que :

$$K = \Gamma \epsilon N^{-2} \quad (4.4)$$

avec Γ l'efficacité du mélange, pris ici à la valeur $\Gamma = 0.2$. La relation d'Osborn est établie à partir de l'équation d'énergie cinétique turbulente (TKE). La décomposition des variables des équations de Navier-Stokes en partie turbulente et partie moyenne aboutit aux équations de Reynolds (Kundu, 1990) à partir desquelles l'équation d'énergie cinétique turbulente est dérivée :

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \overline{u_i'^2} \right) = - \partial_j \left(\frac{1}{2} \overline{u_i'^2 u_j'} + \frac{1}{2} \overline{u_i'^2 u_j'} - \overline{\nu u_i' \sigma_{ij}} \right) \quad (4.5)$$

$$- \overline{(\bar{\alpha} + \alpha') \partial_j (p' u_j')} \quad (4.6)$$

$$- \overline{u_i' u_j' \partial_j \bar{u}_i} \quad (4.7)$$

$$- \overline{u_i' \alpha' \partial_i \bar{p}} \quad (4.8)$$

$$- \epsilon \quad (4.9)$$

où $\overline{\quad}$ indique l'emploi d'une moyenne appropriée, le prime une fluctuation par rapport à la moyenne, $\epsilon = \frac{1}{2} \nu \overline{\sigma_{ij} \sigma_{ij}}$ avec σ_{ij} le tenseur des contraintes des fluctuations, $\alpha = \bar{\alpha} + \alpha' = \frac{1}{\rho}$ est le volume spécifique et ν la viscosité cinématique. Le terme 4.5 représente une redistribution spatiale de l'énergie, 4.6 le travail du gradient de pression dans le champ des fluctuations de vitesses, 4.7 la production d'énergie cinétique turbulente, 4.8 la production ou destruction d'énergie cinétique turbulente par diminution ou augmentation de l'énergie potentielle et 4.9 la destruction d'énergie cinétique turbulente par dissipation. On ne sait pas mesurer les termes 4.5 et 4.6 et on ne sait pas sous quelles conditions on peut les négliger. Ainsi pour des raisons pratiques ils sont négligés. En faisant l'hypothèse que la turbulence est stationnaire (autant de flux sortants qu'entrants), on peut considérer que de la production P de TKE par le cisaillement de l'écoulement moyen est partiellement transférée en énergie potentielle B et en dissipation ϵ , tel que :

$$-\overline{u' w'} \partial_z U = \frac{g}{\rho} \overline{w' \rho'} + \epsilon \quad (4.10)$$

$$P = B + \epsilon \quad (4.11)$$

Le terme B est un flux de flottabilité qui est paramétré par un coefficient de diffusion turbulente, tel que $B = KN^2$. En définissant le nombre de Richardson *flux* comme le rapport entre l'énergie potentielle obtenue et la production initiale d'énergie cinétique, tel que $R_f =$

B/P , on retrouve alors la relation d'Osborn $K = \frac{R_f}{1-R_f}\epsilon N^{-2}$, où $R_f/(1-R_f) = B/\epsilon = \Gamma$ représente l'efficacité du mélange. Ainsi, en connaissant l'état de flottabilité du système, sa dissipation, et en faisant une hypothèse sur le taux d'efficacité du mélange, on peut obtenir une estimation du mélange vertical. Une valeur communément admise est $\Gamma = 0.2$, même si certaines études montrent qu'il peut être plus important (Linden & Redondo, 1991; Smyth et al., 2001; Tailleux, 2009).

4.3.2 Régimes de diffusion : Shih et al. (2005)

Notre estimation du mélange vertical repose sur la détermination indirecte de la dissipation du champ d'ondes internes et l'utilisation de la relation d'Osborn. Celle-ci suppose que la turbulence est stationnaire, ce qui est une hypothèse forte sur l'état de turbulence du système. A partir d'une étude basée sur des simulations numériques, Shih et al. (2005) proposent une estimation de la diffusion lorsque la turbulence n'est plus stationnaire. Ils caractérisent l'état de turbulence du fluide à l'aide du paramètre $\epsilon/\nu N^2$. Ils trouvent que la diffusivité turbulente K se corrèle à ce paramètre selon trois régimes de turbulence. Selon le régime le plus faible, K est de l'ordre de la diffusion moléculaire et le système n'est pas turbulent. Dans un régime intermédiaire où $7 < \epsilon/\nu N^2 < 100$ la turbulence est stationnaire : la diffusion se comporte linéairement avec $\epsilon/\nu N^2$ et c'est la relation d'Osborn qui est utilisable pour estimer K . Pour le régime le plus énergétique correspondant aux valeurs $\epsilon/\nu N^2 > 100$ la turbulence est non-stationnaire (en développement). La diffusion est alors estimée à l'aide de la relation $K = (\epsilon/\nu N^2)^{1/2}$.

On calcule $\epsilon/\nu N^2$ à partir de la viscosité cinématique (Fig. 4.13a) le long de la section Ovide 2008 et on présente les trois régimes sur la Fig. 4.13b. Les zones où l'on pourrait utiliser la valeur $K_{\text{moléculaire}} = 1.4 \times 10^{-7} m^2 s^{-1}$ se trouvent en surface, au milieu de la colonne d'eau dans le bassin d'Irmingier, au fond de la plaine abyssale ibérique ainsi que dans l'océan intérieur dans la partie sud de la section. L'estimation basée sur la relation d'Osborn nous donne déjà des diffusions faibles, de l'ordre de $10^{-6} m^2 s^{-1}$. On n'observe pas de convergence vers les valeurs moléculaires et on considère qu'il n'est pas justifié d'utiliser ces valeurs à la place de la relation d'Osborn.

Une majorité de la section suit le régime intermédiaire et l'estimation basée sur la relation d'Osborn. Les zones où le paramètre est ≥ 100 sont celles où l'on avait le mélange le plus intense. Pour ces parties de la section le mélange vertical devrait être calculé à partir de la relation $K = (\epsilon/\nu N^2)^{1/2}$. Pour mener une comparaison on calcule une diffusion K_{Shih} composite entre les trois régimes le long de la section Ovide 2008 (Fig. 4.13d), que l'on compare à l'estimation K_{OK} uniquement basée sur la relation d'Osborn (Fig. 4.13c). On observe que les diffusions les plus fortes de K_{Shih} sont comprises entre 10^{-5} et $10^{-4} m^2 s^{-1}$. Les parties de la thermocline où on trouvait $K_{OK} \approx 10^{-5}$ ainsi que les couches de surface de la Mer d'Irmingier où $K_{OK} \approx 10^{-6}$ sont augmentées et on obtient des valeurs de K_{Shih} comprises entre 10^{-5} et $10^{-4} m^2 s^{-1}$. Les diffusions moyennes au niveau des zones correspondant au régime énergétique sont $\overline{K_{OK}} \approx 1.6 \times 10^{-4} m^2/s$ et $\overline{K_{Shih}} \approx 6.5 \times 10^{-5} m^2/s$. L'application du critère fait tendre la diffusion vers des valeurs inférieures à celles attendues en plein océan par

l'étude de [Munk \(1966\)](#) et celles estimées à proximité de la bathymétrie ([Polzin et al., 1997](#); [Ferron et al., 1998](#)). L'étude de [Shih et al. \(2005\)](#) se base sur des expériences numériques qui ne rendent peut être pas suffisamment compte de la complexité de l'océan. Une manière de valider l'application de la relation d'Osborn par rapport aux régimes de turbulence serait de multiplier les études *in-situ* de micro-structure, ne serait-ce que pour ajuster la valeur du taux d'efficacité Γ que l'on a considéré ici comme constant et égal à 0.2 ([Hult et al., 2011a,b](#)). En l'état on applique la relation d'Osborn à l'ensemble des campagnes Ovide en utilisant un taux d'efficacité égal à 0.2.

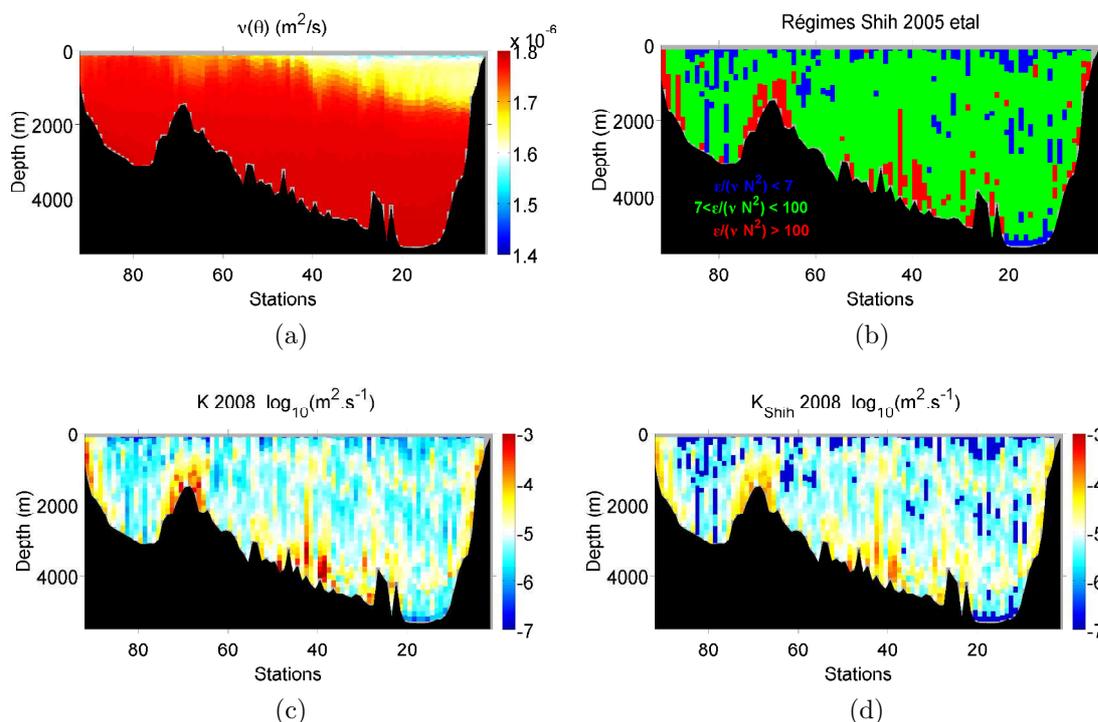


FIGURE 4.13 – Ovide 2008. (a) Viscosité cinématique calculée en fonction de la température potentielle. (b) Régimes de turbulence proposés par [Shih et al. \(2005\)](#). (c) Diffusion K_{OK} calculée à partir de la relation d'Osborn. (d) Diffusion composite K_{Shih} déterminée à partir des régimes de turbulence de [Shih et al. \(2005\)](#).

4.3.3 Mélange vertical le long des section Ovide 2002 à 2010 et Fourex 1997

On présente les estimations de diffusion verticale représentant le mélange dû aux ondes internes sur la [Fig. 4.14](#). De manière générale entre l'ensemble des sections, les zones les plus intenses apparaissent au niveau des talus du Portugal et du Groenland, à l'intérieur de la thermocline principale, autour de la dorsale de Reykjanes, ainsi que sur les zones de fond en milieu de section, jusqu'à la plaine abyssale ibérique. La couche de fond entre 4500

et 5500m est la plus faible avec des coefficients de diffusions inférieurs à $10^{-5}m^2s^{-1}$, ce qui pourrait s'expliquer par l'impossibilité des ondes internes de se propager dans cette zone de la section. Ceci reste hypothétique car K_{vmp} montre une diffusion plus importante que K_{OK} sur cet endroit de la section (Fig. 4.14g). Néanmoins on rappelle que K_{OK} est basée sur une modélisation du transfert d'énergie des ondes internes vers les petites échelles tandis que K_{vmp} est obtenu à partir des mesures directes de la dissipation du VMP. Ces mesures sont indépendantes des processus mesurés et il est possible qu'on observe un mélange associé à d'autres mécanismes que les ondes internes.

On présente la diffusion moyenne des différentes réalisations de la campagne Ovide sur la Fig. 4.15. L'océan intérieur présente des valeurs de l'ordre de $10^{-5}m^2s^{-1}$ et localement inférieures, tandis que la diffusion est de l'ordre de $K_{Munk} \sim 1 \times 10^{-4}m^2s^{-1}$ au niveau des zones proches de la bathymétrie, des talus, ainsi que dans la thermocline principale. Ces valeurs sont proches de la valeur nécessaire à maintenir une circulation thermohaline basée sur un équilibre d'advection-diffusion (Munk, 1966). Localement la diffusion peut-être plus intense avec des valeurs de l'ordre de $10^{-3}m^2s^{-1}$, proches de celles de l'étude de Polzin et al. (1997) sur la dorsale médio-Atlantique.

Sur la Fig. 4.14 la section Fourex apparaît plus intense que la section Ovide, avec des diffusions comprises en majorité entre 10^{-3} et $10^{-4}m^2s^{-1}$ ce qui peut s'expliquer en partie par les interactions plus fortes entre les ondes dues à la proximité de la bathymétrie (Polzin et al., 1997). On établit des profils moyens de $\langle K_{OK}^{Ovide} \rangle$ et K_{OK}^{Fourex} pour différentes zones comparables à travers le bassin (Fig. 4.17). On indique les zones choisies sur la Fig. 4.16. C'est uniquement sur la dorsale de Reykjanes que les deux sections montrent des profils moyens de diffusion proches (Reykjanes). Pour les autres zones le profil moyen $\overline{K_{OK}^{Fourex}}$ est toujours plus fort que $\langle K_{OK}^{Ovide} \rangle$. En calculant la valeur moyenne de diffusion de chaque profil on estime un rapport entre $\overline{K_{OK}^{Fourex}}$ et $\langle K_{OK}^{Ovide} \rangle$. Les résultats sont donnés dans le Tab. 4.5. Mis à part la zone de la dorsale de Reykjanes, la diffusion moyenne de la section Fourex est environ 3 fois plus importante que celle de la section Ovide. Les valeurs restent néanmoins faibles et sont inférieures à $K_{Munk} \sim 10^{-4}$. La présence de la bathymétrie au niveau de la zone *Mid. Section* peut être une des explications de la diffusion plus forte sur la section Fourex, mais on ne peut plus l'invoquer dans le bassin d'Irminger et près du Groenland. Après l'avoir vérifié, les spectres $S(V_z)$ et $S(\xi_z)$ des données de la campagne Fourex ont des niveaux près de 2 fois plus forts que ceux des données Ovide mais leurs allures n'ont rien d'anormales. En revenant aux champs de vitesses u et v ainsi qu'au champ ξ_z , on a pu vérifier que ceux-ci ont des amplitudes plus intenses au niveau régional que les champs des données Ovide. On rappelle que la section Fourex longe la dorsale médio-Atlantique et croise plus de branches de surface de la dérive Nord-Atlantique que la section Ovide. On montre ici que le mélange le long de la section Fourex est plus important que le long de la section Ovide. Ceci met en évidence la variabilité régionale du mélange vertical dans l'océan.

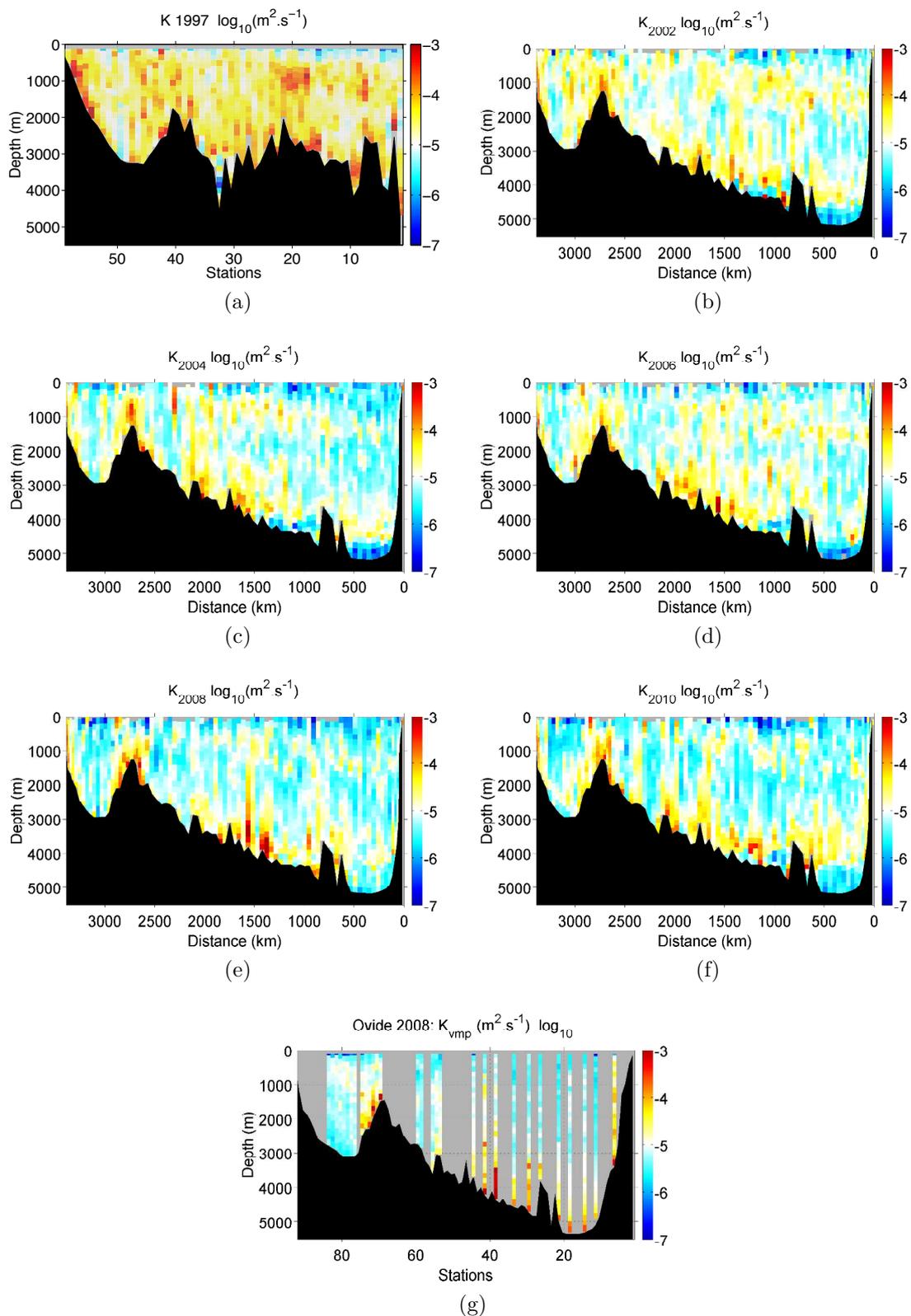


FIGURE 4.14 – (a-f) Diffusion verticale $K_{OK} (m^2 s^{-1})$ le long des sections Ovide et Fourcx 1997. (g) Diffusion turbulente K_{vmp} obtenue à partir de ϵ_{vmp} .

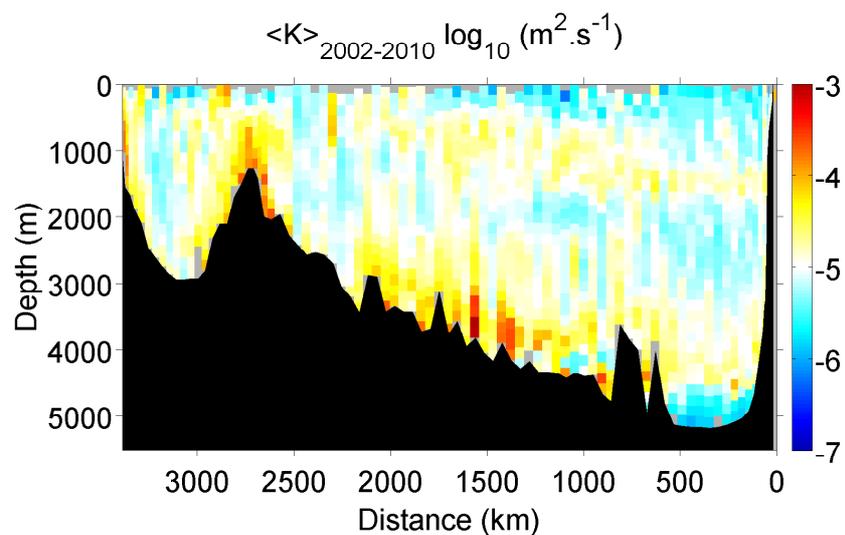


FIGURE 4.15 – Diffusion verticale $\langle K_{OK} \rangle$ moyenne de l'ensemble des années Ovide 2002 à 2010. On a tracé les coefficients en \log_{10} .

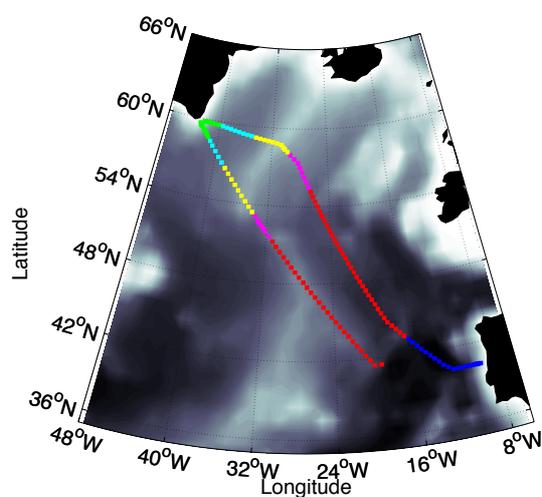


FIGURE 4.16 – Trajets des sections Ovide (Nord) et Fourex 1997 (Sud). On indique en couleurs les profils des zones "parallèles" (rouge : *Mid. Section*, magenta : *Inter*, jaune : *Reykjanes*, cyan : *Irminger*, vert : *Greenland*).

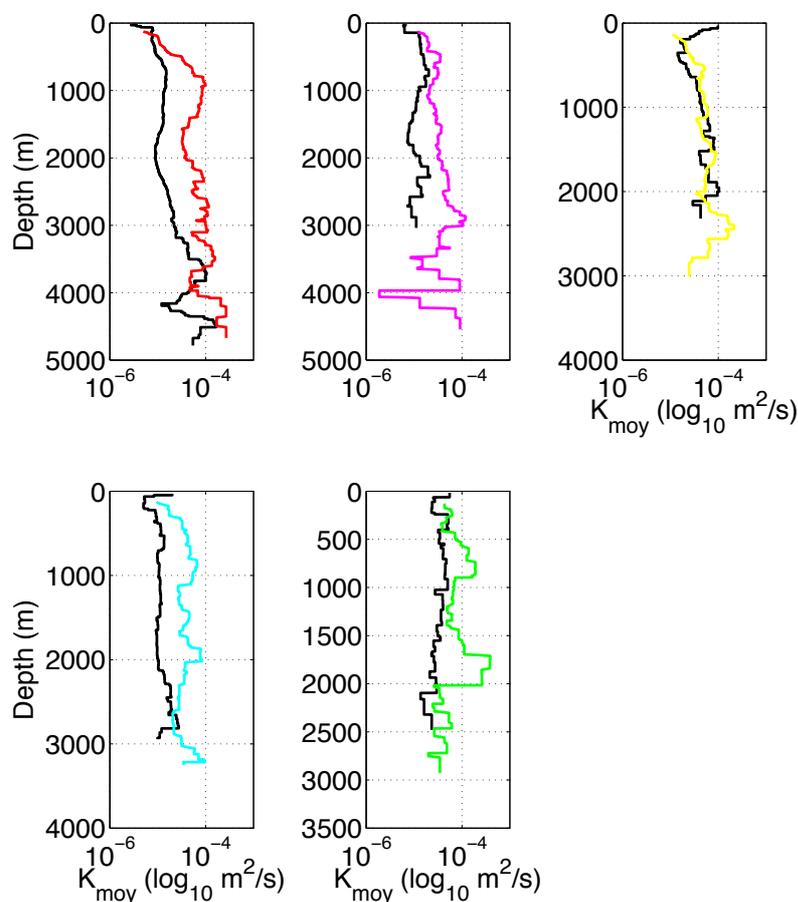


FIGURE 4.17 – Profils moyens de diffusion pour différentes zones des sections Ovide et Foureux (Fig. 4.16). On trace en noir le profil $\langle K_{OK}^{Ovide} \rangle$ et en couleur le profil $\overline{K_{OK}^{Foureux}}$ (rouge : *Mid. Section*, magenta : *Inter*, jaune : *Reykjanes*, cyan : *Irminger*, vert : *Greenland*).

Zones	Mid. Section	Inter	Reykjanes	Irminger	Greenland
moy./profil $\overline{K_{OK}^{Foureux}}$ (m^2/s)	8.9×10^{-5}	4.1×10^{-5}	6.1×10^{-5}	3.9×10^{-5}	9.7×10^{-5}
moy./profil $\langle K_{OK}^{Ovide} \rangle$ (m^2/s)	3.1×10^{-5}	1.2×10^{-5}	4.8×10^{-5}	1.2×10^{-5}	3.3×10^{-5}
$\frac{\text{moy}(K_{OK}^{Foureux})}{\text{moy}(\langle K_{OK}^{Ovide} \rangle)}$	2.9	3.3	1.3	3.2	2.9

TABLE 4.5 – Valeurs moyennes des profils de $\overline{K_{OK}^{Foureux}}$ et $\langle K_{OK}^{Ovide} \rangle$ pour les différentes zones.

4.3.4 Impact possible du mélange sur les masses d'eaux le long de la section Ovide

La position géographique de la section Ovide permet d'intercepter les masses d'eaux principales qu'on trouve en Atlantique Nord. On donne leurs noms et leurs acronymes anglais dans le [Tab. 4.6](#) et on présente un schéma de la circulation océanique à travers la section sur la [Fig. 4.18](#).

AABW	Eau Antarctique de Fond (AntArctic Bottom Water)
MW	Eau Méditerranéenne
NACW	Eau Centrale Nord Atlantique
LSW	Eau de la Mer du Labrador
ISOW	Eau Déversante Islande-Ecosse
SPMW	Eau Sub-Polaire Nord Atlantique
PW	Eau Polaire
AW	Eau Atlantique
DSOW	Eau Déversante du Détroit du Danemark

TABLE 4.6 – Acronymes anglais des masses d'eau le long de la section Ovide

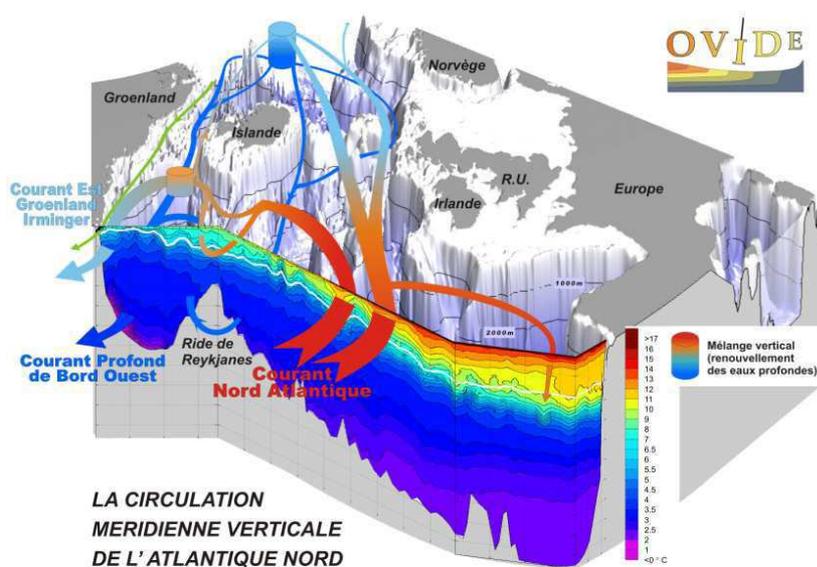


FIGURE 4.18 – Schéma de la circulation océanique à travers la section Ovide.

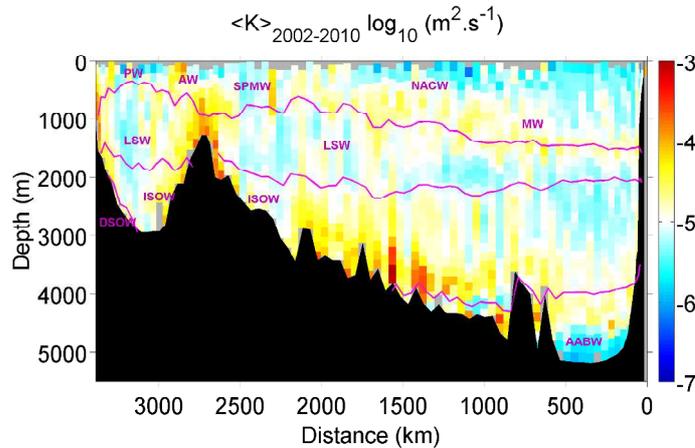


FIGURE 4.19 – Positions géographiques des masses d’eaux le long de la section Ovide et superposées sur la diffusion verticale moyenne. Les traits magenta représentent les isopycnes (en kg/m^3) $\sigma_2 = 36.76$, $\sigma_2 = 36.94$ et $\sigma_4 = 45.85$ qui délimitent les masses d’eaux, d’après les études de Gourcuff (2008) et Lherminier et al. (2007). Les acronymes sont explicités dans le Tab. 4.6.

On schématise sur la section moyenne de diffusion $\langle K \rangle$ la position géographique des masses d’eaux (Fig. 4.19). Le mélange dû aux ondes internes est le plus faible de la section dans le bassin d’Irminger, dans la partie intérieure de l’eau de la Mer du Labrador (LSW) autour de 1500m et vers la fraction sud de l’eau déversante Islande-Ecosse (ISOW). Les valeurs de diffusion sont près de 10 fois inférieures à K_{Munk} et d’autres processus devraient être présents pour mélanger les masses d’eaux. On rappelle que ceux-ci ne sont pas modélisés dans la paramétrisation qui ne représente que le mélange dû aux ondes internes. De plus le mélange peut se réaliser ailleurs au niveau du bassin (on a montré par exemple que le mélange était en moyenne 3 fois plus fort plus au sud, le long de la section Fourex). Comme on le verra dans les discussions de cette thèse, la double-diffusion est un exemple de processus possible pour mélanger les eaux à l’interface entre la LSW et la MW dans la partie sud du bassin. Pour l’ISOW, le mélange dû aux ondes internes est le plus fort au niveau des flancs du talus du Groenland et de Reykjanes où l’on retrouve des valeurs proches de $10^{-4}m^2s^{-1}$. La DSOW tapisse le fond du bassin d’Irminger et subit une diffusion le long du talus du Groenland. De manière assez remarquable on retrouve au niveau de l’AABW une diffusion relativement intense autour de $10^{-4}m^2s^{-1}$ au dessus de la plaine abyssale ibérique. De plus le prolongement plus au nord de cette masse d’eau rencontre les zones de fond où l’on trouve les valeurs de mélange localement les plus intenses. Les ondes internes sont sans doute à l’origine d’une partie de la transformation de l’AABW. En suivant $\sigma_2 = 36.76 kg/m^3$ depuis le talus du Portugal entre 1000 et 2000m jusqu’à la SPMW, une structure de diffusion comprise entre 10^{-5} et $10^{-4}m^2s^{-1}$ se retrouve à l’interface entre la MW et la NACW. Il pourrait s’agir ici d’une zone particulière du bassin où ces masses d’eau sont en partie mélangées par les ondes internes. Une des zones les plus intenses est la dorsale de Reykjanes qui intercepte une partie de la LSW. Cette partie de dorsale médio-Atlantique est aussi à la base de l’AW

et d'une partie de la SPMW. De part et d'autre de la dorsale, le mélange vertical se répartit de manière dissymétrique avec une zone plus intense au niveau du flanc Est sous les eaux modales (Boissésou, 2010).

4.4 Conclusions

On a montré qu'en les appliquant telles quelles les corrections spectrales de $S(V_z)$ proposées par Polzin *et al.* (2002) peuvent mener à une surestimation de la dissipation lorsqu'elles sont employées en même temps que le critère de saturation du niveau d'énergie du champ d'ondes internes. Il est alors important d'adapter leur emploi aux détails de la méthode. L'effet des corrections dépend du type de traitement effectué en amont sur les données LADCP et il est nécessaire de mener au préalable une étude spectrale avant de les appliquer. Bien que détaillées dans leurs études par Polzin *et al.* (2002) et Thurnherr (2011), leur utilisation systématique reste encore une source de questionnement. Le niveau de bruit des données LADCP peut limiter l'intervalle de longueurs d'ondes utilisables pour estimer la variance du champ d'ondes internes et il est nécessaire d'en tenir compte, d'autant plus si les corrections spectrales sont appliquées.

On a montré que le terme $F(R_\omega)$ était important dans la paramétrisation pour représenter l'effet de la fréquence des ondes internes sur le taux de transfert d'énergie vers les petites échelles, ce qui confirme l'étude de Polzin *et al.* (1995). Ce terme permet de réduire la dispersion par rapport aux mesures de dissipation du VMP et limite la surestimation dû à la contamination du bruit sur les mesures LADCP. Pour estimer $F(R_\omega)$ il est nécessaire de disposer en même temps de données CTD et LADCP, car l'estimation basée uniquement sur V_z ou ξ_z avec une valeur de R_ω constante n'est pas assez réaliste pour une étude systématique des sections hydrologiques à l'échelle du bassin océanique.

L'estimation indirecte qui reproduit au mieux les mesures VMP est celle qui fait intervenir un composite entre la paramétrisation basée sur V_z avec celle basée sur ξ_z lorsque la stratification devient trop faible et passe sous le seuil N_{error} qui vaut $4 \times 10^{-4} s^{-1}$ (valeur identique à celle de Kunze *et al.* (2006)). Dans le cadre des données Ovide 2008 la paramétrisation permet obtenir un rapport $\epsilon_{param}/\epsilon_{vmp}$ compris entre 3 et 1/3). La dissipation qui varie sur près de 5 ordres de grandeur (de 10^{-11} à $10^{-6} W/kg$) et ce résultat est tout à fait satisfaisant. On montre que disposer d'un ensemble d'environ 50 réalisations d'une mesure permet de réduire l'incertitude de l'estimation à $\pm 30\%$.

On a aussi montré la variabilité régionale de la paramétrisation d'une campagne à l'autre. Une part de cette variabilité est probablement due à l'intermittence de la turbulence du champ d'ondes internes dans l'océan, et une autre provient des incertitudes accumulées par les mesures, le traitement des données et les détails de calcul de la paramétrisation. On a estimé que sur l'ensemble de la section l'incertitude sur la variabilité est encadrée dans un intervalle de $\pm 15 - 20\%$. Au delà de ce taux la variabilité apparaît comme étant due à un signal océanique, comme l'illustre le cas de l'année 2002.

A partir de la dissipation on a estimé des valeurs de diffusion verticale turbulente et déterminé la distribution géographique du mélange associé aux ondes internes le long de la section Ovide. On trouve des valeurs intensifiées au niveau du talus du Groenland, de la dorsale de Reykjanes, de la bathymétrie au milieu de la section, au dessus de la plaine abyssale ainsi qu'au coeur de la thermocline principale. Les valeurs moyennes y sont de l'ordre de la valeur $10^{-4}m^2s^{-1}$ nécessaire à maintenir l'équilibre d'advection-diffusion proposé par [Munk \(1966\)](#). Localement les coefficients peuvent être plus forts, autour de $10^{-3}m^2s^{-1}$, et on s'attend à trouver une transformation plus rapide des masses d'eaux. Les zones les plus faibles de la section montrent un mélange inférieur à $10^{-5}m^2s^{-1}$, en accord avec les mesures pionnières du mélange en plein océan ([Osborn & Cox, 1972](#); [Gregg, 1989](#)).

L'étude de la campagne Fourex montre des diffusions moyennes 2 à 3 fois plus intenses que sur Ovide. Ceci peut s'expliquer par la proximité relative de la bathymétrie en comparaison à la radiale Ovide, comme prévu par de nombreuses études qui mettent en évidence la dépendance du mélange à la proximité et la forme des reliefs sous-marins ([Polzin et al., 1997](#); [Munk & Wunsch, 1998](#); [Kunze et al., 2006](#); [Decloedt & Luther, 2010](#)). Les structures de diffusion reproduites le long de Fourex permettent d'étendre la cartographie du mélange le long de la dorsale médio-Atlantique.

Chapitre 5

Echelles de Thorpe

« *Minimal = Maximal* »
— Electric Electric, Sad Cities Handclappers (2008)

Introduction

Les inversions de densité correspondent à des instabilités hydrostatiques locales du profil vertical de densité. Elles peuvent être interprétées comme des perturbations d'une stratification idéale stable (densité croissante de façon monotone de la surface vers le fond), déstabilisée par exemple par un déferlement d'ondes internes. Une mesure possible de leur extension verticale est donnée par l'échelle L_T proposée par [Thorpe \(1977\)](#) qui ordonna adiabatiquement des profils verticaux de température mesurée dans un lac écossais afin d'obtenir un profil stable. La différence de position des parcelles d'eau entre le profil initial et le profil ordonné produit des déplacements non-nuls là où des instabilités existent dans le profil mesuré ([Fig. 5.1](#)). L'échelle de Thorpe est alors calculée comme étant la *rms* (root mean square) des déplacements sur chaque structure instable.

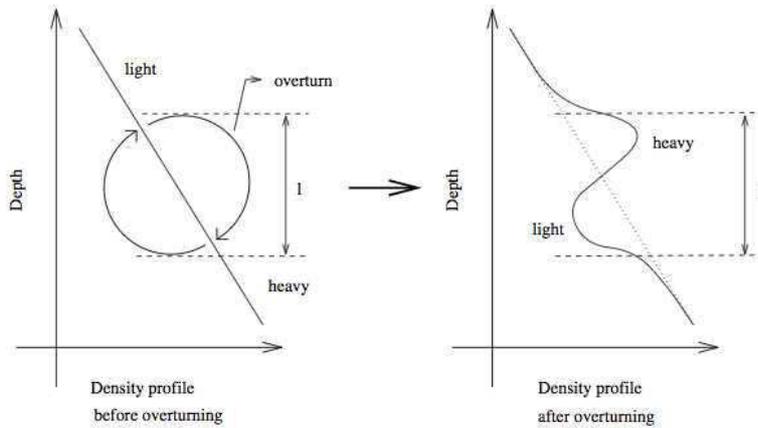


FIGURE 5.1 – Schéma illustrant la déstabilisation (*overturn*) d'un profil de densité idéal. L'échelle de Thorpe est une mesure de l'échelle verticale l de l'instabilité observée.

Soit un profil vertical de densité $\rho(z)$ avec z la pression selon un axe orienté de la surface vers le fond, et z_n et z_m telles que $z_m > z_n$. Si l'échantillon $\rho(z_m)$ est moins dense que l'échantillon $\rho(z_n)$, alors $\rho(z_m)$ devra être déplacé de $d = z_n - z_m$ pour stabiliser le profil. L'échelle de Thorpe est alors définie comme :

$$L_T = \langle d^2 \rangle^{1/2} \quad (5.1)$$

où $\langle \rangle$ est défini comme une moyenne spatiale adéquate sur l'épaisseur de la couche d'eau où existent des déplacements non-nuls. La résolution verticale étant de 1 décibar, on ne peut pas observer de déplacements verticaux inférieurs à 1 décibar. La plus petite échelle de Thorpe observable sera alors définie sur une tranche d'eau de 2 décibars, et la *rms* des déplacements donnera $L_{T \min} = \sqrt{(1^2 + 1^2)/2} = 1$ décibar. Un des critères pour définir les limites en profondeur d'une structure turbulente sera que la somme des déplacements soit nulle sur la tranche de colonne d'eau où on aura diagnostiqué une inversion. De l'énergie potentielle est alors localement disponible et utilisable pour homogénéiser le système.

Le calcul des échelles de Thorpe se fait à partir des fines variations du champ de densité et il peut-être sensible au choix du niveau de bruit instrumental. Il est alors important de se baser sur un profil intermédiaire qui ne comprenne pas les variations dues aux bruits des capteurs. Soit σ_b le profil brut de densité potentielle résolu verticalement à 1 décibar à partir duquel on va fabriquer le profil intermédiaire σ_i qui sera un profil filtré. Pour cela on doit déterminer le niveau de bruit δ du capteur. Si deux valeurs successives dans le profil brut sont distinctes de moins d'un δ , alors cette variation sera considérée comme du bruit et ne sera pas prise en compte dans la fabrication du profil intermédiaire. La procédure est la suivante, reprise de [Ferron et al. \(1998\)](#).

- On initialise σ_i en posant $\sigma_i(1) = \sigma_b(1)$

- Le profil contient K valeurs de la surface vers le fond. Pour k balayant de 1 à K si $|\sigma_b(k+1) - \sigma_b(k)| < \delta$ alors cette différence est considérée comme du bruit. Dans ce cas $\sigma_i(k+1) = \sigma_b(k)$
- Si $|\sigma_b(k+1) - \sigma_b(k)| \geq \delta$ alors cette différence est prise en compte et reportée dans la construction du profil intermédiaire. Dans ce cas $\sigma_i(k+1) = \sigma_b(k) + n \times \delta$ où n est l'entier qui majore $(\sigma_b(k+1) - \sigma_b(k))/\delta$

On obtient ainsi un profil intermédiaire de densité dont on a filtré les variations dues au bruit sur les mesures. Pour que ce profil de densité soit stable (ordonné de manière croissante de la surface vers le fond), chaque particule du profil intermédiaire doit être déplacée verticalement d'une quantité $d = z_m - z_n$, où z_n et z_m sont alors respectivement les pressions d'une même particule dans le profil intermédiaire et ordonné. On donne un exemple avec la Fig. 5.2.

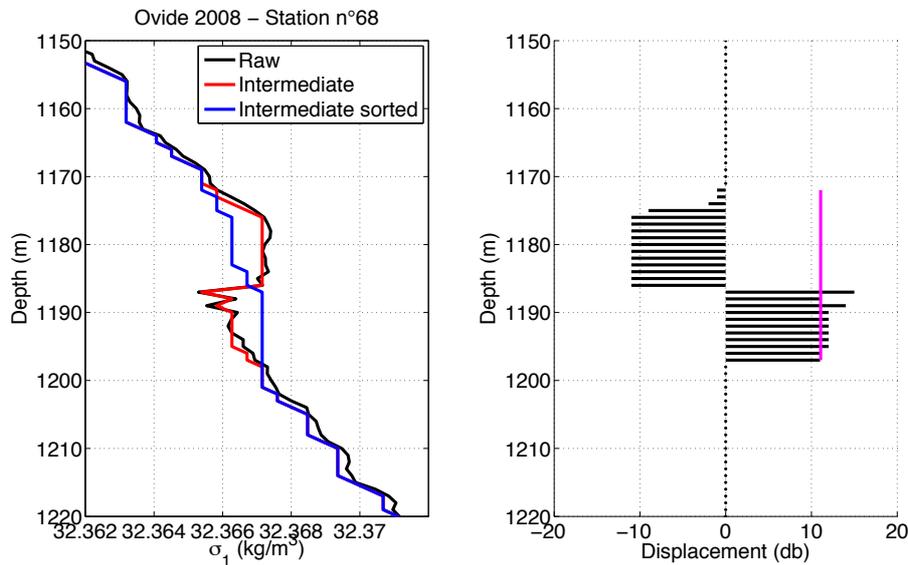


FIGURE 5.2 – OVIDE 2008 - Station n°68. (à gauche) Profil de densité potentielle (kg/m^3). (à droite) Déplacements associés (décibars). L'échelle de Thorpe est reportée en magenta à droite sur toute l'épaisseur du patch.

5.1 Evaluation du seuil de bruit des données CTD

Pour calculer les déplacements nous devons évaluer le seuil de bruit instrumental δ sur la densité potentielle $\sigma(z)$ pour chacune des deux sondes CTD qui ont été utilisées. Les champs que nous étudions ont été préalablement filtrés et ramenés à une valeur tous les décibars. Chacune de ces valeurs est déterminée à partir du moyenne de N mesures, respectivement 24 pour la bathysonde Seabird 911, et 32 pour la Neil Brown (en faisant l'hypothèse sur une vitesse de chute de 1 m/s). En rajoutant l'hypothèse que les bruits b de mesure sont non-corrélés, le bruit B_Σ sur un ensemble de mesure est le résultat des N bruits b des mesures

ayant servis à fabriquer la somme pour cet ensemble (qui correspond ici à un décibar). Le bruit sur la somme est :

$$B_{\Sigma} = \left(\sum_{k=1}^N b_k^2 \right)^{1/2} \quad (5.2)$$

En faisant l'hypothèse que $b_1 = b_2 = \dots = b_k = b$ alors on peut écrire :

$$B_{\Sigma} = (N \times b^2)^{1/2} \quad (5.3)$$

Le bruit B sur la moyenne peut alors s'écrire comme :

$$B = \frac{B_{\Sigma}}{N} = \frac{b}{\sqrt{N}} \quad (5.4)$$

L'équation d'état nous indique que la densité potentielle dépend de la température potentielle, de la pression et de la salinité : $\sigma = f(\theta, P, S)$. Ainsi le bruit B à 1 décibar sur σ est fonction des bruits sur θ , P et S , tel que $B_{\sigma} = h(B_{\theta}, B_P, B_S)$. On propose ensuite que le bruit sur une mesure soit proportionnel à la résolution du capteur, tel que $b_X = n \times r_X$ où r_X est la résolution du capteur mesurant la quantité X . On fait l'hypothèse que le n est identique pour tous les capteurs. L'idée est alors de déterminer b_{θ} , b_P et b_S . On pourra alors calculer B_{θ} , B_P et B_S et déterminer à B_{σ} . On résume le raisonnement ci-dessous :

$$r_X \Rightarrow b_X \Rightarrow B_X \quad (5.5)$$

Pour déterminer les bruits b_X on doit donc d'abord connaître les résolutions r_X des capteurs. La précision et la résolution des capteurs sont données dans le [Tab. 5.1](#). On connaît les résolutions de C , θ et P , mais pas celle de S . La salinité est calculée à partir des autres quantités telle que $S = g(C, \theta, P)$. Pour calculer r_S on doit donc déterminer sa dépendance à r_C , r_{θ} et r_P . On propose de déterminer la contribution de C , θ et P sur la salinité à partir de faibles variations dans l'équation d'état de S . L'équation d'état est résolue numériquement à l'aide du package Matlab *Seawater*.

Sondes	Neil Brown	Seabird
Années d'utilisation	2002 2004 2006	2008 2010
Echantillonnage	32 Hz	24 Hz
Précision absolue	$\Delta P = 6.5 \cdot 10^{-1}$ bars $\Delta T = 5 \cdot 10^{-3}$ degrés C $\Delta C = 5 \cdot 10^{-3}$ mS / cm	$\Delta P = 1 \cdot 10^{-1}$ bars $\Delta T = 1 \cdot 10^{-3}$ degrés C $\Delta C = 3 \cdot 10^{-3}$ mS / cm
Résolution	$r_P = 0.1 \cdot 10^{-1}$ bars $r_T = 0.5 \cdot 10^{-3}$ degrés C $r_C = 1 \cdot 10^{-3}$ mS / cm	$r_P = 0.68 \cdot 10^{-1}$ bars $r_T = 0.2 \cdot 10^{-3}$ degrés C $r_C = 0.4 \cdot 10^{-3}$ mS / cm

TABLE 5.1 – Caractéristiques des deux sondes CTD utilisées lors des campagnes Ovide.

5.1.1 Méthode n°1 : Détermination de l'incertitude minimale b_S sur la salinité et impact sur la densité

Si on fait l'hypothèse que le bruit minimal est de l'ordre de la résolution tel que $b_X = 1 \times r_X$, alors la détermination de la résolution de la salinité r_S nous permettra de déterminer le bruit minimal b_S sur la salinité. On doit donc déterminer la dépendance de r_S aux résolutions r_C , r_θ et r_P qu'on connaît. On va tester de faibles variations dans l'équation d'état de S pour obtenir numériquement $r_S = F(r_C, r_\theta, r_P)$. Pour mener le calcul on choisit une zone de la section où la relation $\theta - S$ est bien définie. On se place dans la masse d'eau comprise entre 3500 à 4000 mètres de profondeur au dessus de la plaine abyssale ibérique, ainsi qu'après la dorsale Açores-Gascogne plus au nord. On se donne un ensemble de valeurs $\{C, \theta, P\}$ caractéristiques de cette masse d'eau :

$$\{C\} = \{R\} \times 42.914 \text{ avec } \{R\} = 75\% - 77\% \quad (5.6)$$

$$\{\theta\} = 2.5^\circ C - 2.7^\circ C \quad (5.7)$$

$$\{P\} = 3500 - 4000db \quad (5.8)$$

On définit dC , $d\theta$ et dP comme des faibles variations et on obtient les rapports suivants :

$$dS_C = |S(C, \theta, P) - S(C + dC, \theta, P)| \quad (5.9)$$

$$dS/dC \approx 1.20 \quad (5.10)$$

$$dS_\theta = |S(C, \theta, P) - S(C, \theta + d\theta, P)| \quad (5.11)$$

$$dS/d\theta \approx 1.03 \quad (5.12)$$

$$dS_P = |S(C, \theta, P) - S(C, \theta, P + dP)| \quad (5.13)$$

$$dS/dP \approx 4.16 \times 10^{-3} \quad (5.14)$$

$$(5.15)$$

On obtient la dépendance de r_S à r_C , r_θ et r_P telle que :

$$\boxed{r_S \approx 1.20 \times r_C + 1.03 \times r_\theta + 4.16e^{-3} \times r_P} \quad (5.16)$$

Par la suite on a vérifié qu'on obtenait bien ce résultat pour différents endroits de la section et on considère cette relation comme valable pour l'ensemble de la campagne. En faisant la supposition que $b_X = 1 \times r_X$ on obtient le niveau de bruit minimal :

$$b_S \approx 1.20 \times r_C + 1.03 \times r_\theta + 4.16e^{-3} \times r_P \quad (5.17)$$

$$b_\theta = r_\theta \quad (5.18)$$

Deux sondes CTD différentes ont été utilisées entre les campagnes Ovide. En utilisant les résolutions respectives des capteurs (Tab. 5.1) on obtient :

$$B_S^{\text{Neil Brown}} = \frac{b_S^{\text{Neil Brown}}}{\sqrt{32}} \approx 3.1 \times 10^{-4} \quad (5.19)$$

$$B_\theta^{\text{Neil Brown}} = \frac{b_\theta^{\text{Neil Brown}}}{\sqrt{32}} \approx 8.8 \times 10^{-5} \quad (5.20)$$

$$B_S^{\text{Seabird}} = \frac{b_S^{\text{Seabird}}}{\sqrt{24}} \approx 1.4 \times 10^{-4} \quad (5.21)$$

$$B_\theta^{\text{Seabird}} = \frac{b_\theta^{\text{Seabird}}}{\sqrt{24}} \approx 4.1 \times 10^{-5} \quad (5.22)$$

On utilise l'équation d'état linéarisée pour déterminer $B_\sigma = E(B_\theta, B_S)$:

$$\sigma = \sigma(1 - \alpha\theta + \beta S) \quad (5.23)$$

$$d\sigma = \sigma(-\alpha d\theta + \beta dS) \quad (5.24)$$

$$B_\sigma = \sigma_0 \times |\alpha B_\theta + \beta B_S| \quad (5.25)$$

$$\text{avec } \alpha \approx 1.8 \times 10^{-4} \quad (5.26)$$

$$\beta \approx 7.3 \times 10^{-4} \quad (5.27)$$

$$\boxed{B_\sigma^{\text{Neil Brown}} \approx 2.4 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3} \quad (5.28)$$

$$\boxed{B_\sigma^{\text{Seabird}} \approx 1.1 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3} \quad (5.29)$$

5.1.2 Méthode n°2 : Détermination du seuil de bruit B_S supposé maximal sur la salinité à l'aide de la dispersion de la relation $\theta - S$

On se place dans la zone où on trouve des eaux homogènes, entre 3500 à 4000 mètres de profondeur au dessus de la plaine abyssale ibérique, ainsi qu'après la dorsale Açores-Gascogne plus au nord. Comme S est calculée à partir de θ , P et C , on s'attend à ce que le bruit sur la salinité B_S cumule les bruits sur ces quantités. De plus les déphasages entre C et θ introduisent un bruit supplémentaire sur S lors du traitement des données. En conséquence la contribution de B_S devrait dominer celle de B_θ dans le bruit sur σ . On fait l'hypothèse que la dispersion de la relation $\theta - S$ est due au bruit sur S , qu'on va ainsi déterminer.

On présente la relation $\theta - S$ de cette zone sur la [Fig. 5.3a](#). A partir de la distribution on détermine S_{fit} à l'aide d'une régression linéaire. La dispersion en salinité est calculée à partir de la valeur absolue des écarts entre S et l'ordonnée S_{fit} . On détermine la valeur maximum de $|dS| = |S - S_{fit}|$ et on considère cette valeur comme représentative du niveau maximal

de bruit B_S . Les valeurs de $|dS|$ se répartissent selon une loi gaussienne (non-montrée ici) et puisque c'est la valeur maximum qu'on considère alors 100% des valeurs seront sous ce seuil. Ceci est représentatif de plus de 3 écarts-type. Il s'agit d'un choix strict qui devrait permettre d'éliminer les fluctuations dues au bruit. On illustre le calcul sur la Fig. 5.3b. On réalise ce calcul sur la même zone pour toutes les campagnes Ovide et on présente les résultats dans le Tab. 5.2.

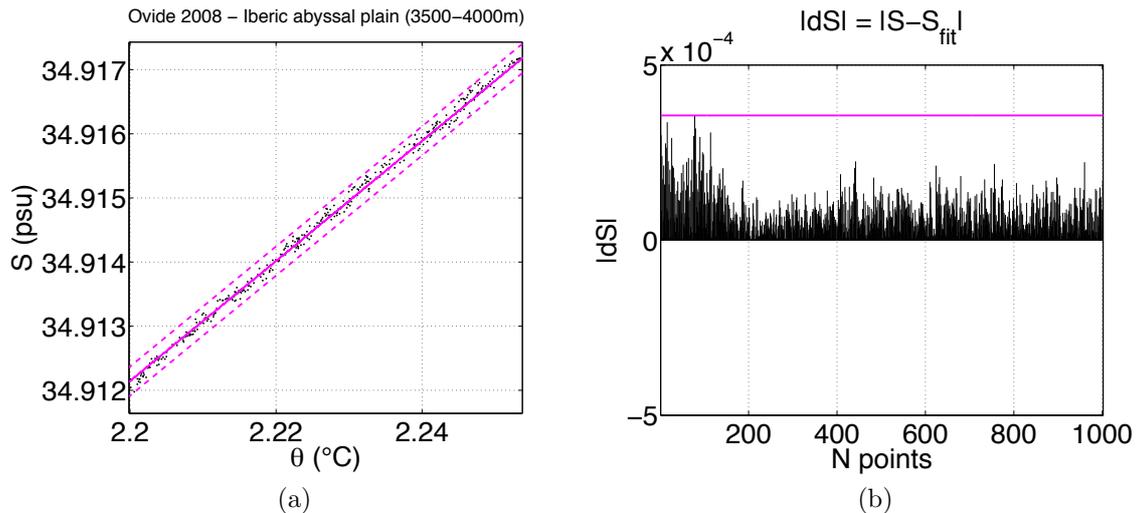


FIGURE 5.3 – (a) Ovide 2008. Régression linéaire de la distribution $\theta - S$ entre 3500 et 4000 m au dessus de la plaine abyssale ibérique de 40.5 à 41°N (magenta). En pointillés magenta on trace l'enveloppe encadrant la distribution. (b) Valeurs de $|dS| = |S - S_{fit}|$. En magenta on trace la valeur maximum de $|dS|$.

	2002 Neil Brown	2004	2006	2008 Seabird	2010
B_S (psu)	$13 \cdot 10^{-4}$	$20 \cdot 10^{-4}$	$13 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$
$\langle B_S \rangle$ (psu)	$15.3 \cdot 10^{-4}$			$3.25 \cdot 10^{-4}$	

TABLE 5.2 – Estimations du bruit sur S pour les campagnes Ovide à partir de la relation $\theta - S$ au-dessus de la plaine abyssale ibérique. On indique les valeurs moyennes dans la ligne du bas.

La sonde Seabird dispose de capteurs plus précis ainsi que d'une pompe qui réduit le bruit sur les mesures, ce qui explique l'estimation de B_S qui est environ 5 fois plus faible que celle de la sonde Neil Brown. On avait déterminé précédemment à l'aide de la méthode n°1 l'estimation minimale du niveau de bruit en considérant que le bruit minimum sur une

mesure devait être égal à la résolution du capteur (Eq. 5.19, 5.20, 5.21 et 5.22). On peut alors calculer une proportionnalité entre les bruits B calculés par la méthode n°2 et les bruits minimum b de la méthode n°1. Pour la sonde Neil Brown $B_S^{\text{méth. n°2}}/B_S^{\text{méth. n°1}} = 15.3/3.1 \sim 5$, et pour la sonde Seabird $B_S^{\text{méth. n°2}}/B_S^{\text{méth. n°1}} = 3.25/1.4 \sim 2.5$. Si on définit le seuil de bruit sur la densité en fonction des résolutions des capteurs de température, conductivité et pression, cette méthode suggère d'utiliser **au moins** 5 fois la résolution pour les campagnes Ovide 2002 à 2006 et 3 fois pour 2008 et 2010. On synthétise dans le Tab. 5.3 les différentes estimations de B_S , B_θ et B_σ à partir des deux méthodes entre les deux sondes CTD.

Les valeurs 3 et 5 fois la résolution devraient être suffisantes pour déterminer un seuil permettant de filtrer les fluctuations dues au bruit dans les profils de densité. Néanmoins il est possible qu'un seuil plus important soit nécessaire. Pour vérifier cela on propose de tester la sensibilité des échelles de Thorpe au choix du niveau de bruit. On envisagera ensuite un critère supplémentaire pour éliminer les dernières inversions dues au bruit qui pourraient ne pas avoir été filtrées par les seuils qu'on a estimé. Ceci va nous permettre d'ajuster les valeurs de B_σ obtenus par la méthode n°2 vers des valeurs plus réalistes.

	2002 2004 2006 Neil Brown	2008 2010 Seabird
Méthode n°1 Seuil minimum de bruit	$\equiv 1 \times$ résolution capteur $B_S = 3.1 \times 10^{-4} \text{psu}$ $B_\theta = 0.9 \times 10^{-4} \text{°C}$ $B_\sigma = 2.4 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$	$\equiv 1 \times$ résolution capteur $B_S = 1.4 \times 10^{-4} \text{psu}$ $B_\theta = 0.4 \times 10^{-4} \text{°C}$ $B_\sigma = 1.1 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$
Méthode n°2 Dispersion $\theta - S$	$\equiv 5 \times$ résolution capteur $B_S = 15.3 \times 10^{-4} \text{psu}$ $B_\theta = 4.4 \times 10^{-4} \text{°C}$ $B_\sigma = 12 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$	$\equiv 3 \times$ résolution capteur $B_S = 3.25 \times 10^{-4} \text{psu}$ $B_\theta = 1.2 \times 10^{-4} \text{°C}$ $B_\sigma = 2.6 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$

TABLE 5.3 – Synthèse des estimations des niveaux de bruits sur les mesures de θ , S et σ .

5.1.3 Sensibilité des L_T au seuil de bruit sur la densité

Pour mettre en évidence l'influence de l'instrumentation et du seuil de bruit on a représenté sur la Fig. 5.4 les différentes sections OVIDE pour quatre différents seuils de bruits. Le filtrage montre une diminution du nombre d'inversions (échelles de Thorpe) lorsqu'on augmente le seuil au-delà duquel le signal est considéré comme physique, notamment dans les zones profondes où de faibles fluctuations sur des profils de densité sont à l'origine d'extensions verticales larges. On teste des niveaux de bruit en fonction de $n \times$ la résolution des capteurs.

Pour un n donné on observe une population d'inversions moins importante dans les mesures de la sonde Seabird par rapport à la Neil Brown. Une des explications probable est la pompe de la Seabird qui aspire l'échantillon de fluide pour le mesurer. Ceci réduit le déphasage entre C et θ et les incertitudes sont diminuées. Les mesures obtenues sont de meilleure qualité que celles obtenues avec la sonde Neil Brown, mais on atténue probablement du signal lors de l'acquisition. Sur la Fig. 5.4 on observe que les populations de L_T diminuent lorsqu'on augmente le seuil de bruit. On rappelle que ce dernier n'affecte pas les amplitudes des L_T mais élimine celles qui sont générées par des fluctuations dues au bruit. On a vu précédemment que le seuil efficace devait être déterminé à partir d'au moins 3 fois la résolution pour les données de 2008 et 2010 et d'au moins 5 fois pour 2002 à 2006. L'inspection de nos résultats montre que ces seuils ne sont pas suffisants et qu'il reste des inversions dues au bruit. On propose d'appliquer le critère de Galbraith & Kelley (1996) pour déterminer des seuils plus efficaces.

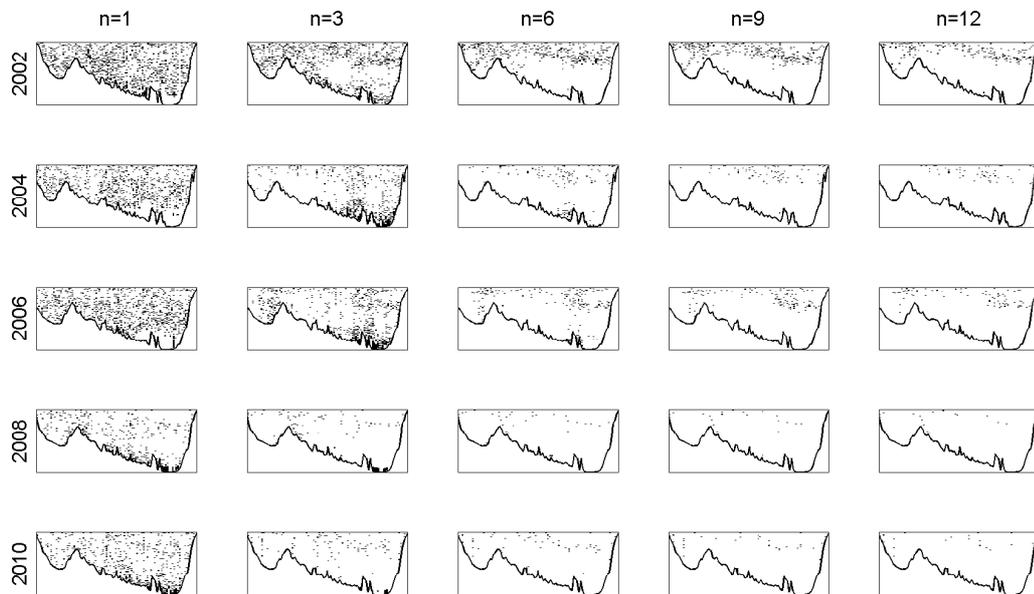


FIGURE 5.4 – Sensibilité de la détection des échelles de Thorpe au choix du seuil de bruit (calculé en fonction de $n \times$ la résolution des capteurs). De haut en bas on présente les section Ovide de 2002 à 2010. De gauche à droite on fait varier n avec les valeurs 1, 3, 6, 9 et 12 fois la résolution instrumentale.

$B_\sigma = f(n \times \text{résolution capteur})$	$n = 1$	$n = 3$	$n = 6$	$n = 9$	$n = 12$
B_σ Neil Brown	2.4×10^{-4}	7.2×10^{-4}	14×10^{-4}	21×10^{-4}	29×10^{-4}
Population 2002	6309	3632	1902	1317	965
Population 2004	5743	2171	681	378	263
Population 2006	6727	2818	1122	672	440
B_σ Seabird	1.1×10^{-4}	3.3×10^{-4}	6.6×10^{-4}	9.9×10^{-4}	13×10^{-4}
Population 2008	4202	1039	356	196	117
Population 2010	6408	1388	597	318	237

TABLE 5.4 – Seuils de bruits B_σ (kg/m^3) employés successivement en fonction de $n \times$ la résolution des capteurs. Le tableau complète la Fig. 5.4, et indique le nombre d'échelles de Thorpe détectées selon les années et le seuil de bruit appliqué.

5.1.4 Critère supplémentaire pour déterminer le choix final du seuil de bruit (Galbraith & Kelley, 1996).

On a estimé précédemment un seuil de bruit sur la densité **au moins** égal à $B_\sigma^{\text{Neil Brown}} = 12 \times 10^{-4} kg/m^3$ et $B_\sigma^{\text{Seabird}} = 2.6 \times 10^{-4} kg/m^3$. Ces seuils de bruit sont encore trop faibles pour éliminer toutes les inversions dues au bruit. Pour déterminer le seuil efficace on va faire varier le seuil de bruit B_σ et appliquer le critère proposé par Galbraith & Kelley (1996) sur l'ensemble de inversions obtenues pour éliminer celles qui sont dues au bruit et qui n'ont pas été filtrées. Pour une fluctuation de densité d'amplitude B_σ , le principe est de déterminer le déplacement vertical L_σ qui lui est associé étant donné le gradient ambiant de densité. Si $L_T < L_\sigma$ alors l'inversion n'est pas conservée. Les auteurs proposent d'estimer L_σ tel que :

$$L_\sigma \approx 2 \frac{g}{N^2} \frac{B_\sigma}{\sigma_0} \quad (5.30)$$

Pour une sonde ayant un niveau de bruit $B_\sigma \approx 10^{-3} kg/m^3$ on ne devrait pas pouvoir obtenir des inversions plus petites que $0.02m$ lorsque le milieu est fortement stratifié avec $N \approx 3 \times 10^{-2} s^{-1}$. La limite est ramenée à $2m$ lorsque la stratification tend vers $N \approx 3 \times 10^{-3} s^{-1}$. Sur un patch de turbulence si la valeur de L_T est inférieure à L_σ , alors l'inversion sera rejetée. Pour être sûr de calculer L_σ sur un gradient ambiant de densité, on utilise un champ N^2 lissé par une moyenne glissante sur $80m$. En faisant varier le seuil de bruit de manière croissante on espère converger vers un taux de rejet d'échelles de Thorpe proche de 0%. On considérera alors cette valeur comme étant le seuil de bruit. On présente les résultats dans le Tab. 5.5.

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
pop 2002	6309	5096	3632	2739	2199	1902	1618	1430	1317	1184	1123	964	906	808	802
rejet	3345	2290	1143	531	239	168	82	71	53	41	23	15	18	10	10
% du total	53	45	31	19	11	9	5	5	4	3	2	2	2	1	1
pop 2004	5743	3494	2171	1359	891	681	512	449	378	341	305	262	234	205	196
rejet	3355	1816	960	459	179	69	22	6	3	2	0	1	1	0	1
% du total	58	52	44	34	20	10	4	1	1	1	0	0	0	0	1
pop 2006	6727	4436	2818	1925	1423	1122	945	747	672	574	539	439	392	354	331
rejet	3815	2146	1018	463	228	113	60	39	22	13	12	11	4	4	4
% du total	57	48	36	24	16	10	6	5	3	2	2	3	1	1	1
pop 2008	4202	1792	1039	696	505	356	295	226	196	164	139	115	110	90	82
rejet	1457	295	90	30	13	5	2	1	2	0	0	0	0	0	1
% du total	35	16	9	4	3	1	1	0	1	0	0	0	0	0	1
pop 2010	6408	2372	1388	976	742	597	457	387	318	291	246	233	186	182	146
rejet	2574	422	138	52	26	21	11	12	10	8	3	3	6	2	4
% du total	40	18	10	5	4	4	2	3	3	3	1	1	3	1	3

TABLE 5.5 – Statistiques sur les échelles de Thorpe pour les différentes années Ovide. On donne la population d’inversion en fonction du seuil de bruit sur la densité (fonction de $n \times$ la résolution des capteurs). On a appliqué en plus le critère L_σ proposé par Galbraith & Kelley (1996) pour rejeter les inversions que le seuil de bruit n’a pas réussi à filtrer. On donne le pourcentage qu’elles représentent par rapport à la population totale. On reporte en couleur les seuils de bruits à partir desquels le taux de rejet passe en-dessous de 10%.

Le taux de rejet diminue progressivement lorsqu’on augmente le seuil de bruit pour converger vers 0%. On ne peut pas réduire le taux de rejet à 0% sans éliminer la majorité des inversions et on décide de choisir les niveaux de bruits comme étant ceux à partir desquels le test rejette moins de 10% des échelles de Thorpe, de sorte à obtenir plus de 90% d’échelles de Thorpe réelles. On trouve que le niveau de bruit sur la densité est fonction de $4 \times$ la résolution des capteurs pour la sonde Seabird, et de $7 \times$ pour la sonde Neil Brown. Ces valeurs sont cohérentes avec celles qu’on avait déterminé à partir de la relation $\theta - S$ (respectivement 3 et 5). Les seuils efficaces de bruit sont alors :

$$B_\sigma^{\text{Neil Brown}} \approx 17 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3 \quad (5.31)$$

$$B_\sigma^{\text{Seabird}} \approx 6 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3 \quad (5.32)$$

5.1.5 Spiking

Le fait de ne pas réussir à converger vers un taux de rejet de 0% sans éliminer la majorité des inversions est en partie dû au phénomène de *spiking*. Les temps de réponses différents entre les capteurs de conductivité et de température peuvent induire des fluctuations indésirables dans la densité. Ce problème instrumental est très courant dans le domaine des mesures océanographiques. Le capteur de température a une inertie thermique plus importante que celui de conductivité et cela se traduit par une erreur sur la salinité qui se projette ensuite sur la densité. La conséquence est un pic dans les profils de densité, qui a la forme typique d’une amplitude intense suivie d’un retour vers le profil réel au bout de quelques décibars. On montre un exemple de spiking dans nos données sur la Fig. 5.5.

Lorsqu'on ordonne de manière croissante le profil de densité, ce pic engendre un déplacement qui est ensuite interprété comme une échelle de Thorpe. Ceci est encore plus problématique lors de la traversée de gradient locaux relativement intenses dans un milieu plutôt homogène : le déplacement vertical de la particule fluide sera alors très important, parfois de plus d'une centaine de mètres. L'application du seuil de bruit n'est pas suffisant pour éliminer les fluctuations dues au spiking, étant donné que son amplitude est souvent supérieure à celle des variations naturelles à l'échelle de la fine-structure. Le critère de Galbraith & Kelley (1996) ne permet pas de rejeter systématiquement ces mauvaises inversions.

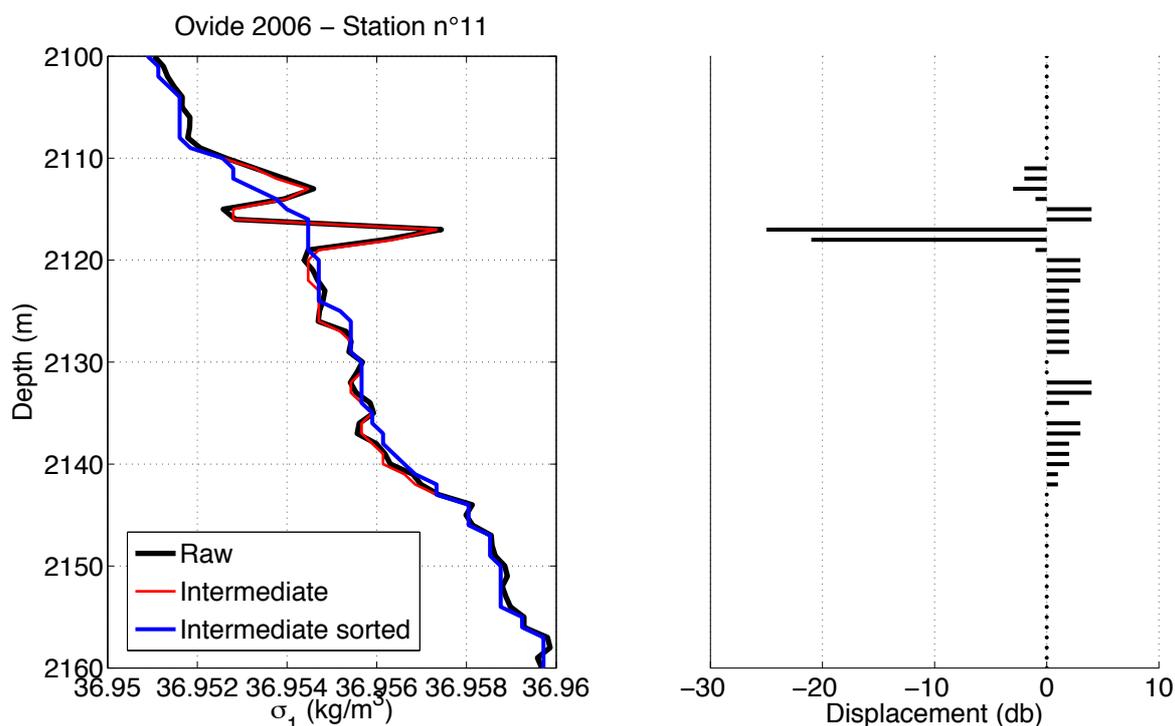


FIGURE 5.5 – Ovide 2006 - Profil n°11. Exemple de *spiking* (à gauche). Déplacements associés lorsqu'on ordonne le profil intermédiaire (à droite).

Sur l'exemple de la Fig. 5.5 on voit que l'amplitude du pic est d'environ $4 \text{ à } 5 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$, ce qui est largement supérieur aux seuils de bruit précédemment envisagés (Sous-section 5.1.4 p. 138). Un seuil de bruit valant près $16\times$ la résolution de densité permettrait d'éliminer l'inversion due au spiking mais éliminerait en même temps la totalité des inversions réelles. Après avoir appliqué le critère de Galbraith & Kelley (1996), on rajoute dans notre algorithme de calcul des L_T un critère supplémentaire pour éliminer le maximum d'occurrences restantes dues au spiking. L'allure d'un spike n'est pas la même que celle des inversions : celles-ci sont plutôt symétriques. On propose de tester la symétrie de l'inversion. On utilise pour cela le fait que la somme des déplacements est nulle sur une structure turbulente. Dans le cas idéal les déplacements se répartissent positivement et négativement de manière symétrique autour du centre du patch : en sommant la valeur absolue des déplacements d'une extrémité verticale

à l'autre du patch, la moitié du total est réalisée lorsqu'on croise le centre. En pratique les inversions ne sont pas parfaitement symétriques et la moitié de la somme est atteinte à une profondeur différente de celle du centre du patch. Pour tester la symétrie de l'inversion, on estime que si cette profondeur se décale de plus de 20% du centre du patch, alors il s'agit de spiking et l'inversion est rejetée.

5.1.6 Résumé de l'algorithme de calcul des échelles de Thorpe

On synthétise les étapes de la méthode de calcul de échelles de Thorpe ci-dessous :

1. On détermine la résolution sur la salinité r_S en fonction des résolutions r_θ , r_C et r_P .
2. On a formulé l'hypothèse que le bruit b sur une mesure devait être proportionnel à la résolution du capteur. On a déterminé que $b_X = 4 \times r_X$ pour la sonde Seabird et $b_X = 7 \times r_X$ pour la sonde Neil Brown (on considère que la proportionnalité est la même pour tous les capteurs).
3. On connaît alors b_S et b_θ qu'on utilise pour déterminer le niveau de bruit sur les mesures de densité à 1 décibar. On obtient $B_\sigma = 17 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$ pour les données des campagnes Ovide 2002 à 2006, et $B_\sigma = 6 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$ pour les données des campagnes Ovide 2008 et 2010.
4. Sur chaque profil de σ on ne conserve que les fluctuations supérieures au seuil B_σ . On obtient un profil intermédiaire σ_i qui aura été filtré des fluctuations dues au bruit.
5. On ordonne le profil σ_i de manière croissante de la surface vers le fond. On obtient des déplacements d non-nuls là où des inversions de densité existent et ont été détectées.
6. On détermine les échelles de Thorpe en calculant la *rms* des déplacements sur l'épaisseur verticale du patch de l'inversion : $L_T = \langle d^2 \rangle^{1/2}$.
7. On applique le critère de [Galbraith & Kelley \(1996\)](#) pour éliminer la fraction d'échelles de Thorpe générées par un bruit supérieur à celui évalué par dispersion de la relation $\theta - S$.
8. Afin d'éliminer les inversions dues au spiking on teste chacune des inversions en vérifiant la symétrie des déplacements autour du centre du patch. Pour qu'une inversion soit conservée on cherche la profondeur p_0 qui réalise $\frac{1}{2} \sum_{p_i}^{p_f} |d|$, où p_i et p_f sont les profondeurs initiales et finales d'un patch. Si l'inversion est symétrique alors $p_0 = p_c$, où p_c est le milieu du patch. Si $|p_0 - p_c| > 20\% \frac{|p_i - p_f|}{2}$ on considère que le centre de l'inversion est trop décalé pour que celle-ci soit symétrique : il peut s'agir de spiking et l'échelle de Thorpe est rejetée.
9. En dernier lieu on opère un contrôle visuel, tout particulièrement sur les échelles les plus importantes.

5.2 Echelles de Thorpe le long des sections hydrologiques

5.2.1 Sections Fourex 1997 et Ovide 2002-2010

On calcule et on trace les L_T le long des sections Ovide et Fourex sur la [Fig. 5.6](#). Pour chaque section on observe une gamme d'échelles en majorité comprises entre 2 et 10 décibars. Les distributions entre les différentes années sont localement différentes et montrent que les inversions sont intermittentes. Sur l'ensemble des années ont met en évidence une distribution au niveau de la thermocline principale entre 500 et 2000m dans la partie sud des sections, ainsi qu'entre 2000 et 3000m au fond du bassin d'Irminger sur le flanc du talus du Groenland. Une différence apparaît pour les années 2008 et 2010 où des inversions sont localisées sur le versant est de la dorsale de Reykjanes. Cette zone est moins stratifiée que la thermocline principale et le rapport signal sur bruit doit y être plus faible pour les mesures réalisées par la sonde Neil Brown en comparaison à celles faites à l'aide de la Seabird. Ceci peut expliquer l'absence de structures à cet endroit pour les campagnes 2002 à 2006 et le long de Fourex. Des échelles de Thorpe plus intenses comprises entre 10 et 50 décibars apparaissent par intermittence entre les différentes sections autour de la dorsale, au niveau des talus du Portugal et du Groenland, à la base de la thermocline principale ainsi qu'au dessus de la zone proche de la bathymétrie au fond en milieu de section. On note la présence remarquable d'une échelle particulièrement intense de près de 170 décibars au milieu de la section à proximité du fond pour l'année 2010 ([Fig. 5.10](#)). De manière générale les statistiques du [Tab. 5.6](#) font apparaître la différence entre les deux sondes, avec des échelles moyennes plus petites pour la Seabird. Ceci s'explique par la meilleure qualité des mesures permettant de conserver avec confiance les échelles verticales les plus fines.

Les échelles de Thorpe indiquent la présence de turbulence. De l'énergie potentielle est localement disponible pour mélanger la colonne d'eau et on peut s'attendre à ce qu'une partie soit due à des déferlements d'ondes internes. Ceci est confirmé par la [Fig. 5.7](#) qui présente la dissipation estimée par les paramétrisations basées sur le modèle de Garrett et Munk ([Chapitre 4, Sous-section 4.2.1 p. 108](#)) sur lesquelles on a superposé la distribution des échelles de Thorpe. La distribution des L_T recoupe une partie de la distribution de la dissipation ϵ_{OK} . On peut s'attendre à observer des dissipations intenses là où les L_T sont les plus fortes, mais la correspondance locale reste difficile à mettre en évidence. Les échelles de Thorpe ne représentent pas des inversions uniquement dues aux ondes internes : certaines qu'on observe ici peuvent être dues à d'autres processus (des doigts de sels par exemple). Néanmoins leur présence est corrélée aux structures de dissipation des ondes internes. Les longueurs d'ondes verticales associées à ces échelles de Thorpe sont comprises en majorité entre 2 et 10m. Ces longueurs d'ondes de la fine-structure représentent des échelles qui n'ont pas été intégrées dans la paramétrisation de la dissipation des ondes internes. Cette méthode est indépendante de celle basée sur le modèle de Garrett et Munk et on considère que les échelles de Thorpe qu'on observe sont une signature de la présence de mélange vertical. Leur présence là où la paramétrisation nous donne les valeurs de dissipation les plus fortes renforce

la validité de l'estimation indirecte de ϵ à partir des données CTD et LADCP.

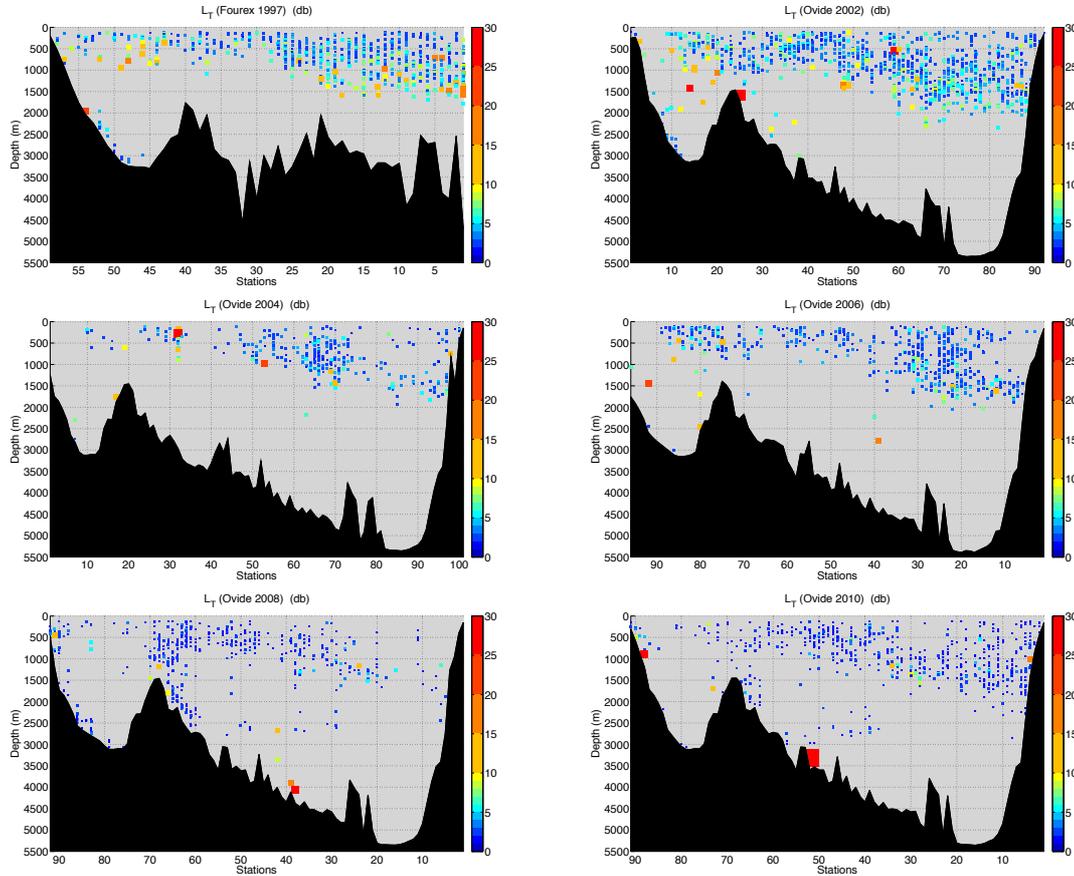


FIGURE 5.6 – Echelles de Thorpe L_T le long de la section Ovide et Fouxex. La taille et la couleur des marqueurs sont proportionnelles aux amplitudes des échelles (décibars). Le nombre de L_T obtenues pour les différentes années est donné dans le Tab. 5.6.

Campagnes	Fouxex 1997	Ovide 2002	Ovide 2004	Ovide 2006	Ovide 2008	Ovide 2010
Population	732	1076	322	601	537	732
$\overline{L_T}$ (db)	4.1	3.9	3.4	3.1	2.1	2.2
L_T^{max} (db)	21.6	62.7	37.7	21.1	33.3	169
$[1.4 - 5[$	76%	80%	89%	92%	97%	98%
$[5 - 15[$	23%	19%	10%	8%	2%	2%
$[15 - 30[$	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%
$[30 - 50[$	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%
> 50	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%

TABLE 5.6 – Statistiques des échelles de Thorpe le long des différentes sections hydrologiques.

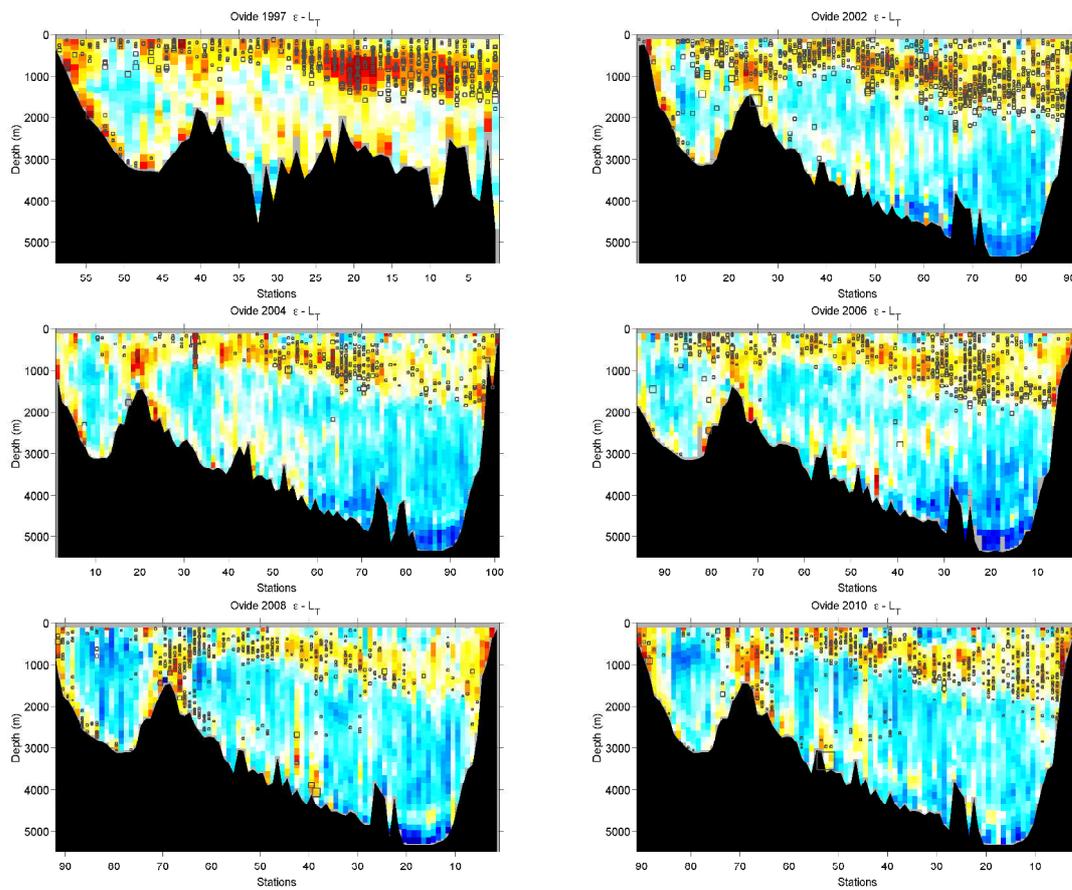


FIGURE 5.7 – Echelles de Thorpe L_T le long de la section Ovide et Fourex. La taille des marqueurs est proportionnelle aux amplitudes des échelles (décibars). La couleur indique les valeurs de la dissipation ϵ_{OK} de la paramétrisation des ondes internes (tracée en \log_{10} entre 10^{-12} et $10^{-12}(W/kg)$).

5.2.2 Complément : exemples locaux d'échelles de Thorpe

On montre ci-dessous des exemples d'échelles de Thorpe obtenues à différentes zones remarquables le long des sections.

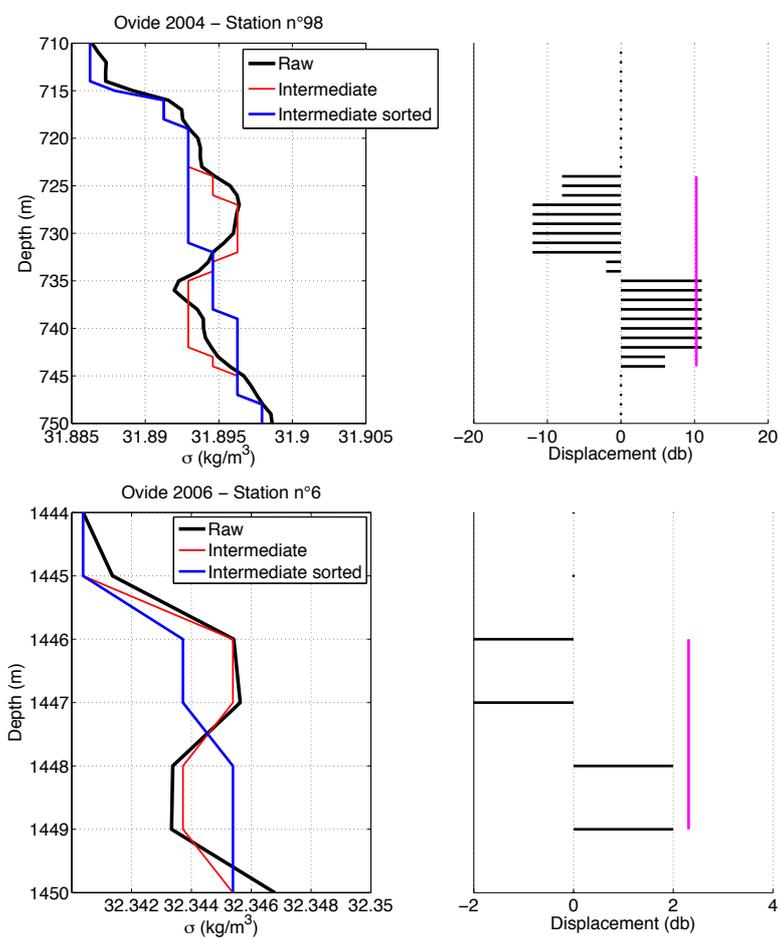


FIGURE 5.8 – Exemples d'échelles de Thorpe le long du talus du Portugal.

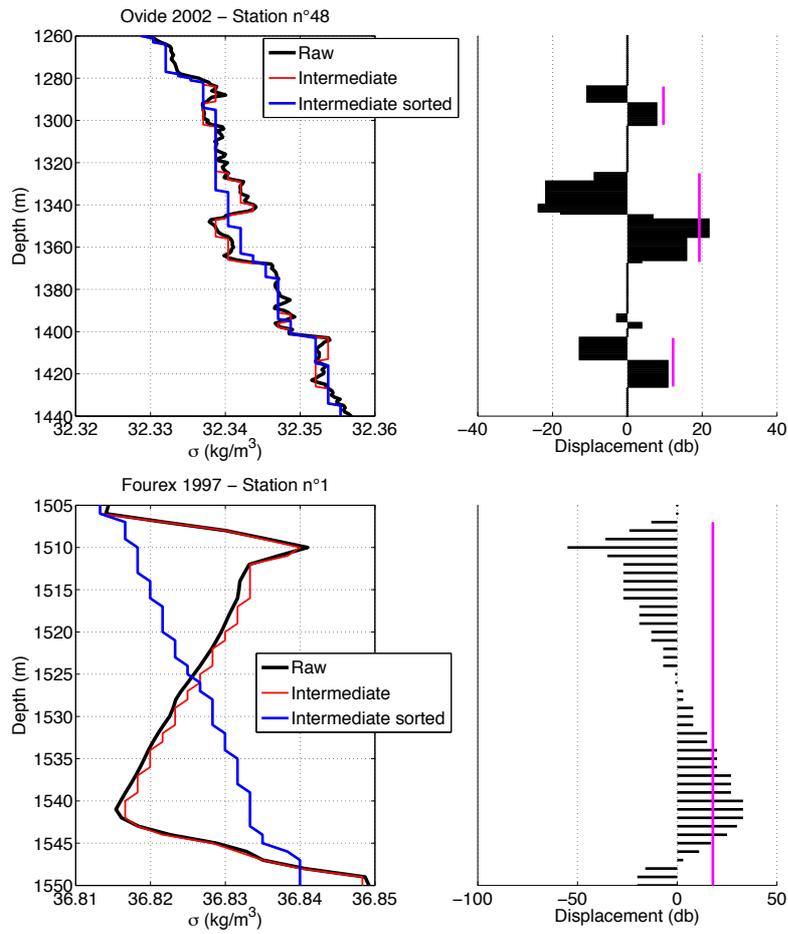


FIGURE 5.9 – Exemples d'échelles de Thorpe dans la thermocline principale entre 500 et 2000 m dans la partie sud de la section.

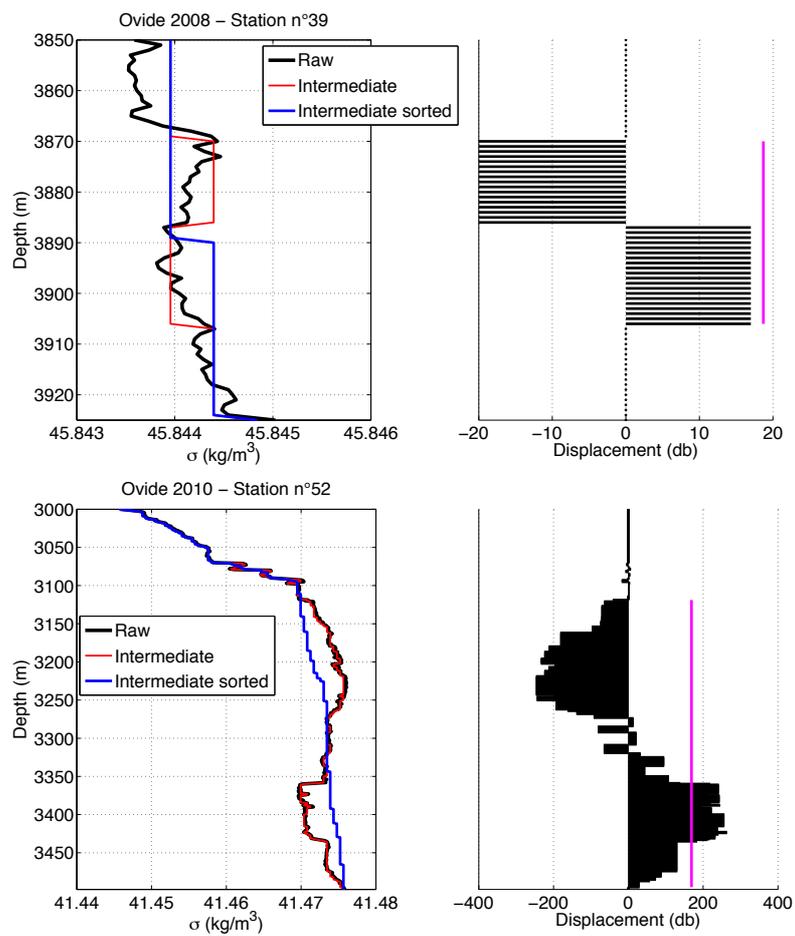


FIGURE 5.10 – Exemples d'échelles de Thorpe proches de la bathymétrie entre 3000 et 4000 m au milieu de la section.

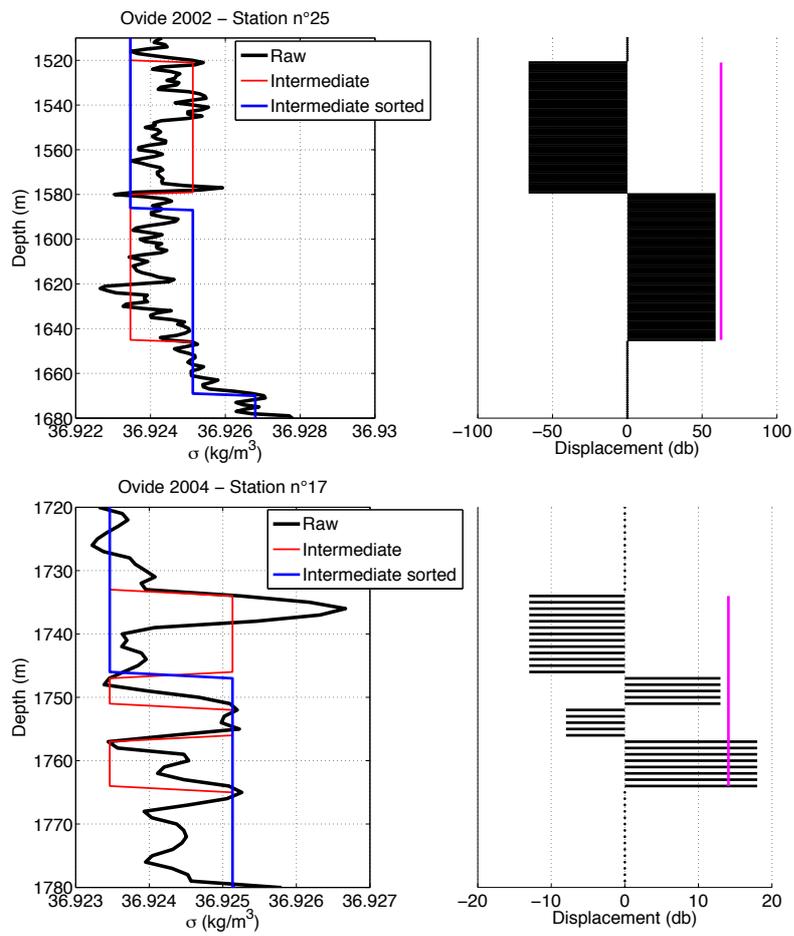


FIGURE 5.11 – Exemples d'échelles de Thorpe autour de la dorsale de Reykjanes.

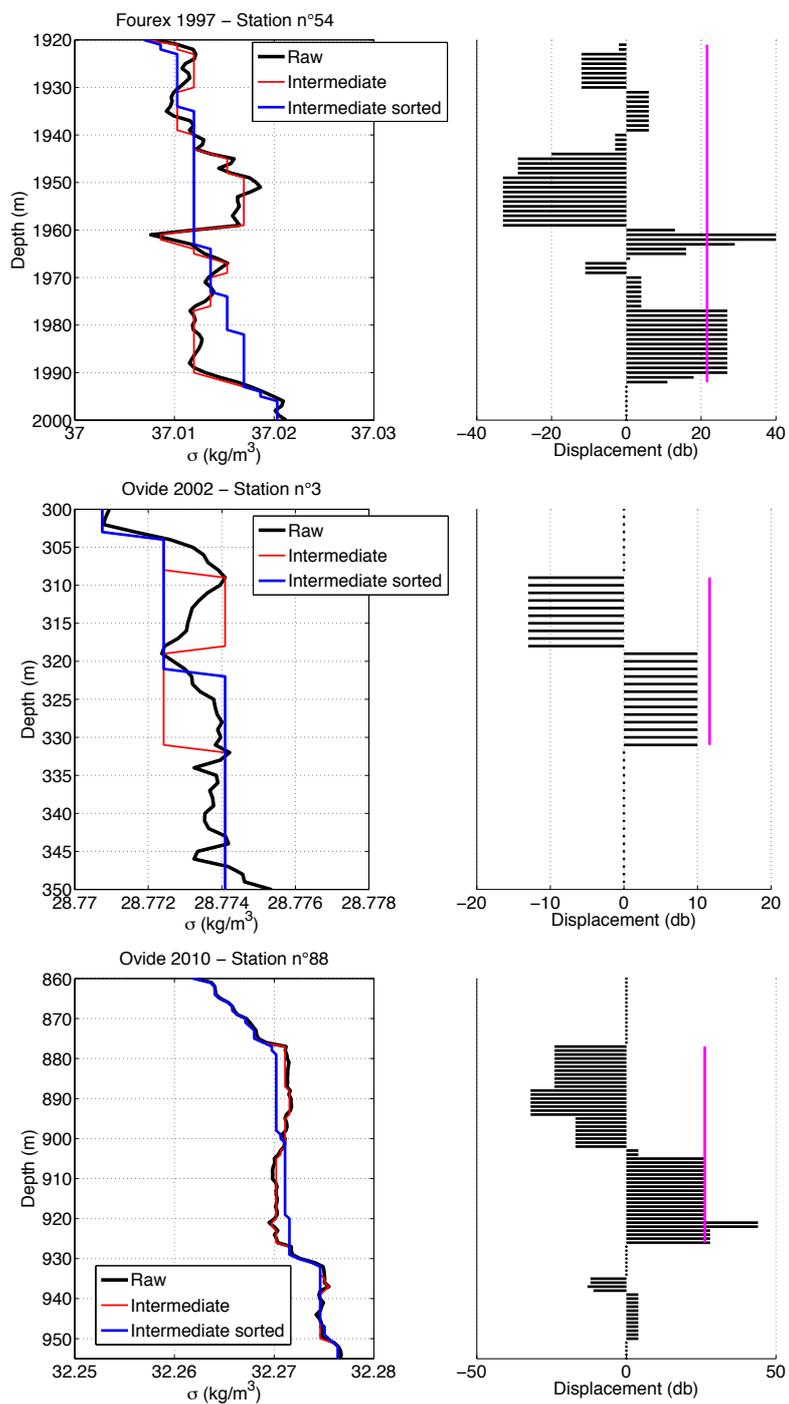


FIGURE 5.12 – Exemples d'échelles de Thorpe le long du talus du Groenland.

5.3 Estimation de la dissipation à partir des inversions de densité

On évalue une dissipation turbulente ϵ à partir des échelles de Thorpe L_T . On se base sur la campagne Ovide 2008 qui comprend les mesures du profileur de micro-structure. Ceci va nous permettre de comparer la dissipation provenant de la paramétrisation basée sur L_T aux mesures du VMP. Chaque couple de profils CTD-VMP se trouve dans un rayon d'environ 500 m et avec un décalage temporel d'environ 15 à 30 min. La dissipation ϵ est reliée à l'échelle d'Ozmidov L_O (Ozmidov, 1965) qui elle-même est liée statistiquement à l'échelle de Thorpe L_T :

$$L_O = \left(\frac{\epsilon}{N^3} \right)^{1/2} \quad (5.33)$$

$$L_O = aL_T \quad (5.34)$$

$$\boxed{\epsilon_{L_T} = a^2 N^3 L_T^2} \quad (5.35)$$

Ici N est ici une valeur moyenne de la fréquence de Brunt-Väisälä définie à 1 décibar sur l'extension verticale du patch, et a un coefficient reliant statistiquement l'échelle de Thorpe à l'échelle d'Ozmidov. Cette dernière peut être interprétée comme l'échelle verticale maximum qu'une particule atteint lorsque toute son énergie cinétique est convertie en énergie potentielle. Une échelle de Thorpe peut dépasser une échelle d'Ozmidov si des ondes internes sont présentes (McDougall et al., 1987). L_O est déterminée par la stratification : pour une énergie cinétique turbulente donnée, plus la stratification est forte plus il est difficile d'aller contre, de sorte que les échelles d'Ozmidov seront plus faibles (McDougall et al., 1987). Pour interpréter son rapport avec l'échelle de Thorpe, différents auteurs (Gibson, 1982; Caldwell, 1983; Gibson, 1999) mettent en évidence qu'une inversion de densité connaît plusieurs stades d'évolution, de sa génération à sa disparition. Ils interprètent le rapport $a = L_O/L_T$ comme un indicateur de son stade de développement. Cette idée est aussi reprise par Wijesekera & Dillon (1997). Le coefficient a serait < 1 pour un patch qui commencerait à se développer ou en train de disparaître, et ≥ 1 en plein développement. La valeur de a serait donc variable et reliée au contexte dynamique dans lequel on se situe. Une observation ponctuelle dans le temps telle que nous l'avons pour chaque profil de la campagne Ovide ne nous permet pas de conclure sur le stade ou la durée de vie d'une l'inversion. Dans la littérature le coefficient a est déterminé empiriquement et on donne ci-dessous différentes estimations :

- $a = 0.64$ (Dillon, 1982).
- $a = 0.66 \pm 0.27$ (Crawford, 1986).
- $a = 0.90 \pm 0.60$ (Ferron et al., 1998).
- a compris entre 0.25 et 4 d'après l'étude de Wesson & Gregg (1994) à partir de mesures dans le Détroit de Gibraltar.

5.3.1 Estimation de ϵ_{LT}

Sur le patch d'une échelle de Thorpe on calcule ϵ_{LT} ainsi que la valeur moyenne de ϵ_{vmp} . On présente ces résultats sur la Fig. 5.13. Pour les patch VMP communs aux échelles de Thorpe, la dissipation se répartit autour de valeurs comprises entre 10^{-11} (W/kg) et 10^{-9} (W/kg), tandis que la dissipation ϵ_{LT} est plus forte avec des valeurs systématiquement supérieures à 10^{-8} (W/kg). ϵ_{LT} surestime ϵ_{vmp} d'un facteur compris entre 10 et 100. Bien qu'on ne montre pas ces résultats ici, la même étude a été réalisée en se basant sur les inversions obtenues à partir des capteurs CTD fixés au châssis du VMP, qui sont alors des mesures réalisées au même endroit et au même moments que celles du VMP. Les résultats sont très proches, avec la même surestimation de l'estimation de dissipation. Contrairement à l'étude précédente sur la paramétrisation des ondes internes, la distribution $\epsilon_{LT} = f(\epsilon_{vmp})$ ne montre pas de linéarité évidente (Fig. 5.13d). L'hypothèse la plus forte vient du choix du coefficient $a = 0.5$ et il est possible que cette valeur constante ne soit pas correcte à l'échelle de la section. On propose de déterminer les valeurs de a qui permettraient de retrouver les valeurs de dissipation du VMP.

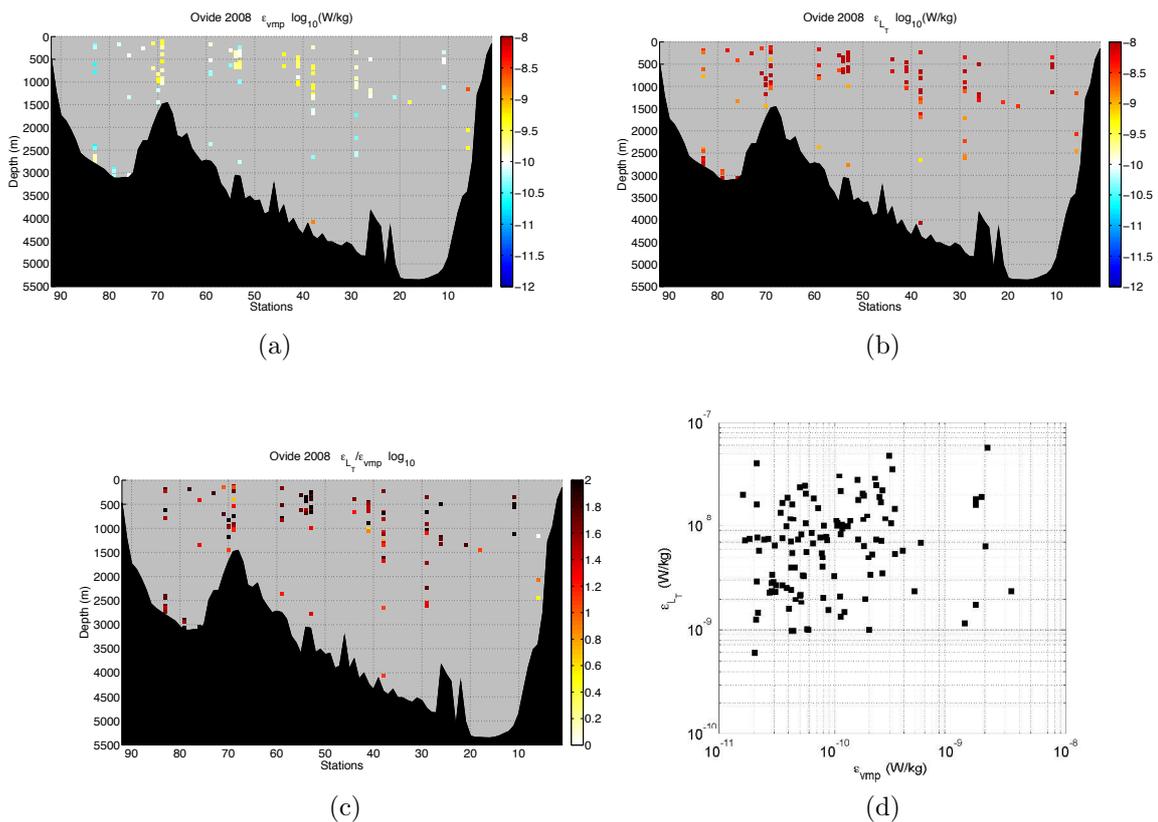


FIGURE 5.13 – (a) Mesures ϵ_{vmp} communes aux (b) estimations de ϵ_{LT} . (c) Rapport $\epsilon_{LT}/\epsilon_{vmp}$. (d) Distribution $\epsilon_{LT} = f(\epsilon_{vmp})$.

5.3.2 Détermination de $a = L_O/L_T$

On propose d'utiliser $\epsilon = \epsilon_{vmp}$ pour estimer L_O tel que $L_O = \left(\frac{\epsilon_{vmp}}{N^3}\right)^{1/2}$. On peut alors déterminer les valeurs $a = (\epsilon_{vmp}/(N^3 L_T^2))^{1/2}$ nécessaires pour retrouver $\epsilon_{L_T} = \epsilon_{vmp}$. On trace la distribution $L_O = f(L_T)$ sur la Fig. 5.14. Les échelles d'Ozmidov sont ici plus faibles que les échelles de Thorpe. Une majorité d'échelles est inférieure au décibar (Tab. 5.7). La pente de la distribution est très faible et nous donne une valeur moyenne $\bar{a} \approx 0.04$ très inférieure aux valeurs proposées dans la littérature (Fig. 5.14). Pour expliquer la surestimation de ϵ_{vmp} on pourrait invoquer le fait que les mesures CTD n'ont pas été réalisées exactement au même endroit et au même moment que les mesures VMP, et qu'il y a alors un problème de correspondance entre les estimations et les mesures. Néanmoins on a montré que la dissipation VMP était bien reproduite par la paramétrisation basée sur le modèle de Garrett et Munk. La dissipation ϵ_{L_T} surestime ici ϵ_{OK} et ϵ_{vmp} . En plus de cette paramétrisation on en a testé une autre basée sur le nombre de Richardson (Martin & Rudnick, 2006) et on a vu que dans notre cas ceci n'améliorait pas non plus la comparaison par rapport au VMP. Le seul facteur qui puisse causer la surestimation de la dissipation est ici la valeur de a en considérant qu'aucune des échelles de Thorpe obtenues n'est due au bruit. On montre que la valeur de a devrait être beaucoup plus faible que les estimations proposées pour pouvoir reproduire des dissipations proches de celles mesurées par le VMP.

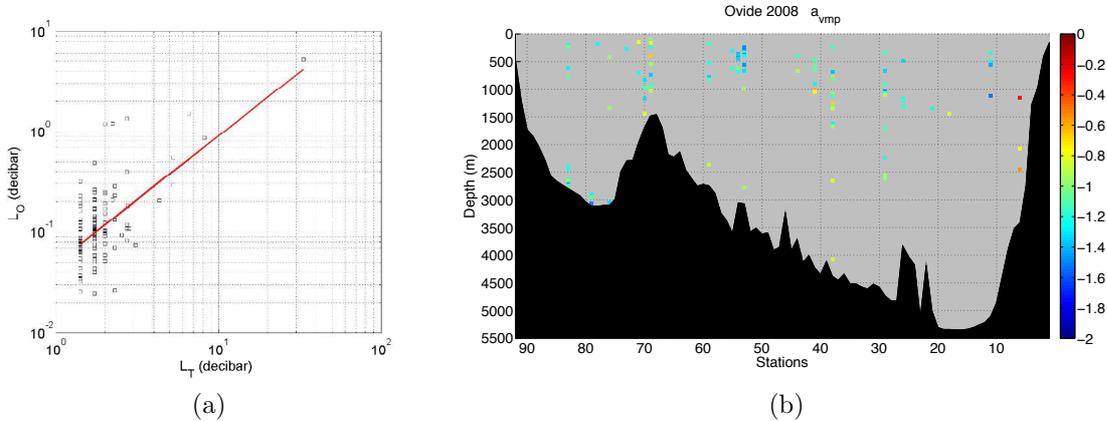


FIGURE 5.14 – (a) Distribution $L_O = f(L_T)$ tracée dans l'espace logarithmique. On trace la droite de régression obtenue par une méthode robuste L1. (b) Valeurs de a nécessaires pour que $\epsilon_{L_T} = \epsilon_{vmp}$. Les coefficients sont tracés en \log_{10} .

min.	moy.	max.]0.01 – 0.05]]0.05 – 0.1]]0.1 – 0.15]]0.15 – 0.3]]0.3 – 1]
0.01	0.07	0.51	39.1%	41.7%	12.2%	4.3%	2.6%

TABLE 5.7 – Statistiques du coefficient $a = (\epsilon_{vmp}/(N^3 L_T^2))^{1/2}$.

5.3.3 Etat de la turbulence

Les échelles d'Ozmidov sont ici beaucoup plus faibles que les échelles de Thorpe. D'après Gibson (1999) ceci est la signature d'une turbulence qu'il qualifie de *fossile*. D'après son étude le critère serait des échelles de Thorpe $L_T \geq 0.6L_O$. L'auteur propose que la turbulence observée résulte non pas d'une cascade directe vers les petites échelles, mais d'une cascade inverse depuis les plus petites échelles. La turbulence démarrerait aux échelles de Kolmogorov (Kolmogorov, 1941) pour former de petits tourbillons qui s'apparieraient ensemble vers de plus grandes échelles. L'échelle d'Ozmidov serait atteinte au moment où l'échelle verticale du patch est suffisamment grande pour que les forces de flottabilité deviennent significatives. Puis l'instabilité hydrostatique du patch entrerait en jeu et celui-ci commencerait à dissiper son énergie cinétique. L'échelle verticale de l'instabilité serait alors l'échelle de Thorpe.

La dissipation connaîtrait un maximum lors de la phase où le patch s'étend jusqu'à L_O : ceci correspondrait à la phase de turbulence *active*. L'instabilité entrerait ensuite dans une phase de turbulence *fossile*. La dissipation diminue et l'échelle verticale de l'instabilité est diagnostiquée par l'échelle de Thorpe. L'extension verticale du patch de L_T serait caractéristique de l'échelle L_O initiale. L'auteur avance l'idée que la très grande majorité des patch mesurés dans l'océan sont dans le régime fossile, et qu'une infime minorité présente une turbulence active (Baker & Gibson, 1987). Il considère que l'état actif est très intermittent dans l'espace et dans le temps et que l'évolution vers le régime de fossilisation serait rapide.

Gibson (1980, 1982, 1986) définit l'état de *turbulence fossile* comme des *fluctuations produites par de la turbulence qui persistent alors que le fluide ne peut plus être considéré comme turbulent à l'échelle de la fluctuation*. Une interprétation possible de cette définition serait que des fluctuations de traceurs subsistent alors qu'il n'y aurait plus de fluctuations de vitesses (Munk, 1981). Ce cas serait illustré par un patch ayant des échelles de Thorpe non-nulles et montrant relativement peu de dissipation ϵ . Les autres études telles que Dillon (1982) ne mentionnaient pas ce processus. Quoi qu'il en soit l'étape qui nous intéresse concerne celle de l'évolution du patch depuis son extension verticale maximum jusqu'à sa disparition. On peut considérer que les échelles de Thorpe que l'on mesure se situent entre l'extension originale du patch et les échelles de Kolmogorov L_K où la viscosité peut opérer. On rappelle que $L_K = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ où ν est la viscosité cinématique du fluide. Ces échelles sont de quelques millimètres jusqu'au centimètre. On considère que :

$$L_O^{initial} \geq L_T \geq L_K \quad (5.36)$$

A partir de ϵ_{vmp} on a estimé des échelles d'Ozmidov *in-situ* et on observe que :

$$L_O^{initial} \geq L_T \geq L_O^{in situ} \geq L_K \quad (5.37)$$

Pour que $L_O^{in situ}$ soit du même ordre que $L_O^{initial}$, il faut que $L_O^{in situ} \geq L_T$ et donc que la dissipation ϵ_{vmp} soit plus forte que celle qu'on observe. On observerait alors des patch fossiles plutôt qu'actifs. Pour qualifier la turbulence de *fossile* et indiquer le stade de développement

d'un patch, [Gibson \(1999\)](#) introduit un coefficient d'activité turbulente A basé sur le rapport entre la dissipation mesurée et celle estimée lorsque le patch est à son extension verticale maximale. Cette dernière est estimée empiriquement comme :

$$\epsilon_* = 3L_T^2 N^3 \quad (5.38)$$

Le paramètre d'activité est alors :

$$A = \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_*} \right)^{1/2} \quad (5.39)$$

avec $A > 1$ pour une turbulence active et $A \leq 1$ pour une turbulence fossile.

D'un stade de turbulence active vers un stade fossile, la dissipation ϵ passerait d'une amplitude $\epsilon \geq \epsilon_*$ (régime actif) à une amplitude $\epsilon_* \geq \epsilon \geq \epsilon_F$ (régime actif-fossile) pour finalement atteindre $\epsilon \leq \epsilon_F$ (régime fossile).

[Gibson \(1999\)](#) estime le niveau de dissipation fossile comme fonction de la viscosité cinématique et donne son expression :

$$\epsilon_F \approx 30\nu N^2 \quad (5.40)$$

D'après [Gibson \(1980\)](#), plus le rapport ϵ_*/ϵ_F est grand, plus le patch observé devrait être ancien. Pour définir cette échelle de temps de persistance, l'auteur utilise la stratification ambiante. Pour $N = 10^{-3} s^{-1}$ ($\tau_N \approx 15 \text{ min}$), un rapport $\epsilon_*/\epsilon_F = 10^{-9}/10^{-12}$ donnerait un temps de persistance $\tau_{\text{fossile}} = N^{-1} \times \epsilon_*/\epsilon_F = 10^3 \times 15 \text{ min}$, soit environ 10 jours. Ceci serait caractérisé par des patch d'inversions de densité sur lesquels la dissipation serait faible. Ces structures qualifiées de *fossiles* pourraient dominer la dissipation intérieure par leur présence quasi-permanente au sein de l'océan. Cette description est en accord avec le cadre d'un champ d'ondes internes de Garrett et Munk. L'auteur propose une autre estimation pour les fluctuations de température, et donne la relation $\tau_T = N^{-1} \times (\epsilon_*/\epsilon_F)^{2/3}$, ce qui pour l'exemple précédent nous donnerait une persistance d'environ $\tau_T \approx 1$ jour, beaucoup plus courte que celle des inversions de densité. On calcule ces temps pour les patchs communs aux mesures du VMP ([Fig. 5.15](#)). Les structures de température seraient présentes pendant des durées près de 10 fois plus courtes que celles en densité. Les patch de densité les plus profonds indiquent des durées de 20, 30 et 50 jours, et un maximum de 400 jours pour le patch près du fond à la station n°38. Ces résultats suggèrent que le champ de turbulence fossile serait quasi-permanent dans l'océan mais cette interprétation reste encore en questionnement.

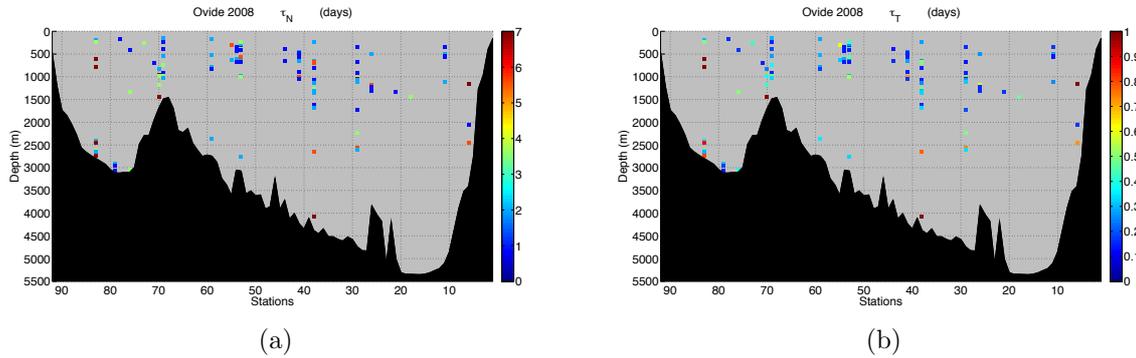


FIGURE 5.15 – Estimations de l'échelle de temps de persistance (en jours) des fluctuations de densité (a) et de température (b).

5.3.4 Encadrement de ϵ_{vmp} entre dissipation fossile ou active

En utilisant $a = 0.5$ on obtient une dissipation ϵ_{LT} 10 à 100 fois supérieure aux mesures ϵ_{vmp} :

$$\epsilon_{vmp} \ll \epsilon_{LT} = 0.25L_T^2N^3 < \epsilon_* = 3L_T^2N^3 \quad (5.41)$$

Les dissipations fortes obtenues pour ϵ_{LT} seraient plutôt représentatives de l'état de dissipation peu après que le patch ait atteint son extension maximale. Les mesures ϵ_{vmp} traduiraient plutôt un état en cours de fossilisation, compris entre ϵ_* et ϵ_F .

A l'aide des rapports $\epsilon_{vmp}/\epsilon_F$ et $\epsilon_{vmp}/\epsilon_*$ on va chercher à qualifier l'état de turbulence des différents patch d'échelles de Thorpe communs aux mesures de dissipation du VMP. Gibson (1999) propose d'utiliser des *diagrammes de phase hydrodynamique (HPD)*, où $\epsilon_{vmp}/\epsilon_*$ est tracé en fonction de $\epsilon_{vmp}/\epsilon_F$. L'activité turbulente est déduite à partir du nombre de Reynolds normé par le nombre de Reynolds à la fossilisation. $Re = UL/\nu = c\epsilon/\nu N^2$ en considérant $U = (\epsilon L)^{1/3}$ d'après la théorie de Kolmogorov et sous l'hypothèse que l'extension maximale du patch est l'échelle d'Ozmidov $L_O = (\epsilon/N^3)^{1/2}$. En utilisant $\epsilon_F = 30\nu N^2$, alors, $Re_F = 30$. Le rapport Re/Re_F est alors proportionnel à $\epsilon_{vmp}/\epsilon_F$, et permet de déterminer si le patch est turbulent. L'autre rapport $\epsilon_{vmp}/\epsilon_*$ est lié au nombre de Froude $Fr = U/LN$ et permet d'obtenir le rapport Fr/Fr_* . Le nombre de Froude indique la partition entre vitesse et flottabilité du patch turbulent. Le rapport Fr/Fr_* est alors utilisé pour interpréter si la turbulence est récente ou ancienne. On donne les deux rapports ci-dessous :

$$\frac{Fr}{Fr_*} = \left(\frac{\epsilon_{vmp}}{\epsilon_*} \right)^{1/3} \quad (5.42)$$

$$\frac{Re}{Re_F} = \frac{\epsilon_{vmp}}{\epsilon_F} \quad (5.43)$$

On trace le diagramme $Fr/Fr_* = f(Re/Re_F)$ sur la Fig. 5.16. On ne dispose que de 30 profils VMP contre près de 100 profils CTD, et des 537 patch obtenus pour la campagne

Ovide 2008 il n'en reste que 115 patch lorsqu'on limite l'étude aux couples patch- ϵ_{vmp} (pour bénéficier d'une mesure de dissipation sur le patch). On obtient 25 patch (22%) qui sont dans le régime actif-fossil et 90 dans le régime fossile (78%). Aucun n'est considéré comme turbulence active. Les catégories *Seamount Wakes* et *Seasonal Thermocline* (appellations proposées par Gibson (1999)) correspondent bien pour les patches qui sont considérés comme actifs-fossiles car on les retrouve dans la thermocline principale ainsi qu'au dessus de la dorsale de Reykjanes. Le cadran de turbulence-fossile inclut les patches les plus profonds, ce qui est cohérent avec l'appellation *Dominant Abyssal Events* de cette catégorie. Une fraction se positionne tout de même dans la thermocline principale et étend la catégorie *Seasonal Thermocline* à cette partie du cadran.

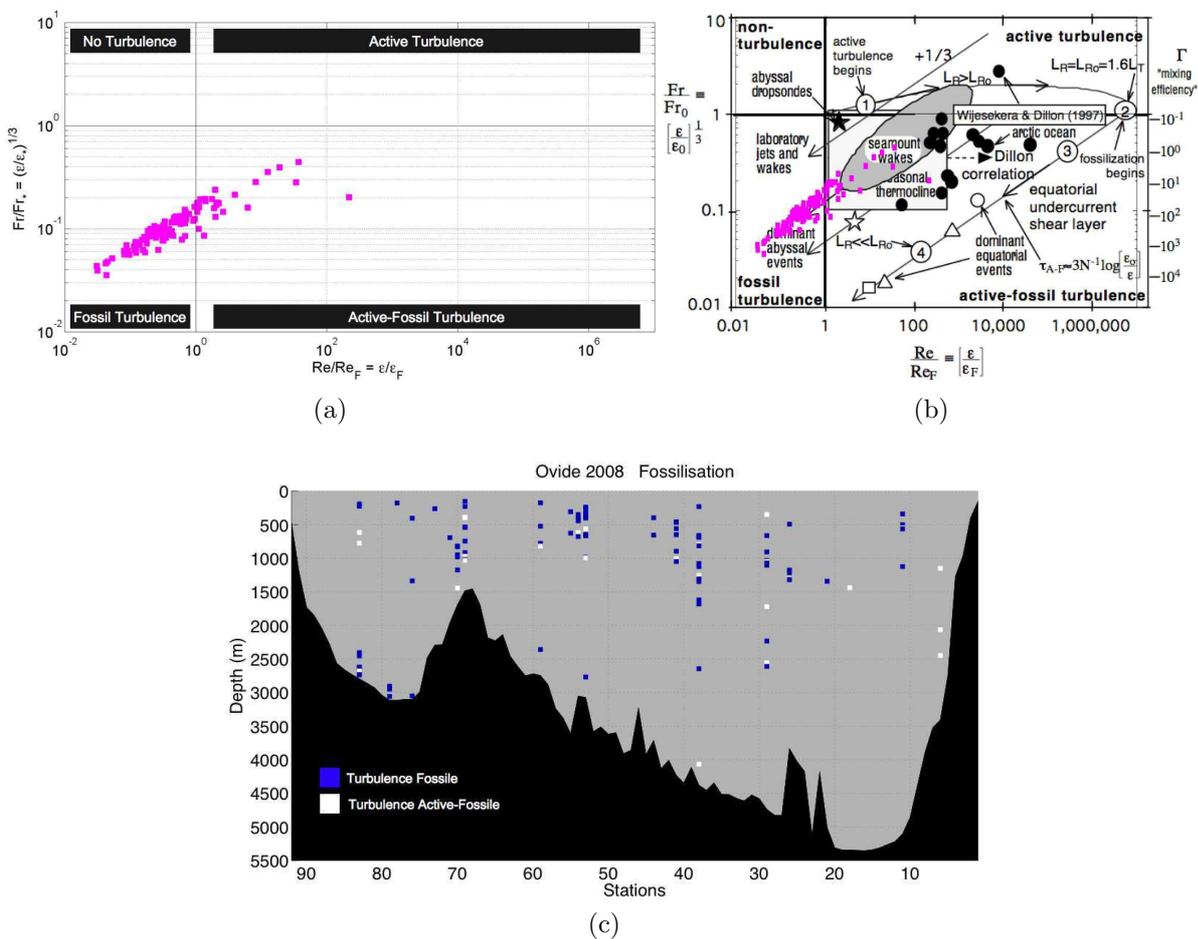


FIGURE 5.16 – (a) Diagramme de phase hydrodynamique (HPD) tel que proposé par Gibson (1999). On indique les différents régimes possibles de turbulence. (b) Superposition sur le diagramme tiré de Gibson (1999) pour montrer l'état de la section Ovide par rapport à différentes études régionales. (c) Etat des patch de turbulence le long de la section Ovide 2008.

5.4 Conclusions

On a fait l'hypothèse que le niveau de bruit sur les mesures devait être proportionnel à la résolution des capteurs et on a déterminé une relation entre le bruit sur la température et la salinité et leur impact sur la densité en fonction des résolutions des capteurs de température, de conductivité et de pression. En étudiant la dispersion de la relation $\theta - S$ on a pu déterminer que le bruit sur la salinité devait être au moins égal à 5 fois la résolution des capteurs de la sonde Neil Brown Mark III pour les campagnes Ovide 2002 à 2006, et 3 fois pour la sonde Seabird 911 pour 2008 et 2010. Ceci met en évidence les différences entre les capteurs. En effet la sonde Seabird dispose d'une pompe qui permet d'obtenir des mesures de meilleure qualité bien qu'il soit possible qu'une partie du signal présent aux plus petites longueurs d'ondes soit atténué. L'utilisation du critère de Galbraith a permis de converger vers l'utilisation de 4 et 7 fois la résolution (respectivement à la place de 3 et 5) pour être certain d'éliminer toutes les inversions dues au bruit. Entre les deux sondes le bruit sur la densité est alors $B_{\sigma}^{\text{Neil Brown}} \approx 17 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$ et $B_{\sigma}^{\text{Seabird}} \approx 6 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$. En plus de ce niveau on a introduit et appliqué un critère de symétrie pour éliminer les inversions restantes dues au spiking. Des améliorations restent néanmoins possibles et une étude complémentaire sur la symétrie des inversions pourrait être menée.

Les échelles de Thorpe que l'on obtient sont comprises entre 2 et 10 *db*. Une inversion particulièrement remarquable de près de 170*db* a été détectée au-dessus du fond entre 3000 et 3500*m* en milieu de section, au niveau du profil n°52 de la campagne Ovide 2010 (Fig. 5.10 p. 147). Il s'agit d'une zone particulière de la section, à proximité de monts sous-marins et où l'eau Antarctique de fond se retrouve en contact avec l'eau déversante Islande-Ecosse. A ce signal en densité intense ($d\sigma \approx 5 \times 10^{-3} \text{kg/m}^3$) sont associées des vitesses u et v importantes ($\approx 10 \text{cm/s}$) et un cisaillement vertical sur près de 300*m* (qu'on a pas montré ici). Sur l'ensemble des sections Ovide on retrouve une distribution des échelles de Thorpe là où la paramétrisation nous donne les valeurs de dissipation les plus fortes : au niveau de la thermocline principale, des talus, au-dessus de la dorsale de Reykjanes et à certains endroits au-dessus de la zone de fond en milieu de section. Les longueurs d'ondes verticales associées aux L_T n'ont pas été intégrées par la méthode de la paramétrisation des ondes internes et on considère que les deux études sont indépendantes. Les échelles de Thorpe apparaissent ici comme un indicateur de l'activité turbulente des ondes internes, même si d'autres mécanismes sont possibles pour mettre en mouvement les isopycnes et créer des inversions. Bien que les structures se répartissent statistiquement au niveau des mêmes zones géographiques d'une réalisation à l'autre de la campagne, notre calcul des échelles de Thorpe met ici en évidence le caractère intermittent et local de la turbulence dans l'océan (*patchiness*).

La paramétrisation de la dissipation basée sur les échelles de Thorpe surestime de 10 à 100 fois les mesures directes du VMP et ne permet pas de retrouver le bon accord qu'on obtient à l'aide de la paramétrisation basée sur le modèle des ondes internes de Garrett et Munk. Les différentes études qu'on retrouve dans la littérature sur le mélange à partir des échelles de Thorpe ont été réalisées sur des zones plus régionales de l'océan, alors que la section

Ovide couvre la largeur du bassin Atlantique Nord-Est. Les mesures en plein océan et dans les zones profondes sont assez rares et les processus turbulents de ces zones sont peut être encore mal observés et modélisés. Il est possible que la paramétrisation basée sur les L_T soit mal adaptée. On rappelle qu'on a pu tester une autre paramétrisation faisant intervenir le nombre de Richardson ([Martin & Rudnick, 2006](#)) sans pour autant améliorer l'accord avec le VMP. On a envisagé à la fin du chapitre que la turbulence qu'on observe pouvait être qualifiée de *fossile*. L'intermittence du mélange et la rareté des mesures rendraient difficile l'observation de la phase active de la turbulence. La majorité des observations dont on dispose concerneraient la phase qualifiée de *fossile* où les fluctuations de densité persistent alors que celles de vitesses ont disparues.

Discussion. Mécanismes régionaux possibles à l'origine des ondes internes le long de la section Ovide

*« Alas! Alas!
Life is full of disappointments;
as one reaches one ridge
there is always another
and a higher one
beyond which blocks the view. »*
— Fridtjof Nansen

Introduction

La comparaison entre les différentes réalisations de la campagne Ovide montre que le mélange se répète autour des mêmes zones géographiques d'une campagne de mesure à l'autre. Néanmoins des différences locales et régionales existent. On propose de discuter ici de certains mécanismes régionaux qui peuvent être à l'origine du mélange. Cette partie de notre étude est exploratoire et permet d'envisager des pistes de recherche pour compléter la compréhension de la dynamique à l'origine du mélange.

Identification de sites de génération d'ondes internes à proximité des sections Ovide et Fourex : rôle possible de la marée et du vent

Les talus continentaux et les endroits où la topographie est marquée représentent des zones privilégiées de mélange dû aux ondes internes (St. Laurent [et al.](#), 2003). L'activité de la marée peut y générer des ondes (Rainville [et al.](#), 2010). Celles-ci dissipent localement une partie de leur énergie (Carter [et al.](#), 2008), des réflexions et des interactions peuvent avoir lieu entre les ondes au niveau de la pente continentale (Nash [et al.](#), 2004, 2009; Daae [et al.](#), 2009; Swart [et al.](#), 2010; Rodenborn [et al.](#), 2011) et une partie de l'énergie peut se propager vers l'intérieur de l'océan Thorpe (1999). Ainsi des ondes internes peuvent être générées au

niveau des talus et se propager jusqu'à des sites parfois très distants ($O(100km)$) (Alford, 2003; Rainville et al., 2010).

Le vent génère lui aussi des ondes, proches de la fréquence inertielle, et sa variabilité est importante dans l'espace et dans le temps au moment où sont effectuées les radiales. La thermocline principale entre la sous-surface et 1500m depuis le Portugal jusqu'à la dorsale de Reykjanes est une des zones où on reproduit un mélange de l'ordre de $10^{-4}m^2/s$. On peut supposer que sur cette partie de la section les ondes internes peuvent être générées par le vent car elle intercepte la route des dépressions atmosphériques (Gill, 1984; Nagasawa et al., 2000; Niwa & Hibiya, 1997, 1999).

Modèle de rayon de propagation d'ondes internes

On aimerait identifier les zones possible de génération d'ondes internes autour de la section Ovide. Pour cela on estime les trajectoires possibles que les ondes peuvent emprunter. A partir d'un profil de stratification on va calculer une trajectoire qui relie le fond à la surface. Lorsque une interception avec la topographie est réalisée, on considérera ce lieu comme un site possible de génération d'ondes internes au niveau de la bathymétrie. L'angle de propagation du rayon d'ondes internes peut être déterminé à partir de la relation de dispersion (Munk, 1981; Maas & Lam, 1995) :

$$\tan^2 \alpha = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \quad (5.44)$$

$$\frac{k_z^2}{k_H^2} = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \quad (5.45)$$

Ici α est l'angle du vecteur d'onde $\mathbf{k}(k_x, k_y, k_z)$ avec le vecteur d'onde horizontal $\mathbf{k}_H(k_x, k_y)$.

A partir de Eq.5.44 on peut donc déterminer l'angle de la trajectoire de l'onde par rapport à l'horizontale :

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2}} \right) \quad (5.46)$$

L'angle α décrit un cône de propagation qui supporte l'onde. On rappelle qu'on ne connaît pas la fréquence ω des ondes et la direction exacte de la propagation ne peut pas être déterminée.

Calcul de la trajectoire d'un rayon de propagation

On cherche à déterminer en particulier si une zone de mélange au fond est associée à une zone de génération en plus en surface.

1. A l'aide des données CTD on dispose de profils de stratification $N(z)$ à chaque station des campagnes Ovide et Fourex. On suppose que le profil $N(z)$ que l'on va utiliser pour le calcul est représentatif de la région (au delà d'une certaine distance de la station ce profil ne le sera plus). Le long de la section Ovide les stations sont espacées d'environ 25 km, et on vérifiera le comportement du modèle lorsqu'on utilise le profil $N(z)$ suivant ou précédent à la place du profil avec lequel on travail.
2. La fréquence de Coriolis est calculée localement à la latitude L° du profil. On considère f comme constant dans la même zone de validité de $N(z)$. On note que sa valeur pourrait être calculée en fonction de la progression en latitude du rayon.
3. Le modèle de propagation des rayons d'ondes internes implique de faire une hypothèse sur la fréquence du paquet d'ondes. Pour choisir la fréquence du paquet d'ondes on suppose que celle-ci sera proche de la fréquence du forçage. L'étude pourra être réalisée successivement pour différentes harmoniques $\{\omega, 2\omega, 3\omega, \dots\}$.
4. Ce modèle de propagation se base sur la relation de dispersion des ondes internes linéarisées et on suppose que celle-ci est vérifiée. La fréquence ω du paquet d'ondes doit respecter la relation $f < \omega < N$. Vers le fond on doit alors vérifier que la valeur de ω ne devient pas inférieure à N . La bande de fréquence des ondes internes peut être étendue en-dessous de f et au delà de N lorsqu'on utilise l'*approximation non-traditionnelle* (prise en compte de la co-fréquence de Coriolis dans les équations du mouvement (Gerkema & Zimmerman, 2008)) pour déterminer la relation de dispersion. Ce cas n'a pas a été testé ici.
5. A l'aide de l'Eq. 5.46 on construit les trajectoires de propagation des ondes. En partant du fond, pour chaque niveau $N(z)$ on détermine $\alpha(z)$ et on calcule une distance $R_H(z)$ par rapport à la verticale qui cumule les R_H obtenus pour les niveaux inférieurs. On construit ainsi un rayon partant du fond qui s'éloigne progressivement de la position du profil $N(z)$.
6. Les sections hydrologiques Ovide et Fourex proposent une vision 2D (*Station, Z*) et pour pouvoir obtenir une cartographie 3D (*Lat, Lon, Z*) des interceptions entre les rayons de propagation et la topographie on utilise les cartes de bathymétrie de Smith & Sandwell (1997) (que l'on désigne par l'acronyme S&S). Ils proposent une cartographie des reliefs sous-marins, à l'échelle du globe, avec une résolution horizontale variant entre 1 et 12 km. La base de données est complétée et améliorée régulièrement et on utilise la version 13.1 (28/08/2010). La base de données est disponible à l'adresse :
[ftp ://topex.ucsd.edu/pub/global_topo_1min](ftp://topex.ucsd.edu/pub/global_topo_1min)
7. Pour chaque niveau z sur le cône on a calculé le rayon horizontal $R_H(z)$ qui correspond à la distance horizontale atteinte par le rayon d'onde. La bathymétrie S&S peut être mal résolue verticalement et horizontalement en certaines zones : à chaque niveau, les coordonnées géographiques $\{Lon, Lat\}$ des points sur le cercle décrit par $R_H(z)$ sont

déterminées à la distance $R_H(z) \pm dr$ de la position de la station. On a choisi ici $dr = 1km$. Grâce à S&S on connaît alors la bathymétrie $B_{\{Lon,Lat\}}$ à la verticale de ces points. On considère qu'il y a interception si $z < B + \Delta z$ avec $\Delta z = 100m$

Pour illustrer ce modèle géométrique simple, on propose de l'appliquer au profil n°5 de la campagne Ovide 2010 qui se trouve à proximité du talus du Portugal. On réalise l'étude en testant les trajectoires pour un paquet d'ondes internes dont la fréquence est proche de f , puis de ses harmoniques (1, 2, 3, 4 f). On teste ensuite une fréquence proche de celle de la marée semi-diurne. Ici $M_2 \approx 1.4 \times 10^{-4}/s^{-1}$, et à cet endroit de la section $f \approx 9.5 \times 10^{-5}/s^{-1}$. On trace les profils de fréquence, vitesses, et des paramétrisations de ϵ_{O08} et K_{O08} sur la Fig. 5.17. On vérifie bien que $\omega < N$. Le profil présente un mélange intensifié vers le fond. On cherche si il pourrait être associé à un rayon interne (à la fréquence de la marée).

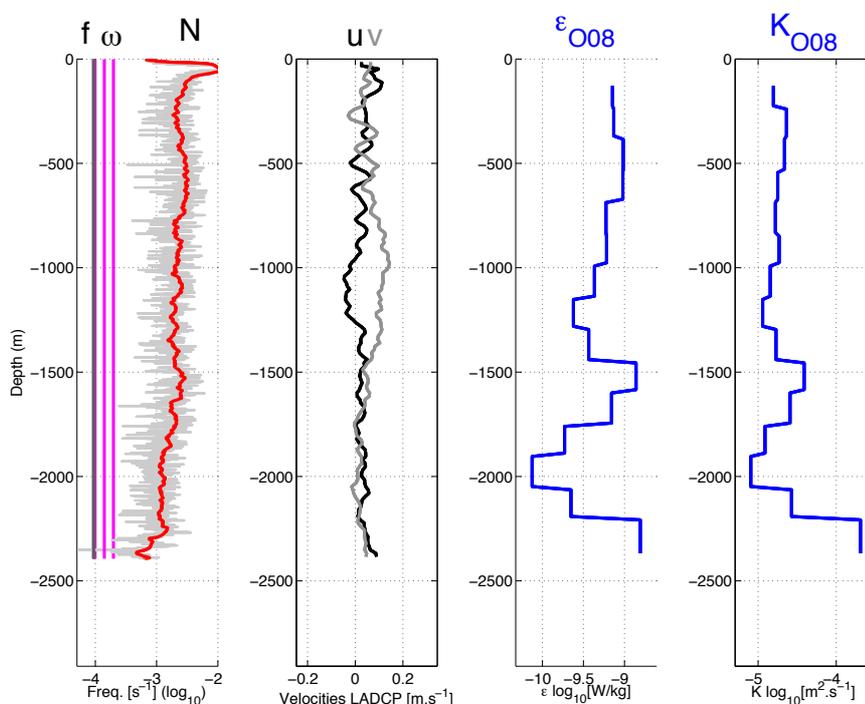


FIGURE 5.17 – Ovide 2010, station n°5. Profils de N , u , v , ϵ_{O08} et K_{O08} . On trace la fréquence de Coriolis f en trait gris plein et les fréquences $\omega = 2f$ et $\omega = M_2$ en traits magenta pleins. On trace le profil de N en gris et sa version lissée par une moyenne glissante sur 80m en rouge.

A partir de la stratification du profil on modélise la trajectoire des rayons en calculant leur angle avec l'horizontale. On trace uniquement le premier cône sans chercher à déterminer des réflexions au niveau de la pente, du fond ou de la surface. On présente ces résultats sur la Fig. 5.18. Comme attendu, plus les ondes sont à une fréquence proche de f , plus la trajectoire du rayon est horizontale. L'énergie est alors en mesure de se propager plus

loin avant d'intercepter la surface. Sous l'hypothèse que la stratification au profil n°5 est représentative d'une région environnante plus vaste, le rayon d'ondes internes émises à la fréquence f a une portée de près de 175 km. L'énergie des ondes de plus hautes fréquences ($2f$ ou M_2 par exemple) se propage de manière plutôt verticale. La portée horizontale est réduite à environ 25 ou 30 km. Cette distance correspond à l'écart moyen entre les stations de la campagne Ovide et dans cet intervalle la stratification du profil est assez représentative de la stratification environnante : le rayon devrait être valide. Dans le cas où le paquet est émis à une fréquence proche de f , la portée de 175 km est trop grande et il est probable que la géométrie réelle du rayon soit progressivement modifiée au fil de la propagation. De plus à cette distance la stratification est probablement très différente de celle utilisée au niveau de la station. On montre néanmoins l'interception avec la bathymétrie de Smith et Sandwell sur la [Fig. 5.18c](#).

Interceptions à l'échelle du bassin océanique

On applique ce modèle à toutes les stations des campagnes Ovide et Fourex 1997. Pour chacune des sections on utilise la stratification $N(z)$ locale à chaque station. On présente l'ensemble des interceptions obtenues sur la [Fig. 5.19a](#). On observe qu'on a une majorité d'interceptions pour des ondes générées à f : les trajectoires sont plus horizontales et une interception est plus probable. Les interceptions sont plus nombreuses sur le trajet de la campagne Fourex, ce qui peut s'expliquer par la proximité des reliefs de la dorsale médio-atlantique. Pour les ondes générées à plus haute fréquence, les interceptions sont plus rares à cause de la géométrie des rayons : l'énergie se propage plutôt verticalement et les interceptions ne sont réalisées que si les reliefs sous-marins sont proches. Les interceptions pour des ondes ayant des fréquences égales à M_2 et $2M_2$ nous donnent un indice des endroits où on pourrait observer une génération de marée interne. Comme attendu on retrouve ces zones au niveau des talus et à quelques endroits de la dorsale de Reykjanes. Les interceptions sont moins nombreuses au centre de la section Ovide où on observe pourtant un mélange intensifié dans la paramétrisation ainsi que dans les mesures. Pour ces endroits ce sont les ondes ayant des fréquences proches de f qui croisent en majorité la bathymétrie. En surface on trouve des branches de la dérive Nord-Atlantique et des tourbillons de méso-échelle sont présents. Des travaux récents ([Danioux, 2007](#)) indiquent que la présence de méso-échelle est susceptible de favoriser la pénétration en profondeur d'ondes inertielles générées par le vent, avec des observations de maximum de vitesses dues à ces ondes se situant à 1700 m de profondeur dans une simulation numérique.

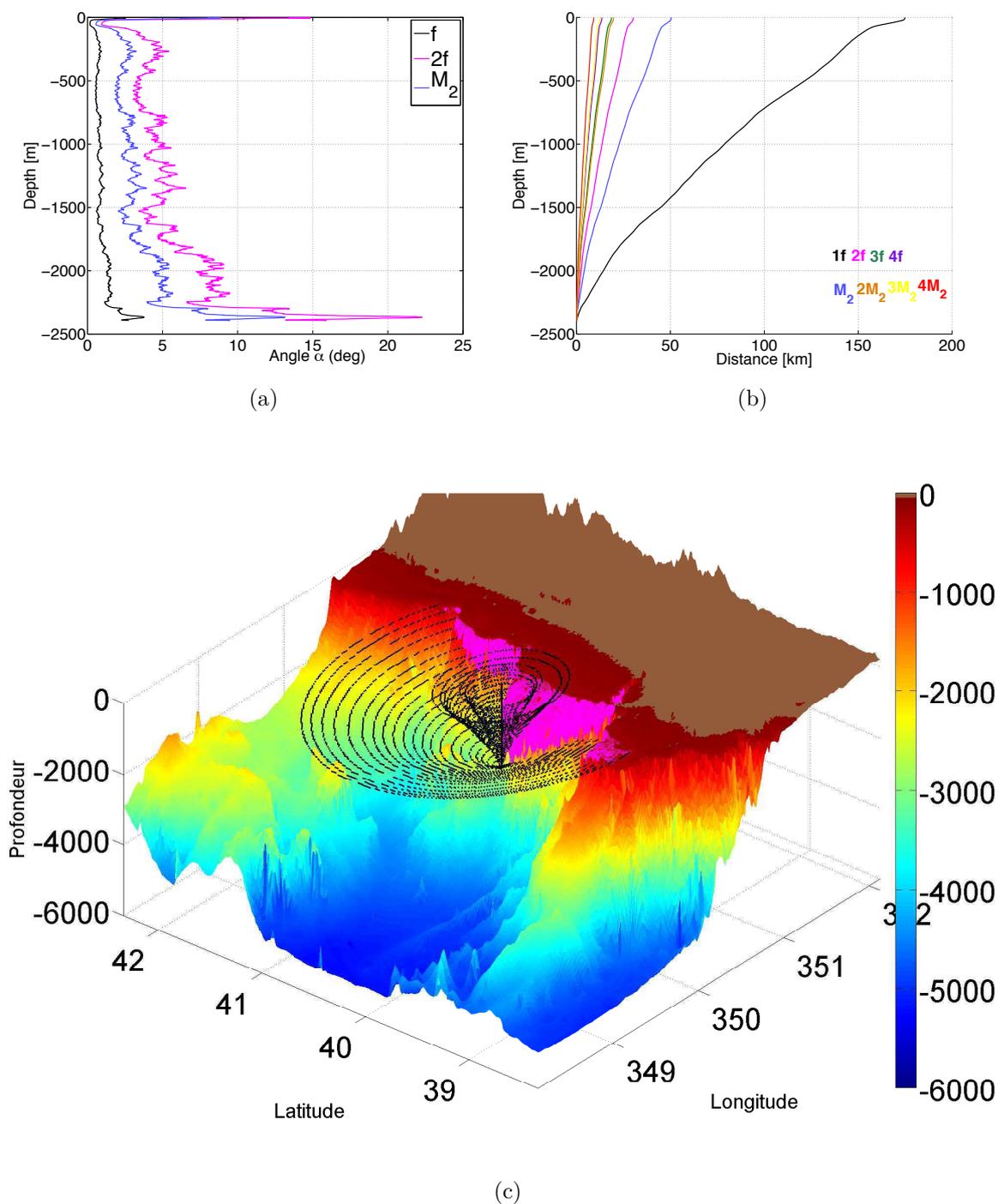


FIGURE 5.18 – Ovide 2010, station n°5. (a) Angles des rayons d'ondes internes avec l'horizontale, pour des paquets d'ondes ayant des fréquences $\omega \approx f, \omega = 2f, \omega = M_2$. (b) Géométrie de la trajectoire des rayons depuis le fond vers la surface. Ce calcul est réalisé pour différentes harmoniques de f et M_2 . (c) Interceptions (magenta) des rayons avec bathymétrie de Smith et Sandwell.

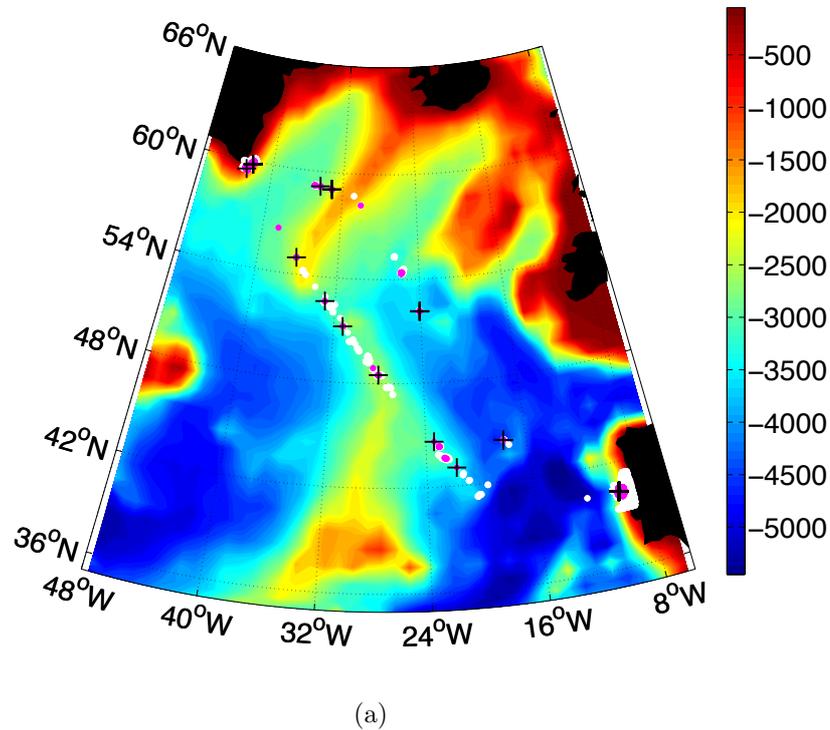


Figure 17. Semi-diurnal barotropic forcing term map (s^{-2}). Isobaths of 200m, 500m, 1000m, 2000m, 3000m and 4000m were added to help interpretation. Internal tide generation "hotspots" are pointed out by the following symbols: TP (Tagus Plateau); EC (Estremadura promontory); OP (Ortelgal promontory); NC (Nazari canyon); AV (Aveiro canyon); PC (Porto canyon); Ac (Arosa canyon); Mc (Murgia Canyon); Vc (S. Vicente canyon); GB (Galician banks); CO (cape of Ortelgal); CF (cape of Finisterra); CS (cape of Sagres) and the Gorringe banks are presented by GS (Gettysburg scamount) and OS (Ormonde scamount).

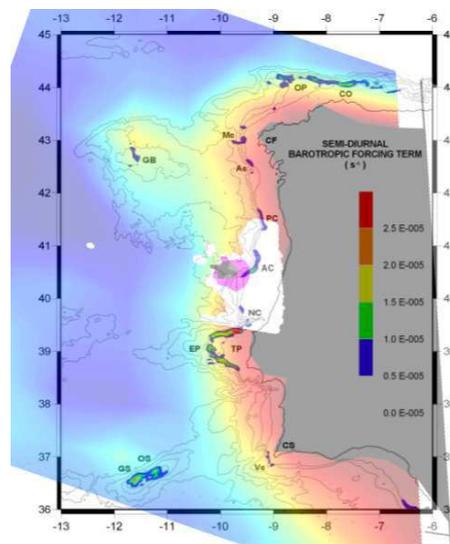
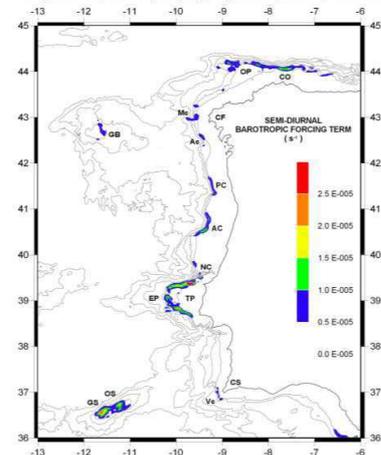


FIGURE 5.19 – (a) Total des interceptions entre les trajectoires des ondes internes et la bathymétrie (m) de Smith et Sandwell (en couleurs). Différentes fréquences ont été testées. Les interceptions sont indiquées par des points blancs pour $\omega \approx f$, des points gris pour $\omega = 2f$, des points magenta pour $\omega = M_2$, et des croix noires pour $\omega = 2M_2$. (b) Cartographie de zones de génération de marée interne le long du talus du Portugal (figure tirée de Quaresma & Pichon (2011)). (c) Superposition qualitative des interceptions de la Fig. 5.19a sur la Fig. 5.19b.

Conclusions

Ce modèle simple se base sur un certain nombre d'hypothèses. L'approximation non-traditionnelle n'a pas été prise en compte dans la relation de dispersion et il s'agit d'un point qui pourrait améliorer ce modèle. On a aussi fait l'hypothèse que la fréquence des ondes reste constante au fur et à mesure de la propagation du rayon, ce qui ne tient pas compte des interactions possibles entre les ondes en plein océan. On a testé la sensibilité à la stratification en utilisant le profil d'une station suivante ou précédente. On observe que les interceptions sont peu sensibles à ce choix. La stratification au niveau d'un profil est donc représentative de la région environnante du moment qu'on reste dans un rayon de l'ordre de la distance inter-station ($\sim 30\text{km}$) et qu'on ne croise pas de front de densité. Une façon de développer ce modèle serait de le tester sur un champ de stratification $N(x, y, z)$ pour rendre compte de la modification du rayon de propagation en fonction de la stratification ambiante. Comme le montre l'étude de [Quaresma & Pichon \(2011\)](#) la bathymétrie S&S peut être localement imprécise et une amélioration de cette base de données par des relevés de bathymétrie plus nombreux est nécessaire. Une résolution plus précise la bathymétrie est cruciale car elle permettrait de valider ou non une trajectoire en testant l'angle de propagation de l'énergie par rapport à la pente de la topographie. L'angle par rapport à l'horizontale doit être inférieur à celui de la pente du relief pour que la réflexion soit orientée vers l'intérieur de l'océan, tel que $\alpha_{IW} < \alpha_{Bathy}$. Cette validation reste néanmoins difficile étant donné la complexité en trois dimensions de la topographie. Dans notre étude on obtient des angles de propagation par rapport à l'horizontale compris entre 1 et 5% pour des ondes générées à M_2 ou $2f$. A l'échelle du bassin ou à l'échelle régionale on peut considérer que les reliefs sous-marins ont des pentes supérieures à 5% (on passe en moyenne de 0 à 3000 m de profondeur en progressant de 30 km vers le large). On peut alors considérer les interceptions qu'on obtient comme valides à l'échelle régionale.

On identifie bien les talus du Groenland et du Portugal comme étant des zones où des ondes internes pourraient être générées par la marée à des fréquences M_2 (et harmoniques à $2M_2$). Ceci se produit aussi au niveau de la dorsale de Reykjanes. Ceci est cohérent avec l'étude menée par [van Haren \(2007\)](#) sur cette zone qui montre que l'activité de la marée domine à la fréquence M_2 . A partir d'un modèle de marée à l'échelle globale, [Bessières \(2007\)](#) estime au niveau de ces zones une conversion importante de la marée barotrope en marée barocline (de 10^{-3} à $10^{-2} W/m^2$). Ceci appuie l'étude de [Simmons et al. \(2004\)](#) qui localise des zones de génération d'ondes internes à ces endroits du bassin. L'étude récente de [Quaresma & Pichon \(2011\)](#) identifie les parties du talus du Portugal où l'on trouve une génération de marée interne ([Fig. 5.19b](#)). On montre sur la ([Fig. 5.19c](#)) que les zones que l'on a identifiées comme sites possibles de génération recourent qualitativement celles trouvées par [Quaresma & Pichon \(2011\)](#).

A l'aide du modèle de propagation on trouve une majorité d'interceptions pour des ondes générées à la fréquence inertielle f au niveau de la section Fourex ([Fig. 5.19a](#)). Dans sa partie centrale cette campagne se positionne au-dessus de la dorsale médio-Atlantique et la bathymétrie est moins profonde que pour la section Ovide. Une piste à envisager est

peut être la propagation jusqu'au fond d'ondes internes générées par le vent, comme on l'a évoqué précédemment en se référant à l'étude de ([Danioux, 2007](#)). Dans le but de valider cette hypothèse, une étude de l'état atmosphérique au moment de chacune des campagnes pourrait être menée. Il s'agirait de chercher des corrélations entre les conditions de vent dans les zones de surface circonscrites par les rayons de propagation et le mélange turbulent vers le fond.

Lien possible avec la circulation géostrophique

Un couplage entre le champ d'ondes internes et le champ de tourbillons de méso-échelle a été observé (Perkins, 1976) et a été décrit par les études de Lee & Eriksen (1997); Polzin (2008) et Polzin (2010). Le trajet de la radiale Ovide croise les différentes branches de surface de la dérive Nord-Atlantique où l'activité des tourbillons est importante. Plus au Nord de cette zone, l'étude de Desprès *et al.* (2011) montre une importante dynamique de méso-échelle dans la partie Est du bassin d'Irminger (à l'Ouest de la dorsale) à partir d'observations altimétriques. Il s'agit d'une des zones de la section Ovide où la variabilité du mélange est la plus importante. A ces différentes études s'ajoute celle de Danioux (2007) qui montre que la présence de tourbillons peut favoriser la pénétration des ondes internes générées par le vent vers le fond de l'océan. Tous ces aspects soulignent que la compréhension de la physique de méso-échelle est importante dans la compréhension du mélange vertical dû aux ondes internes.

Les cartes de dissipation obtenues à l'aide de la paramétrisation basée sur le modèle de Garrett et Munk montrent des structures réparties au niveau de la thermocline principale, le long de la section Ovide depuis le Portugal à 40°N jusqu'à environ 55°N vers le milieu de la radiale sur des profondeurs comprises entre 200 et 1500m. Ces structures apparaissent aussi dans les mesures directes de dissipation réalisées à l'aide du profileur de micro-structure. Sur cette partie de la section les cisaillements ont des amplitudes importantes (Fig. 5.20), ce qui génère dans la paramétrisation une dissipation intense. Cette partie de la section Ovide croise différentes branches de la dérive Nord Atlantique et il est probable que des tourbillons de méso-échelle dues à des instabilités de la circulation géostrophique soient présents. Les tourbillons devraient avoir une signature dans les cisaillements géostrophiques. Afin de vérifier si un lien existe entre la circulation géostrophique et le champ d'ondes internes, on compare les cisaillements verticaux des vitesses géostrophiques aux cisaillements verticaux des vitesses mesurées directement par le LADCP.

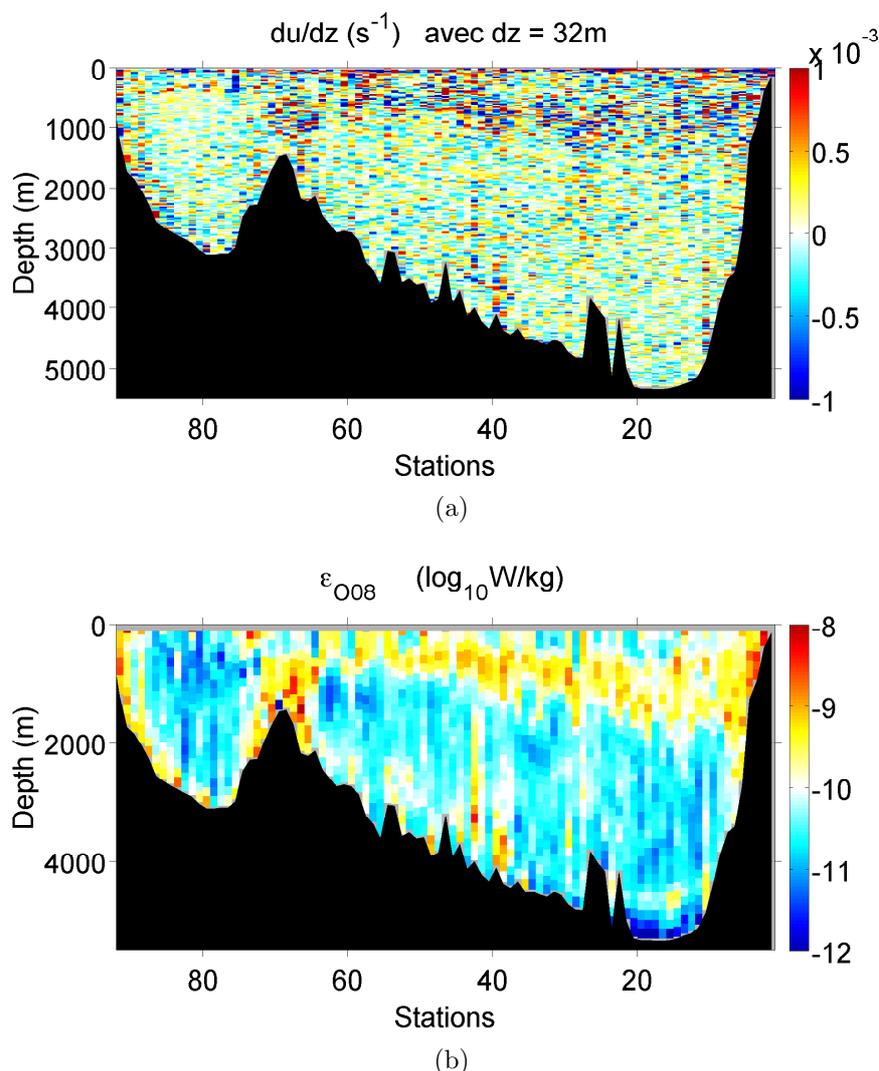


FIGURE 5.20 – Ovide 2008. (a) Cisaillement vertical de la composante zonale u de la vitesse. Le cisaillement est calculé en différences finies à $32m$. (b) Paramétrisation de la dissipation ϵ_{008} .

Pour l'année 2008 on dispose du champ de vitesse géostrophique qui a été calculé le long de la section à l'aide d'une inversion du même type que celle proposée par [Lherminier et al. \(2007\)](#). Il s'agit de la composante normale de la vitesse géostrophique normale à la section, déterminée avec une résolution verticale de $1m$ entre chacune des stations de la campagne. La composante normale des vitesses LADCP est elle aussi déterminée et on va comparer les cisaillements verticaux des deux. Les deux versions du cisaillement vertical sont calculées avec $dz = 32m$. On présente les résultats sur la [Fig. 5.21](#). Les amplitudes des cisaillements LADCP sont supérieures aux cisaillements géostrophiques d'un facteur proche de 3, mais les distributions géographiques apparaissent similaires entre la surface et environ $2000m$. On observe donc bien une correspondance géographique entre les cisaillements verticaux des mouvements horizontaux de plus grande échelle et ceux de plus petite échelle. Ceci pose

la question de la contamination de l'estimation de dissipation par le signal géostrophique. En effet on utilise la variance des cisaillements de vitesse comme estimateur de l'énergie du champ d'ondes internes. Pour vérifier ce point on propose de calculer les spectres $S(Vn_z)$ du cisaillement de la composante normale de la vitesse LADCP et le spectre $S(Vgn_z)$ du cisaillement de la vitesse géostrophique normale, de la même façon que l'on procédait lors de notre étude sur la paramétrisation. On travaille sur des segments verticaux de $1280m$. On présente ces résultats sur la Fig. 5.22. Le spectre $S(Vn_z)$ est plus faible que $S(V_z)$ mais son allure est très proche. Pour $S(V_z)$ on somme les amplitudes des spectres de u et v , tandis que $S(Vn_z)$ se base uniquement sur la composante normale. La différence est proche d'un facteur 2 dû à la projection pour obtenir la composante normale. Concernant $S(Vgn_z)$, on observe que son amplitude est près de 10 fois inférieure à celle de $S(Vn_z)$ entre 300 et $1280m$, et plus de 100 fois inférieure sur la bande de 300 à $32m$. La contribution de la dynamique géostrophique est donc négligeable, tout particulièrement dans l'estimation de l'énergie du champ d'ondes internes lorsqu'on intègre les spectres dans la bande $[300m - 32m]$.

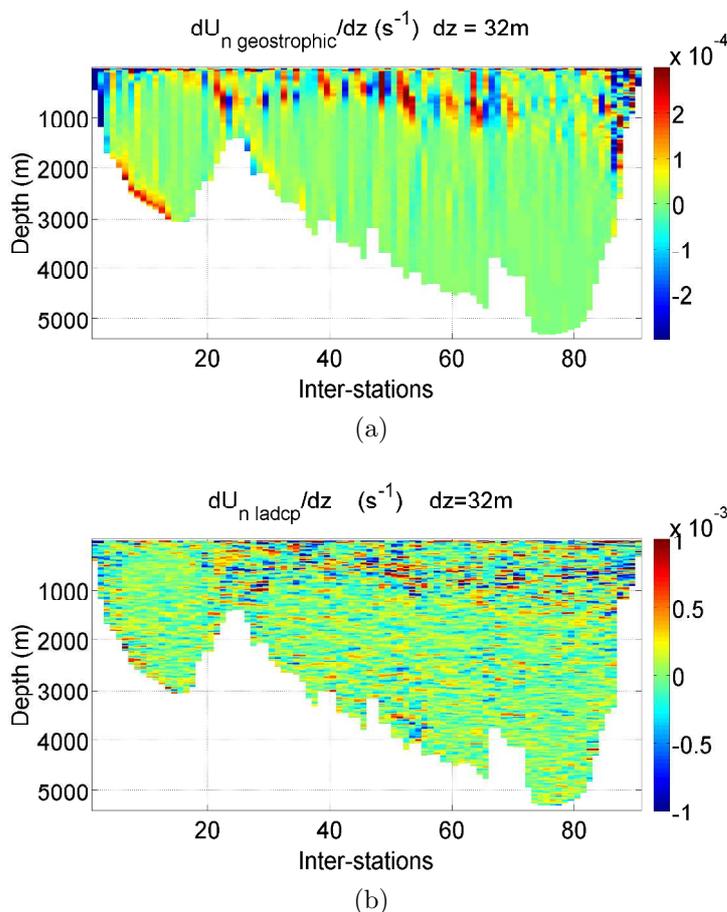


FIGURE 5.21 – Ovide 2008. (a) Cisaillement vertical de la composante de la vitesse géostrophique normale à la section . (b) Cisaillement vertical de la composante normale à la section de la vitesse LADCP. Les cisaillements sont calculés en différences finies à $32m$. Les échelles de couleurs des deux figures sont différentes.

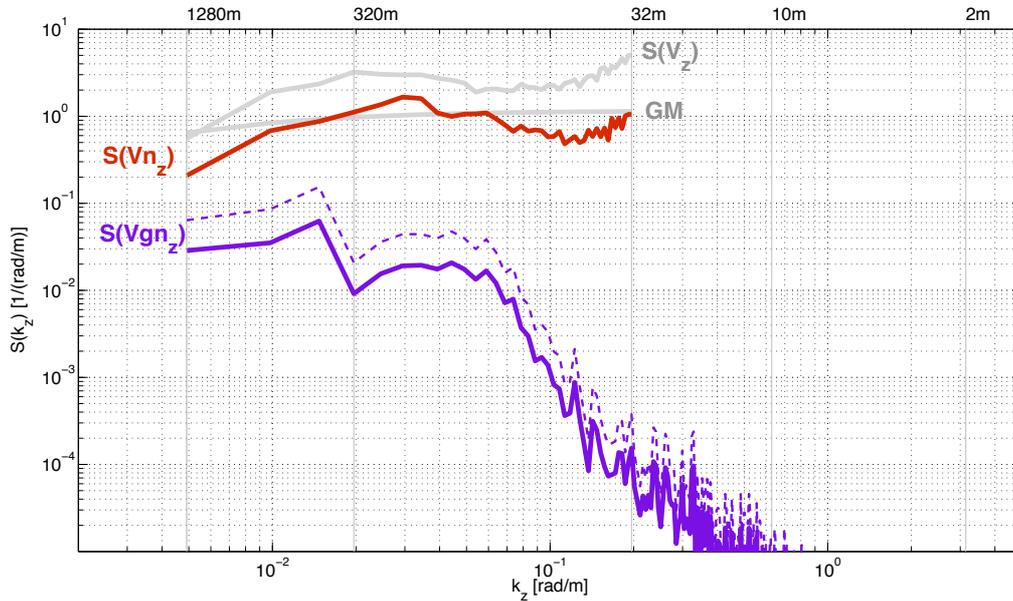


FIGURE 5.22 – Ovide 2008. Spectres des cisaillements verticaux des vitesses horizontales en fonction du nombre d'onde vertical. On trace en trait plein violet le spectre moyen $S(Vgn_z)$ des cisaillements des vitesses géostrophiques normales à la section, et en pointillés violet le spectre moyen pour les zones situées uniquement au-dessus de 2000m. En trait rouge on trace le spectre moyen $S(Vn_z)$ des vitesses LADCP normales à la section. On rajoute en gris le spectre moyen $S(V_z)$ des cisaillements des composante u et v LADCP ainsi que le spectre du modèle de Garrett et Munk (GM).

Conclusions

Des cisaillements géostrophiques sont présents là où existent des cisaillements associés à l'activité des ondes internes. La variance de ces derniers sert à estimer le niveau d'énergie du champ d'ondes internes, et on montre ici que la contribution de la variance des cisaillements géostrophiques est négligeable. On émet l'hypothèse qu'un processus reliant les mouvements géostrophiques à la dynamique des ondes internes est peut être présent. Ceci pourrait expliquer la coexistence entre les structures de grande et de petite échelle. Les tourbillons de méso-échelle représentent des instabilités de la circulation géostrophique et on suppose qu'ils jouent un rôle clé dans la cascade d'énergie vers le champ d'ondes internes et la fine-structure de l'océan (Ferrari & Wunsch, 2009; Nikurashin & Ferrari, 2010, 2011).

Rôle possible des instabilités de double-diffusion

A la suite de notre étude sur les échelles de Thorpe, un autre mécanisme que les ondes internes est envisagé pour expliquer une partie du mélange observé par le VMP : la double-diffusion. Elle est due à la diffusion moléculaire de température qui est 100 fois plus intense que la diffusion de sel. Lorsqu'une couche chaude et salée se retrouve sur une couche froide et douce, sa température diminue alors que sa salinité se maintient. La situation devient instable du point de vue hydrostatique et les particules denses situées dans la couche supérieure sont entraînées vers le fond, décrivant ainsi ce qu'on appelle des *doigts de sel*. Il s'agit d'une source potentiellement importante de mélange dans l'océan (Merryfield *et al.*, 1998; Kunze, 2003; Gargett, 2003; Traxler *et al.*, 2011). L'étude de Alford & Pinkel (2000) confirme par des observations de micro-structure la corrélation entre la présence de mélange vertical et des instabilités de double-diffusion. Dans leur étude, Bianchi *et al.* (2002) estiment une diffusion de température et de salinité non-négligeables, avec une valeur d'environ $5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ pour un processus de double-diffusion. Les *doigts de sels* peuvent générer des ondes internes lors de l'entraînement des particules de fluide vers le fond par la gravité (Stern & Turner, 1969; Holyer, 1981). Ainsi il s'agit d'un mécanisme qui peut générer à la fois directement et indirectement du mélange dans l'océan. La double-diffusion peut être présente dans les zones où l'on trouve des couches d'eaux relativement chaudes et salées au-dessus d'eaux plus froides et moins salées. On observe ces caractéristiques le long de la section Ovide au niveau de l'eau méditerranéenne. Le contrôle visuel des profils CTD des campagnes Ovide ne nous a pas permis d'observer l'allure typique en marches d'escaliers des doigts de sel, mais les données sont nombreuses et il est possible que ce type de signature nous ait échappé. Leur présence devrait être corrélée à la fois par une dissipation relativement intense dans les mesures VMP, dans la paramétrisation éventuellement ainsi qu'avec la présence d'échelles de Thorpe. On calcule les *angles de Turner* (Turner, 1973; Ruddick, 1983) qui permettent de caractériser l'état de stabilité de la colonne d'eau. Ceci pourra nous indiquer si une double-diffusion est possible. Le rapport et le signe de ces deux gradients nous permettront d'identifier les zones stables et instables de la section et de savoir lequel des deux champs T ou S contrôle ces états.

On définit l'axe z comme positif du fond vers la surface et les gradients de T et S comme $\alpha \frac{\Delta T}{\Delta z}$ et $\beta \frac{\Delta S}{\Delta z}$. Le rapport $R_\rho = \frac{\beta \Delta S}{\alpha \Delta T}$ caractérise la contribution entre T et S dans le calcul de la densité. R_ρ va se répartir de part et d'autre des droites $R_\rho \pm 1$. On trace sur la Fig. 5.23 les différents régimes possibles selon les signes des gradients et la valeur de l'angle de Turner. Ce dernier est défini comme :

$$Tu = \arctan\left(\frac{1 + R_\rho}{1 - R_\rho}\right) \quad (5.47)$$

Pour calculer le rapport R_ρ nous devons choisir avec précaution le Δz sur lequel baser le calcul. Un Δz important peut mener à calculer un gradient caractéristique de la masse d'eau plutôt que de la partie locale de la colonne d'eau. On décide d'utiliser un $\Delta z = 100\text{m}$ pour

Conclusions

La distribution *doigts de sel* recoupe la base de la thermocline principale où l'on observait des dissipations relativement intenses, depuis le talus du Portugal vers 1500m jusqu'au sud de la dorsale de Reykjanes autour de 1000m. Plus vers le fond le régime de doigts de sels recoupe les zones au milieu de la section ainsi qu'au dessus de la plaine abyssale ibérique où l'on trouvait une dissipation plus intense. Bien que l'exploration des profils de densité sur tous ces endroits n'indique pas la présence de marches d'escaliers, typiques de la présence de doigts de sel, la correspondance géographique entre la distribution de ces instabilités et la dissipation du champ d'ondes internes laisse supposer qu'un lien entre les processus est possible. Les angles de Turner sont ici à considérer comme un indicateur de la présence de double-diffusion plus que comme une certitude sur la présence d'instabilités. Si des ondes internes sont générées par cette instabilité, une partie de la turbulence engendrée par les doigts de sel est peut être indirectement incluse dans les résultats de la paramétrisation.

Conclusions

Le travail de recherche réalisé au cours de cette thèse a permis de mieux comprendre un certain nombre de points concernant le mélange associé aux ondes internes dans l'Atlantique Nord-Est, ainsi que différents aspects plus généraux de la fine-structure de l'océan. On résume ici les résultats obtenus pour chacun des thèmes abordés.

Mesures et traitement des données océanographiques

Lors de l'étude des échelles de Thorpe, on a mis en évidence la différence de la qualité des mesures CTD entre la sonde Neil Brown Mark III et la sonde Seabird 911. Cette dernière a remplacé la première à partir de la campagne Ovide 2008. Elle dispose de capteurs plus précis et elle est munie d'un système de pompage qui réduit le niveau de bruit sur la densité de plus d'un facteur 2. Cet équipement a l'avantage d'améliorer la mesure mais il est possible qu'il atténue une partie du signal présent aux plus petites longueurs d'ondes. Les niveaux de bruit sur les valeurs de densité ramenées sur une grille verticale à 1 décibar sont estimés à $B_{\sigma}^{\text{Neil Brown}} \approx 17 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$ et $B_{\sigma}^{\text{Seabird}} \approx 6 \times 10^{-4} \text{kg/m}^3$.

L'utilisation de la paramétrisation de la dissipation a motivé l'étude des mesures de vitesses par le LADCP. On a montré que la configuration L2 combinant deux LADCP permet de représenter plus finement les échelles verticales des cisaillements verticaux de vitesse. Le traitement des données par la méthode intégrale de [Firing & Gordon \(1990\)](#) et [Fischer & Visbeck \(1993\)](#) atténue la variance des longueurs d'ondes inférieures à 160m. La méthode inverse développée par [Visbeck \(2002\)](#) permet quant à elle de mieux représenter l'énergie dans la partie du spectre comprise entre 70 et 32m où le niveau du spectre est réhaussé. La correction de la perte de variance due aux traitements successifs des mesures LADCP est envisagée à l'aide des corrections spectrales proposées par [Polzin et al. \(2002\)](#) et [Thurnherr \(2011\)](#). Néanmoins, son application sur les données pose des questions car les corrections ont comme conséquence de faire diverger les spectres aux longueurs d'ondes comprises entre 60m et 32m. Leur effet dépend du traitement original effectué sur les données (méthode intégrale ou inverse) et leur application rend inutilisable cette partie du spectre pour estimer l'énergie du champ d'ondes internes. Le travail de cette thèse montre que leur application systématique ne doit pas être réalisée sans une étude préalable du comportement des spectres non-corrigés.

Le jeu de données dont on dispose à partir des campagnes Ovide montre une divergence du spectre des cisaillements dû au bruit en-dessous des longueurs d'ondes de $50m$. Il s'agit de la borne inférieure jusqu'à laquelle on peut intégrer les spectres sans craindre de contamination par le bruit instrumental. On a déterminé que le bruit contaminait l'ensemble des longueurs d'ondes de 300 à $32m$ au niveau des zones abyssales où la stratification est inférieure à $4 \times 10^{-4} s^{-1}$. A ces endroits profonds de l'océan le manque de réflecteurs dans la colonne d'eau est probablement à l'origine du bruit sur les mesures de vitesses. Ce seuil de stratification est en accord avec celui proposé dans l'étude de [Kunze et al. \(2006\)](#). Les données LADCP sont complémentaires des données CTD et l'étude de la paramétrisation du mélange associé aux ondes internes montre qu'il est important de bénéficier de ces deux types de mesures pour pouvoir les combiner et rendre compte de la fine-structure de l'océan.

Les données de micro-structure obtenues à l'aide du VMP ont permis d'obtenir un nombre important de mesures de dissipation pendant la campagne 2008. Il s'agit du jeu de données sur lequel nous avons basé notre étude et validé la paramétrisation. L'expérience des campagnes Ovide confirme que ce type de mesure est difficile à obtenir étant donné les difficultés de déploiement et de récupération de cette sonde en plein océan. Même si les mesures de micro-structure se multiplient depuis deux décennies, on a observé dans notre étude que le mélange turbulent est très intermittent dans l'océan et qu'il est important de continuer à réaliser ce type d'observation pour améliorer notre connaissance de la turbulence océanique.

Estimations du mélange vertical associé aux ondes internes

On résume ci-dessous les points importants qu'on a identifié dans la méthode d'estimation de la dissipation des ondes internes :

- On a comparé différentes estimations possibles du strain des isopycnes à partir des données CTD de la campagne Arcane 1996. Ces mesures se situent au niveau du talus du Portugal où la marée est présente et génère des ondes internes et on a supposé que les résultats qu'on obtient sont généralisables à la section Ovide. On a montré qu'on ne faisait pas d'erreur significative en estimant le strain des isopycnes à partir d'un état moyen de stratification calculé par la moyenne glissante sur un profil vertical. Cette manière d'estimer le strain des isopycnes peut donc être utilisée lorsqu'on ne dispose pas d'une série temporelle de mesures mais uniquement d'un profil vertical.
- Un terme important est le rapport R_ω entre le cisaillement vertical et le strain. Sa variabilité spatiale est importante et pour une étude à l'échelle d'une section océanique à travers le bassin il est nécessaire de disposer à la fois de mesures LADCP et CTD pour l'évaluer correctement. Ce rapport est utilisé dans le terme $F(R_\omega)$ pour représenter l'effet de la fréquence des ondes sur le transfert d'énergie vers les petites échelles ([Polzin et al., 1995](#)). Ce terme peut augmenter l'estimation du mélange de près d'un facteur 20 et il est crucial de bien le représenter dans la paramétrisation.

- Le niveau d'énergie du champ d'ondes internes peut s'écarter du niveau du modèle de Garrett et Munk et il est important de prendre en compte le critère de saturation lors de l'intégration des spectres pour ne pas surestimer ou sous-estimer le niveau d'énergie *in situ*.
- On a vu que les mesures LADCP étaient contaminées par le bruit instrumental au niveau des faibles stratifications et que sans précaution l'intégration des spectres sur tout l'intervalle des longueurs d'ondes menait à inclure du bruit et surestimer la variance. L'utilisation du terme $F(R_\omega)$ combinée au critère de saturation permet de limiter cette surestimation. Néanmoins, ceci n'est pas suffisant pour limiter la prise en compte du bruit et on a confirmé l'intérêt d'utiliser une paramétrisation basée uniquement sur le strain des isopycnes pour ces zones de l'océan, comme le propose l'étude de [Kunze et al. \(2006\)](#).
- La comparaison entre les paramétrisations a permis de montrer que la paramétrisation proposée par [Gregg et al. \(2003\)](#) n'est pas adaptée à la section Ovide. Cette paramétrisation est destinée à être utilisée lorsque les spectres ont une allure proche de celui du modèle de Garrett et Munk (spectres blancs), ce qui n'est pas le cas le long de la radiale Ovide. Notre choix de paramétrisation s'est porté sur une variante de celle proposée par [Kunze et al. \(2006\)](#). Les corrections spectrales n'ont pas été appliquées sur les spectres du cisaillement. Le critère de saturation a été pris en compte. Les spectres du cisaillement ont été intégrés sur l'intervalle $[300m - 2\pi/k_c]$ (k_c fixé par la valeur k_z pour laquelle l'intégrale donne $0.7N^2$). Les spectres du strain ont été intégrés sur l'intervalle $[160m - 2\pi/k_c]$ (k_c fixé par la valeur k_z pour laquelle l'intégrale donne $0.7/3 \approx 0.23$). Pour limiter la surestimation de la dissipation dans les zones de faible stratification où $N < 4 \times 10^{-4} s^{-1}$, on a utilisé un composite entre la paramétrisation générale (faisant intervenir le cisaillement et le strain) avec celle faisant uniquement intervenir le strain.
- Ce choix est celui qui nous a permis de reproduire de la façon la plus réaliste les mesures du VMP. On a obtenu un rapport $\epsilon_{param}/\epsilon_{vmp}$ compris entre 3 et 1/3. La dissipation qui varie sur près de 5 ordres de grandeur (de 10^{-11} à $10^{-6} W/kg$) et ce résultat est tout à fait satisfaisant. On a montré que disposer d'un ensemble statistique d'environ 50 estimations permet de réduire l'incertitude de l'estimation moyenne à $\pm 30\%$.
- A l'échelle de la section, on a estimé que des variations comprises entre 15 et 20% sont dues aux incertitudes de la méthode. Au niveau régional, des variations supérieures à ces taux devrait tenir leur origine dans un signal océanique. Les estimations le long de la section Fourex située plus au sud donnent des valeurs de diffusion proches de celles de la section Ovide au niveau de la dorsale de Reykjanes, et de 2 à 3 plus fortes sur le reste de la section. Cette campagne se positionne le long de la dorsale médio-Atlantique et on émet l'hypothèse que les interactions entre les ondes et la bathymétrie y sont plus nombreuses que le long de la section Ovide.

Localisation et intensité du mélange vertical

La paramétrisation appliquée à l'ensemble des campagnes Ovide 2002 à 2010 ainsi qu'à la section Fourex 1997 nous a permis d'obtenir une représentation du mélange associé aux ondes internes en l'Atlantique Nord-Est. Les valeurs les plus intenses ($\sim 10^{-4}$ et localement $\sim 10^{-3} m^2/s$) sont localisées au niveau des talus continentaux du Portugal et du Groenland,

au-dessus et sur les flancs de la dorsale de Reykjanes, le long de la dorsale médio-Atlantique, dans l’océan profond au niveau de la bathymétrie en milieu de section ainsi que localement dans certaines zones au coeur de la thermocline principale dans la partie Sud du bassin. Ces valeurs sont similaires à la valeur moyenne $K_{Munk} \sim 10^{-4} m^2/s$ proposée par Munk (1966) pour maintenir un équilibre entre l’advection et la diffusion verticale de traceurs. L’intensification du mélange au niveau des topographies est cohérente avec les observations de Polzin *et al.* (1997); Ferron *et al.* (1998); Kunze *et al.* (2006) et avec l’étude de Munk & Wunsch (1998). Les parties intérieures ainsi que le bassin d’Irminger représentent une fraction plus grande de la section et sont les zones où les valeurs sont les plus faibles, de l’ordre de $10^{-5} m^2/s$. La diffusion moyenne sur l’ensemble de la section Ovide est égale à $\overline{K_{Ovide}} \approx 3 \times 10^{-5} m^2/s$. Le long de la section Fourx les valeurs de diffusion sont environ 2 à 3 fois plus fortes que pour Ovide, et la diffusion moyenne est égale à $\overline{K_{Fourx}} \approx 6.5 \times 10^{-5} m^2/s$. On met ici en évidence la variation régionale du mélange dans l’océan.

Observations de la fine-structure

Suite à l’étude du mélange associé aux ondes internes, on a mené une étude des échelles de Thorpe le long des sections Ovide. Sans surprise on a montré que le diagnostic des inversions de densité sur la colonne d’eau est très sensible au seuil de bruit appliqué pour filtrer les fluctuations dues au bruit des mesures. On a mis en évidence que c’est la contribution du bruit sur la salinité qui domine celle de la température dans le bruit qu’on retrouve sur la densité. Un premier filtrage des profils de densité a donc été réalisé. On a montré que l’estimation des niveaux étaient suffisante pour éliminer la majorité des fluctuations non-naturelles. Néanmoins on a observé que des pics de *spiking* étaient malgré tout conservés car leur amplitude est trop importante pour être filtrée par les seuils de bruit que l’on a estimé. Un test de la symétrie des inversions de densité a été proposé pour éliminer ces inversions. Bien que des améliorations doivent encore être apportées à ce deuxième test, ceci nous a permis d’obtenir qu’au moins 90% de nos diagnostics d’échelles de Thorpe soient bien des inversions de densité.

On a observé que les échelles de Thorpe se répartissent au niveau des mêmes structures géographiques où la paramétrisation reproduit les dissipations les plus intenses. Leurs amplitudes sont comprises en majorité entre 2 et 10 décibars. On a diagnostiqué une minorité d’inversions ayant des amplitudes plus fortes (de 10 à 60 décibars). Une échelle de Thorpe remarquable a été observée entre 3000 et 3500m près du fond dans les données de la campagne 2010. Elle présente une amplitude record de près de 170 décibars. Après vérification, les champs de vitesses u et v présentent eux aussi des amplitudes importantes ($\sim 10cm/s$) ainsi qu’un cisaillement vertical sur près de 300m. Cette instabilité est localisée sur une zone où l’eau Déversante Islande-Ecosse rencontre l’eau Antarctique de Fond, avec la présence relativement proche de monts sous-marins (de 20 à 40km). Les inversions intenses sont minoritaires mais on en a trouvé en différents endroits à chaque réalisation de la campagne.

La méthode de détermination des échelles de Thorpe est indépendante de la paramétrisation des ondes internes et on a considéré que la co-localisation entre les inversions et l'intensification de la dissipation est un indice de la validité de la paramétrisation. Une estimation de la dissipation a été réalisée à partir des échelles de Thorpe mais celle-ci surestime de 10 à 100 fois les mesures du VMP. Le calcul fait intervenir le rapport entre l'échelle de Thorpe et l'échelle d'Ozmidov. Dans la littérature, ce rapport est interprété comme relié au stade de développement de la turbulence d'une inversion. On a montré que pour converger vers les valeurs du VMP, ce rapport devait être 10 fois inférieur aux valeurs typiques proposées dans les différentes études. L'interprétation de ce résultat est encore en question. Ces valeurs faibles indiqueraient que la turbulence qu'on observe est à un stade de développement dit *fossile* (en opposition à un stade dit *actif*). Dans l'océan, cette phase se traduirait par la persistance de la variance des traceurs alors que la variance d'énergie cinétique aurait disparue. C'est ceci qu'on a observé le long de la section Ovide. Cette partie du travail de la thèse reste particulièrement ouverte à la discussion.

On a ensuite envisagé qu'une partie des échelles de Thorpe pouvaient être générées par des instabilités de double-diffusion. On a calculé les angles de Turner qui permettent de caractériser l'état de stabilité de la colonne d'eau en fonction des gradients de température et de salinité. Ceci a permis de montrer que la partie de la section située à la base des eaux méditerranéennes dans la partie Sud de la section est un lieu où des doigts de sels peuvent exister. Il s'agit d'une des zones où l'on a localisé la majorité des échelles de Thorpe. Néanmoins, l'inspection des profils de densité n'a pas montré d'allures typiques en forme de marches d'escaliers.

Génération des ondes internes

La position géographique de la section Ovide d'un bord à l'autre du bassin permet de rendre compte de trois aspects du mélange associé aux ondes internes : le mélange dû à l'activité de marée au niveau des topographies (St. Laurent *et al.*, 2003), le mélange dû aux ondes inertielles générées par le vent (Gill, 1984; Niwa & Hibiya, 1999; Bouruet-Aubertot *et al.*, 2005) et le mélange en plein océan dû aux interactions entre les ondes internes lors de leur propagation (McComas & Müller, 1981b,a; Henyey *et al.*, 1986; Alford, 2003; Rainville *et al.*, 2010). On retrouve alors derrière l'intermittence du mélange la variabilité des différents forçages possibles à l'origine des ondes ainsi que les interactions non-linéaires des ondes entre elles.

Un modèle simple de propagation des ondes internes a été proposé pour établir une carte géographique des interceptions possibles entre les rayons d'ondes internes et la topographie autour des sections hydrologiques. Des interceptions avec les talus du Portugal et du Groenland, ainsi qu'avec la dorsale de Reykjanes ont été trouvées pour des ondes ayant des fréquences M_2 et $2M_2$. Au niveau du Portugal, les sites de génération ont été localisés sur le talus dans une zone en accord avec l'étude de Quaresma & Pichon (2011) qui identifie cet endroit comme une zone de génération de marée interne. En ce qui concerne la dorsale de

Reykjanes, les interceptions obtenues sont cohérentes avec l'étude de [van Haren \(2007\)](#) qui observe une activité de marée à la fréquence M_2 . Le reste des interceptions qu'on a localisées concerne les ondes générées à la fréquence inertielle.

L'observation des cisaillements verticaux des vitesses géostrophiques le long de la section Ovide a montré qu'ils sont corrélés aux cisaillements des vitesses brutes : les valeurs maximums de ces deux types de cisaillements ont été localisés dans les mêmes zones de la thermocline principale dans la partie sud de la section. Une contamination de l'estimation de la dissipation par le signal géostrophique a été envisagée et on a vérifié que ce dernier contribuait de manière négligeable au niveau d'énergie du champ d'ondes internes. On a émis l'hypothèse qu'une connexion devait exister entre la circulation géostrophique de grande échelle et le champ d'ondes internes à cet endroit de la section Ovide. Les travaux récents de [Polzin \(2008\)](#) et [Polzin \(2010\)](#) proposent un développement de la théorie du couplage entre le champ d'ondes internes et le champ de méso-échelle. L'auteur estime un transfert d'énergie de la méso-échelle vers les ondes internes égal à $4 \times 10^{-10} W/kg$. Cette valeur est proche de celle que l'on a estimé dans la thermocline principale. Il s'agit là d'un indice supplémentaire de l'importance possible des tourbillons pour connecter la circulation de grande échelle aux échelles verticales de la fine-structure.

Perspectives de la thèse

Analyse des données LADCP

On a mis en évidence qu'il serait nécessaire de mener une étude sur le traitement des données LADCP à partir d'un large jeu de données collectées sur différentes zones de l'océan pour déterminer les corrections exactes à appliquer aux spectres des cisaillements et ainsi rendre leur application systématique. Ceci pourrait être réalisé en testant la réponse en nombres d'ondes des spectres aux différentes configurations du LADCP (L1 ou L2), aux différents choix de résolutions verticales (cellules de 5, 8 ou 16m par exemple) et au choix du traitement des données (méthode intégrale et inverse).

Modèle de Garrett et Munk

L'étude d'un large jeu de données CTD-LADCP collectées sur différentes zones de l'océan permettrait de mener une étude sur l'allure des spectres régionaux par rapport à celui du modèle de Garrett et Munk. L'universalité du modèle pourrait être revue en fonction des zones de l'océan et des forçages présents. L'étude récente de [Polzin & Lvov \(2011\)](#) va dans ce sens et envisage de poursuivre des caractérisations régionales du champ d'ondes internes. Un ajustement des variables du modèle ainsi qu'une modification de la forme des spectres en fonction de la région (représentation du pic à M_2 par exemple) permettrait de mieux estimer la dissipation et donc le mélange.

Combinaison des données CTD et LADCP

La comparaison des paramétrisations a montré qu'il était important de représenter l'effet de la fréquence des ondes sur le transfert d'énergie vers les petites échelles. Ceci suggère que l'estimation de la dissipation basée uniquement sur des mesures CTD ou LADCP est adaptée au niveau régional mais pas à l'échelle de la section. Pour estimer systématiquement la dissipation au niveau des bassins océaniques ces deux types de mesures sont nécessaires.

Cartographie du mélange

On a pu proposer une cartographie de la distribution du mélange à travers le bassin et on a montré que la variabilité spatiale du mélange est complexe. La méthode sur laquelle se base l'estimation du mélange est *a priori* la seule qui permette d'obtenir actuellement une représentation du mélange sur des échelles spatiales étendues (mesures CTD et LADCP répandues) lorsqu'on ne dispose pas de mesures de micro-structure (mesures VMP plus rares). La distribution spatiale du mélange qu'on obtient pourrait servir de base pour une étude des budgets de chaleur régionaux dans l'océan. Une première démarche allant dans ce sens serait d'étendre ce type de cartographie pour permettre une extrapolation régionale plus réaliste du mélange.

Forçages des ondes internes

On a envisagé différents forçages possibles à l'origine des ondes internes le long de la section Ovide et on présente ici certaines pistes de recherche qui permettraient de compléter notre étude.

Marée Le mélange important observé au-dessus des zones de fond au milieu de la section questionne sur l'existence de mécanismes capables de créer ou de propager des ondes internes à ces profondeurs abyssales (ici de 3500 à 4500m). Des monts-sous-marins se trouvent à une relative proximité (de 20 à 40km), mais ils demeurent eux aussi à des profondeurs importantes (de l'ordre de 2500m). Il serait intéressant d'utiliser un modèle numérique de marée au niveau de la région Ovide pour déterminer la conversion de la marée barotrope en marée barocline et vérifier si une correspondance géographique existe avec les zones où l'on estime un mélange intensifié.

Vent et Tourbillons Lors de l'étude de la localisation des sites de génération des ondes internes on a trouvé qu'une majorité d'interceptions concernaient des ondes générées à la fréquence inertielle. Une étude complémentaire intéressante consisterait à analyser l'état atmosphérique au niveau des interceptions avec la surface et la bathymétrie autour des dates auxquelles ont été réalisés tous les profils des campagnes pour mettre en évidence une génération des ondes par le vent.

La partie du mélange qu'on retrouve dans la thermocline est elle aussi délicate à interpréter. Les profondeurs relativement importantes de certaines structures (jusqu'à 2000m) posent la question sur une origine du mélange dû à des ondes internes générées directement par le vent. On trouve en surface des branches de la dérive Nord-Atlantique auxquelles sont associés des tourbillons de méso-échelle. Une perspective envisagée est celle de l'existence d'interactions entre le champ de méso-échelle et le champ d'ondes internes qui faciliteraient la propagation des ondes en profondeur (Danioux, 2007). L'idée que les deux champs interagissent s'appuie sur les études de Perkins (1976); Kunze (1985) et Lee & Eriksen (1997) qui décrivent et observent la propagation et le piégeage d'ondes inertielles par un champ de tourbillons. Les travaux de Polzin (2008) et Polzin (2010) proposent un développement de

la théorie du couplage entre ces deux champs et les études de [Nikurashin & Ferrari \(2010\)](#) et [Nikurashin & Ferrari \(2011\)](#) estiment que le champ d'ondes internes est peut être un puits d'énergie pour la circulation géostrophique. Des modèles numériques régionaux à haute résolution verticale et horizontale permettent actuellement de représenter les tourbillons et la fine-structure. Il serait intéressant d'utiliser ce type de simulations pour estimer si des tourbillons sont présents dans cette zone de l'océan et si un transfert d'énergie existe vers les échelles du mélange.

Etude de la fine-structure

L'étude des échelles de Thorpe a montré qu'à l'échelle du bassin il n'est pas adapté de baser une estimation de la dissipation sur les inversions de densité. Cette étude a posé la question de l'état de la turbulence dans l'océan. La piste qu'on a envisagée est que la turbulence en plein océan pourrait être dans un état qualifié de *fossile*, en opposition à un stade de *turbulence active*. Il s'agirait d'un état dans lequel la variance de quantité de mouvement a disparu alors que persiste la variance des traceurs. Ceci mènerait à sous-estimer les échelles d'Ozmidov, ce qui aurait pour conséquence de surestimer la dissipation (ce qu'on observe). Ce point de la thèse reste particulièrement en questionnement. Les difficultés de la mesure en plein océan réduisent les possibilités d'envisager le suivi des échelles de Thorpe dans le temps à l'aide de profils verticaux répétés. Un effort dans cette direction devrait néanmoins être envisagé pour pouvoir répondre plus clairement aux questions concernant le développement de la turbulence dans l'océan.

Modélisation numérique

Une perspective de notre étude sur le mélange serait son application conjointe avec la modélisation numérique. Il serait en effet intéressant de tester la paramétrisation de la dissipation à partir des champs de vitesse et de densité d'un modèle numérique. Il existe par exemple le modèle en trois dimensions HYCOM dont la résolution verticale hybride (en isopycnes, densité ou pression) est suffisante pour représenter les échelles verticales de la marée interne. On pourrait ainsi mener des comparaisons entre les estimations de mélange obtenues à l'aide des données et celles obtenues à partir des sorties du modèle. Une convergence des résultats permettrait de valider l'utilisation de l'ensemble des champs du modèle pour obtenir une représentation du mélange au niveau régional et en fonction du temps.

Si le modèle permet de résoudre finement les champs nécessaires à l'estimation du mélange (cisaillements et strain), une possibilité serait d'implémenter directement la paramétrisation dans le modèle. La plupart des simulations numériques de la circulation générale ne disposent pas de la résolution verticale nécessaire pour résoudre les échelles de la fine-structure. Disposer d'une cartographie du mélange à l'échelle du bassin permettrait au moins d'envisager d'appliquer des valeurs de diffusions moyennes plus réalistes, en fonction de la profondeur

et de la topographie régionale par exemple. Des études récentes vont dans ce sens ([Hibiya et al. , 2006](#); [Polzin, 2009](#); [Decloedt & Luther, 2010](#)).

Bibliographie

- ALFORD, MATTHEW, & PINKEL, ROBERT. 2000. Patterns of turbulent and double-diffusive phenomena : Observations from a rapid-profiling microconductivity probe. Journal of physical oceanography, **30**, 833–854.
- ALFORD, MATTHEW H. 2003. Redistribution of energy available for ocean mixing by long-range propagation of internal wave. Letters to nature, **423**, 159–162.
- BACON, S. 1998. Rrs discovery cruise 230, 07 aug - 17 sept 1997. two hydrographic sections across the boundaries of the subpolar gyre : Fourex. Tech. rep. cruise report no. 16.
- BAKER, MARK A., & GIBSON, CARL H. 1987. Sampling turbulence in the stratified ocean : Statistical consequences of strong intermittency. Journal of physical oceanography, **17**, 1817–1836.
- BATCHELOR, G. K. 1953. The theory of homogeneous turbulence. Cambridge University press, Cambridge, 197pp.
- BESSIÈRES, LAURENT. 2007. Impact des marées sur la circulation générale océanique dans une perspective climatique. Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier (Toulouse III).
- BIANCHI, ALEJANDRO A., PIOLA, ALBERTO R., & COLLINO, GERARDO J. 2002. Evidence of double diffusion in the brazil–malvinas confluence. Deep-sea research, **49**, 41–52.
- BILLANT, A., & LHERMINIER, P. 2009 (Mars). Campagne ovide 2006 : Rapport des données ctd-o2. Tech. rept. DRO/DOPS/LPO/09-03. Laboratoire de Physique des Océans, UMR 6523 IFREMER - CNRS - UBO.
- BILLANT, A., BRANELLEC, P., & MERCIER, H. 2004 (Février). Campagne ovide 2002 : Rapport des données ctd-o2. Tech. rept. DRO/DOPS/LPO/04-10. Laboratoire de Physique des Océans, UMR 6523 IFREMER - CNRS - UBO.
- BILLANT, A., BRANELLEC, P., & HUCK, T. 2006 (Février). Campagne ovide 2004 : Rapport des données ctd-o2. Tech. rept. DRO/DOPS/LPO/06-01. Laboratoire de Physique des Océans, UMR 6523 IFREMER - CNRS - UBO.
- BOISSÉSON, ERIC DE. 2010. Les eaux modales du gyre subpolaire de l’atlantique nord : Origine, formation, variabilité. Ph.D. thesis, Université de Bretagne Occidentale.

- BOURUET-AUBERTOT, P., MERCIER, H., GAILLARD, F., & LHERMINIER, P. 2005. Evidence of strong inertia-gravity wave activity during the pomme experiment. Journal of geophysical research, **110**.
- BRANELLEC, P., FERRON, B., & LHERMINIER, P. 2011 (Mai). Campagne ovide 2008 : Rapport des données ctd-o2. Tech. rept. DRO/DOPS/LPO/11-03. Laboratoire de Physique des Océans, UMR 6523 IFREMER - CNRS - UBO.
- BRYAN, F. 1987. Parameter sensitivity of primitive equation ocean general-circulation models. Journal of physical oceanography, **17**, 970–985.
- CAIRNS, J. L., & WILLIAMS, G. O. 1976. Internal wave observations from a midwater float, 2. Journal of geophysical research, **81**, 1943–1950.
- CALDWELL, DOUGLAS R. 1983. Oceanic turbulence' big bangs or continuous creation? Journal of geophysical research, **88**, 7543–7550.
- CARTER, G. S., MERRIFIELD, M. A., BECKER, J. M., KATSUMATA, K., GREGG, M. C., LUTHER, D. S., LEVINE, M. D., BOYD, T. J., & FIRING, Y. L. 2008. Energetics of m2 barotropic-to-baroclinic tidal conversion at the hawaiian islands. Journal of physical oceanography, **38**, 2205–2223.
- CRAWFORD, W. R. 1986. A comparison of length scales and decay time of turbulence in stably stratified flows. Journal of physical oceanography, **16**, 1847–1854.
- CUSHMAN-ROISIN, B., & BECKERS, J-M. 2010. Introduction to geophysical fluid dynamics : Physical and numerical aspects. Academic Press.
- DAAE, KJERSTI L., FER, ILKER, & ABRAHAMSEN, E. POVL. 2009. Mixing on the continental slope of the southern weddell sea. Journal of geophysical research, **114**.
- DANIOUX, ERIC. 2007. Propagation 3d d'ondes inertielles au sein d'un champ turbulent mésoéchelle. Ph.D. thesis, Université de Bretagne Occidentale.
- DECLOEDT, THOMAS, & LUTHER, DOUGLAS S. 2010. On a simple empirical parameterization of topography-catalyzed diapycnal mixing in the abyssal ocean. Journal of physical oceanography, **40**(March), 487–508.
- DESPRÈS, AGNÈS, REVERDIN, GILLES, & D'OVIDIO, FRANCESCO. 2011. Mechanisms and spatial variability of meso scale frontogenesis in the northwestern subpolar gyre. Ocean modelling, **39**, 97–113.
- DILLON, T. M. 1982. Vertical overturns : A comparison of thorpe and ozmidov length scales. Journal of geophysical research, **87**, 9601–9613.
- FERRARI, RAFFAELE, & WUNSCH, CARL. 2009. Ocean circulation kinetic energy : Reservoirs, sources, and sinks. Annual review of fluid mechanics, **41**, 253–282.

- FERRON, BRUNO, MERCIER, HERLÉ, SPEER, KEVIN, GARGETT, ANN, & POLZIN, KURT. 1998. Mixing in the romanche fracture zone. Journal of physical oceanography, **28**, 1929–1945.
- FIRING, E, & GORDON, R. L. 1990. Deep ocean acoustic doppler current profiling. G. F. Appell and T. B. Curtin (eds.), Proceedings of the Fourth IEEE Fourth Working Conference on Current Measurement, pp. 192-20.
- FISCHER, J., & VISBECK, M. 1993. Deep velocity profiling with self-contained adcps. Journal of atmospheric and oceanic technology, **10**, 764–773.
- FOFONOFF, N. P. 1969. Spectral characteristics of internal waves in the ocean. Deep-sea research, **16**, 58–71.
- GALBRAITH, PETER S., & KELLEY, DAN E. 1996. Identifying overturns in ctd profiles. Journal of atmospheric and oceanic technology, **13**, 688–702.
- GARGETT, A. E., & OSBORN, T. R. 1981. Small-scale shear measurements during the fine and microstructure experiment (fame). Journal of geophysical research, **86**, 1929–1944.
- GARGETT, A. E., HENDRICKS, P. J., SANFORD, T. B., OSBORN, T. R., & III, A. J. WILLIAMS. 1981. A composite spectrum of vertical shear in the upper ocean. Journal of geophysical research, **11**, 1258–1271.
- GARGETT, ANN E. 1990. Do we really know how to scale the turbulent kinetic energy dissipation rate due to breaking of oceanic internal waves? Journal of geophysical research, **95**, 15,971–15,974.
- GARGETT, ANN E. 2003. Differential diffusion : an oceanographic primer. Progress in oceanography, **56**, 559–570.
- GARRET, CHRISTOPHER, & MUNK, WALTER. 1972. Space-time scales of internal waves. Geophysical fluid dynamics, **2**, 225–264.
- GARRET, CHRISTOPHER, & MUNK, WALTER. 1975. Space-time scales of internal waves : A progress report. Journal of geophysical research, **80**.
- GARRETT, CHRIS, & KUNZE, ERIC. 2007. Internal tide generation in the deep ocean. Annual review of fluid mechanics, **39**, 57–87.
- GERKEMA, T., & EXARCHOU, E. 2008. Internal-wave properties in weakly stratified layers. Journal of marine research, **66**, 617–644.
- GERKEMA, T., & ZIMMERMAN, J.T.F. 2008. An introduction to internal waves. Lecture notes, Royal NIOZ.
- GIBSON, CARL H. 1980. Fossil temperature, salinity, and vorticity turbulence in the ocean. Marine turbulence, 221–257.
-

- GIBSON, CARL H. 1982. Fossil turbulence in the denmark strait. Journal of geophysical research, **87**, 8039–8046.
- GIBSON, CARL H. 1986. Internal waves, fossil turbulence, and composite ocean microstructure spectra. Journal of fluid mechanics, **168**, 89–117.
- GIBSON, CARL H. 1999. Fossil turbulence revisited. Journal of marine systems, **21(1-4)**, 147–167.
- GILL, A. E. 1984. On the behavior of internal waves in the wakes of storms. Journal of physical oceanography, **14**, 159–162.
- GOURCUFF, CLAIRE. 2008. Etude de la variabilité de la circulation du gyre subpolaire de l'atlantique nord à partir des données ovide et de mesures satellitaires. Ph.D. thesis, Université de Brest.
- GOURIOU, YVES, & KERMABON-HÉMON, CATHERINE. 1997. Traitement des données l-adcp. Institut français de recherche scientifique pour le développement en coopération.
- GREGG, M. C., & KUNZE, E. 1991. Shear and strain in santa monica basin. Journal of geophysical research, **96**, 16,709–16,719.
- GREGG, M.C. 1989. Scaling turbulent dissipation in the thermocline. Journal of geophysical research, **94**, 9686–9698.
- GREGG, M.C., SANFORD, T. B., & WINKEL, D. P. 2003. Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. Letters to nature, **422**(April), 513–515.
- HENYEY, F. S., WRIGHT, J., & FLATTE, S. M. 1986. Energy and action flow through the internal wave field. Journal of geophysical research, **91**, 8487–8495.
- HIBIYA, TOSHIYUKI, NAGASAWA, MAKI, & NIWA, YOSHIHIRO. 2006. Global mapping of diapycnal diffusivity in the deep ocean based on the results of expendable current profiler (xcp) surveys. Geophysical research letters, **33**.
- HOGG, NELSON G., KATZ, ELI J., & SANFORD, THOMAS B. 1978. Eddies, islands, and mixing. Journal of geophysical research, **83**, 2921–2938.
- HOLLOWAY, G. 1983. A conjecture relating oceanic internal waves and small-scale processes. Atmosphere-ocean, **21**, 107–122.
- HOLYER, J. Y. 1981. On the collective instability of salt fingers. Journal of fluid mechanics, **110**, 195–207.
- HUANG, RUI XIN. 1999. Mixing and energetics of the oceanic thermohaline circulation. Journal of physical oceanography, **29**.

-
- HULT, E. L., TROY, C. D., & KOSEFF, J. R. 2011a. The mixing efficiency of interfacial waves breaking at a ridge : 1. overall mixing efficiency. Journal of geophysical research, **116**.
- HULT, E. L., TROY, C. D., & KOSEFF, J. R. 2011b. The mixing efficiency of interfacial waves breaking at a ridge : 2. local mixing processes. Journal of geophysical research, **116**.
- KOLMOGOROV, ANDREY NIKOLAEVICH. 1941. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. Proceedings of the ussr academy of sciences, **30**, 299–303.
- KUNDU, P. K. 1990. Fluid mechanics. Academic Press, 638pp.
- KUNZE, E., ROSENFELD, L. K., CARTER, G. S., & GREGG, M. C. 2002. Internal waves in monterey submarine canyon. Journal of physical oceanography, **32**, 1890–1913.
- KUNZE, ERIC. 1985. Near-inertial wave propagation in geostrophic shear. Journal of physical oceanography, **15**, 544–565.
- KUNZE, ERIC. 2003. A review of oceanic salt-fingering theory. Progress in oceanography, **56**, 399–417.
- KUNZE, ERIC, FIRING, ERIC, HUMMON, JULIA M., CHERESKIN, TERESA K., & THURNHERR, ANDREAS M. 2006. Global abyssal mixing inferred from lowered adcp shear and ctd strain profiles. Journal of physical oceanography, **36**, 1553–1576.
- LEDWELL, J. R., & WATSON, A. J. 1991. The santa monica basin tracer experiment : A study of diapycnal and isopycnal mixing. Journal of geophysical research, **96**, 8695–8718.
- LEDWELL, J. R., WATSON, A. J., & LAW, C. S. 1993. Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open ocean tracer release experiment. Nature, **364**, 701–703.
- LEDWELL, J. R., MONTGOMERY, E. T., POLZIN, K. L., ST. LAURENT, L. C., SCHMITT, R. W., & TOOLE, J. M. 2000. Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean. Nature, **403**, 182–189.
- LEE, CRAIG M., & ERIKSEN, CHARLES C. 1997. Near-inertial internal wave interactions with mesoscale fronts : Observations and models. Journal of geophysical research, **102**, 3237–3253.
- LHERMINIER, P., GOUILLOU, J.-P., KERMABON, C., & MERCIER, H. 2003 (Septembre). Ovide 2002 : Traitement des données des ladcp rdi-bb150 et rdi-wh300. Tech. rept. DRO/DOPS/LPO/03-10. Laboratoire de Physique des Océans, UMR 6523 IFREMER - CNRS - UBO.
- LHERMINIER, P., MERCIER, H., GOURCUFF, C., ALVAREZ, M. F., BACON, S., & KERMABON, C. 2007. Transport across the 2002 greenland-portugal section and comparison with 1997. Journal of geophysical research, **112**.
-

- LINDEN, P. F., & REDONDO, J. M. 1991. Molecular mixing in rayleigh–taylor instability. part i : global mixing. Physic of fluids, **3**, 1269–1277.
- LUECK, R. G., CRAWFORD, W. R., & OSBORN, T. R. 1983. Turbulent dissipation over the continental slope off vancouver island. Journal of physical oceanography, **13**, 1809–1818.
- MAAS, LEO R.M., & LAM, FRANS-PETER A. 1995. Geometric focusing of internal waves. Journal of fluid mechanics, **300**, 1–41.
- MARTIN, J. P., & RUDNICK, D. L. 2006. Inferences and observations of turbulent dissipation and mixing in the upper ocean at the hawaiian ridge. Journal of geophysical research, **37**, 476–494.
- MCCOMAS, C. H., & BRETHERTON, F. P. 1977. Resonant interactions of oceanic internal waves. Journal of geophysical research, **83**, 1397–1412.
- MCCOMAS, C. H., & MÜLLER, P. 1981a. The dynamic balance of internal waves. Journal of physical oceanography, **11**, 970–986.
- MCCOMAS, C. H., & MÜLLER, P. 1981b. Timescales of resonant interactions among oceanic internal waves. Journal of physical oceanography, **11**, 139–147.
- MCDUGALL, TREVOR, THORPE, STEVE, & GIBSON, CARL. 1987. Small-scale turbulence and mixing in the ocean : a glossary. In J. Nihoul and B. Jamart, editors, *Small-Scale Turbulence and Mixing in the Ocean*, pages 3-9. Elsevier.
- MERRYFIELD, WILLIAM J., HOLLOWAY, GREG, & GARGETT, ANN E. 1998. A global ocean model with double-diffusive mixing. Journal of physical oceanography, **29**, 1124–1142.
- MUNK, W. 1981. Internal waves and small-scale processes. in b. a. warren and c. Wunsch, editors, *evolution of physical oceanography*. MIT press.
- MUNK, WALTER, & WUNSCH, CARL. 1998. Abyssal recipes ii : energetics of tidal and wind mixing. Deep-sea research, **45**, 1977–2010.
- MUNK, WALTER H. 1966. Abyssal recipes. Deep-sea research, **13**, 707–730.
- MÜLLER, P., OLBERS, D. J., & WILLEBRAND, J. 1978. The iwex spectrum. Journal of geophysical research, **83**, 479–500.
- NAGASAWA, MAKI, NIWA, YOSHIHIRO, & HIBIYA, TOSHIYUKI. 2000. Spatial and temporal distribution of the wind-induced internal wave energy available for deep water mixing in the north pacific. Journal of physical oceanography, **105**, 13,933–13,943.
- NANSEN, FRIDTJOF. 1902. The oceanography of the north polar basin. Sci. Res. Norweg. N. Pol. Exped. 1893-96,3(9).

- NASH, J. D., KUNZE, E., TOOLE, JOHN M., & SCHMITT, RAY W. 2004. Internal tide reflection and turbulent mixing on the continental slope. Journal of physical oceanography, **34**.
- NASH, J. D., ALFORD, M. H., KUNZE, E., MARTINI, K., & KELLY, S. 2009. Hotspots of deep ocean mixing on the oregon continental slope. Jgr, **114**.
- NASMYTH, P. W. 1970. Oceanic turbulence. Ph.D. thesis, University of British Columbia, Vancouver.
- NIKURASHIN, MAXIM, & FERRARI, RAFFAELE. 2010. Radiation and dissipation of internal waves generated by geostrophic motions impinging on small-scale topography : Application to the southern ocean. Journal of physical oceanography, **40**.
- NIKURASHIN, MAXIM, & FERRARI, RAFFAELE. 2011. Global energy conversion rate from geostrophic flows into internal lee waves in the deep ocean. Geophysical research letters, **38**.
- NIWA, YOSHIHIRO, & HIBIYA, TOSHIYUKI. 1997. Nonlinear processes of energy transfer from traveling hurricanes to the deep ocean internal wave field. Journal of geophysical research, **102**(June), 12,469–12,477.
- NIWA, YOSHIHIRO, & HIBIYA, TOSHIYUKI. 1999. Response of the deep ocean internal wave field to traveling midlatitude storms as observed in long-term current measurements. Journal of geophysical research, **104**(May), 10,981–10,989.
- OSBORN, T. R. 1980. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. Journal of physical oceanography, **10**, 83–89.
- OSBORN, THOMAS R., & COX, CHARLES S. 1972. Oceanic fine structure. Geophysical and astrophysical fluid dynamics, **3**, 321–345.
- OZMIDOV, R. V. 1965. On the turbulent exchange in a stably stratified ocean. Atmospheric and oceanic physics series, **1**(8), 853–860.
- PERKINS, HENRI. 1976. Observed effect of an eddy on inertial oscillations. Deep-sea research, **23**, 1037–1042.
- PETERS, H., GREGG, M. C., & SANFORD, T. B. 1995. On the parameterization of equatorial turbulence : Effect of fine-scale variations below the range of the diurnal cycle. Journal of geophysical research, **100**, 18,333–18,348.
- PHILLIPS, O. M. 1960. On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude, part 1, the elementary interactions. Journal of fluid mechanics, **9**, 193–217.
- PHILLIPS, O. M. 1961. A note on the turbulence generated by gravity waves. Journal of geophysical research, **66**, 2889–2893.

- PINKEL, ROBERT, & ANDERSON, STEVEN. 1992. Toward a statistical description of finescale strain in the thermocline. Journal of physical oceanography, **22**(July), 773–795.
- PINKEL, ROBERT, & ANDERSON, STEVEN. 1997. Shear, strain, and richardson number variations in the thermocline. part i : Statistical description. Journal of physical oceanography, **27**(February), 264–281.
- PINKEL, ROBERT, SHERMAN, JEFFREY, SMITH, JEROME, & ANDERSON, STEVEN. 1991. Strain : Observations of the vertical gradient of isopycnal vertical displacement. Journal of physical oceanography, **21**(April), 527–540.
- POLZIN, K. L., & LVOV, Y. V. 2011. Toward regional characterizations of the oceanic internal wavefield. Reviews of geophysics, **49**.
- POLZIN, K. L., TOOLE, J. M., LEDWELL, J. R., & SCHMITT, R. W. 1997. Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. Science, **276**.
- POLZIN, KURT, KUNZE, ERIC, HUMMON, JULES, & FIRING, ERIC. 2002. The finescale response of lowered adcp velocity profile. Journal of atmospheric and oceanic technology, **19**, 205–224.
- POLZIN, KURT L. 2008. Mesoscale eddy-internal wave coupling. part i : Symmetry, wave capture, and results from the mid-ocean dynamics experiment. Journal of physical oceanography, **38**, 2256–2562.
- POLZIN, KURT L. 2009. An abyssal recipe. Ocean modelling, **30**, 298–309.
- POLZIN, KURT L. 2010. Mesoscale eddy-internal wave coupling. part ii : Energetics and results from polymode. Journal of physical oceanography, **40**(April), 789–801.
- POLZIN, KURT L., TOOLE, JOHN M., & SCHMITT, RAYMOND W. 1995. Finescale parametrisations of turbulent dissipation. Journal of physical oceanography, **25**, 306–328.
- QUARESMA, LUIS, & PICHON, ANNICK. 2011. Modelling the barotropic tide along the west-iberian margin. Journal of marine systems, **In Press**.
- RAINVILLE, LUC, JOHNSTON, T. M. SHAUN, CARTER, GLENN S., MERRIFIELD, MARK A., PINKEL, ROBERT, WORCESTER, PETER F., & DUSHAW, BRIAN D. 2010. Interference pattern and propagation of the m2 internal tide south of the hawaiian ridge. Journal of physical oceanography, **40**, 311–325.
- RODENBORN, B., KIEFER, D., ZHANG, H. P., & SWINNEY, H. L. 2011. Harmonic generation by reflecting internal waves. Physic of fluids, **23**.
- RUDDICK, BARRY. 1983. A practical indicator of the stability of the water column to double-diffusive activity. Deep-sea research, **30**, 1105–1107.
- SANDSTRÖM, J. W. 1908. Dynamische versuche mit meerwasser. Annalen der hydrographie une maritimen meteorologie, **36**, 623.
-

- SHIH, LUCINDA H., KOSEFF, JEFFREY R., IVEY, GREGORY N., & FERZIGER, JOEL H. 2005. Parameterization of turbulent fluxes and scales using homogeneous sheared stably stratified turbulence simulations. Journal of fluid mechanics, **525**, 193–214.
- SIMMONS, HARPER L., HALLBERG, ROBERT W., & ARBIC, BRIAN K. 2004. Internal wave generation in a global baroclinic tide model. Deep-sea research ii, **51**, 3043–3068.
- SMITH, WALTER H. F., & SANDWELL, DAVID T. 1997. Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. Science, **277**, 1956–1962.
- SMYTH, W. D., MOUM, J. N., & CALDWELL, D. R. 2001. The efficiency of mixing in turbulent patches : Inferences from direct simulations and microstructure observations. Journal of physical oceanography, **31**, 1969–1992.
- ST. LAURENT, LOUIS, & GARRETT, CHRIS. 2002. The role of internal tides in mixing the deep ocean. Journal of physical oceanography, **32**, 2882–2899.
- ST. LAURENT, LOUIS, STRINGER, STEVEN, GARRETT, CHRIS, & PERRAULT-JONCAS, DOMINIQUE. 2003. The generation of internal tides at abrupt topography. Deep-sea research i, **50**, 987–1003.
- STAQUET, CHANTAL. 2007. Internal gravity waves : parametric instability and deep ocean mixing. Comptes rendus mécanique, **335**, 665–678.
- STERN, M. E., & TURNER, J. S. 1969. Salt fingers and convecting layers. Deep-sea research, **16**, 97–511.
- STIPS, ADOLF, & PRANDKE, HARTMUT. 2000 (September). Recommended algorithm for dissipation rate calculation within provess. Tech. rept. Measurement Technique applied from the platform Meetpost Noordwijk. Joint Research Centre, Space Applications Institute, Ispra, Italy / ISW Wassermesstechnik, Petersdorf, Germany.
- STOMMEL, HENRY. 1961. Thermohaline convection with two stable regimes of flow. Collected Works of Henry M. Stommel.
- STOMMEL, HENRY, & ARONS, A. B. 1960a. On the abyssal circulation of the world ocean - i. stationary planetary flow patterns on a sphere. Deep-sea research.
- STOMMEL, HENRY, & ARONS, A. B. 1960b. On the abyssal circulation of the world ocean - ii. an idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins. Deep-sea research, **6**, 217–233.
- SWART, ARNO, MANDERS, ASTRID, HARLANDER, UWE, & MAAS, LEO R. M. 2010. Experimental observation of strong mixing due to internal wave focusing over sloping terrain. Dynamics of atmospheres and oceans, **50**, 16–34.
- TAILLEUX, RÉMI. 2009. On the energetics of stratified turbulent mixing, irreversible thermodynamics, boussinesq models and the ocean heat engine controversy. Journal of fluid mechanics, **638**, 339–382.

- THORPE, S. A. 1977. Turbulence and mixing in a scottish loch. Philosophical transactions for the royal society of london. series a, mathematical and physical sciences, **286**, 125–181.
- THORPE, S. A. 1999. On internal wave groups. Journal of physical oceanography, **29**, 1085–1095.
- THORPE, S. A. 2005. The turbulent ocean. Cambridge University Press.
- THURNHERR, A. M. 2011. The finescale response of lowered adcp velocity measurements processed with different methods. Journal of atmospheric and oceanic technology, **Preprint**.
- THURNHERR, A.M. 2010. A practical assessment of the errors associated with full-depth ladcp profiles obtained using teledyne rdi workhorse acoustic doppler current profilers. Journal of atmospheric and oceanic technology, **27**, 1215–1227.
- TRAXLER, A., STELLMACH, S., GARAUD, P., RADKO, T., & BRUMMELL, N. 2011. Dynamics of fingering convection. part 1 small-scale fluxes and large-scale instabilities. Journal of fluid mechanics, **677**(June), 530–553.
- TURNER, J. S. 1973. Buoyancy effects in fluids. Cambridge University Press, 367 pp.
- VAN AKEN, HENDRIK M., VAN HAREN, HANS, & MAAS, LEO R.M. 2007. The high-resolution vertical structure of internal tides and near-inertial waves measured with an adcp over the continental slope in the bay of biscay. Deep-sea research i, **54**, 533–556.
- VAN HAREN, HANS. 2007. Inertial and tidal shear variability above reykjanes ridge. Deep-sea research i, **54**, 856–870.
- VISBECK, MARTIN. 2002. Deep velocity profiling using lowered acoustic doppler current profilers : Bottom track and inverse solutions. Journal of atmospheric and oceanic technology, **19**, 794–807.
- WESSON, J. C., & GREGG, M. C. 1994. Mixing at camarinal sill in the strait of gibraltar. Journal of geophysical research, **99**, 9847–9878.
- WIJESEKERA, H. W., & DILLON, T. M. 1997. Shannon entropy as an indicator of age for turbulent overturns in the oceanic thermocline. Journal of geophysical research, **102**, 3279–3291.
- WIJESEKERA, HEMANTHA, PADMAN, LAURIE, DILLON, TOM, LEVINE, MURRAY, PAULSON, CLAYTON, & PINKEL, ROBERT. 1993. The application of internal-wave dissipation models to a region of strong mixing. Journal of physical oceanography, **23**, 269–286.
- WUNSCH, C., & WEBB, S. 1979. Climatology of deep ocean internal waves. Journal of physical oceanography, **9**, 235–243.

**Thèse de Doctorat
de l'Université de Bretagne Occidentale**

ESTIMATIONS DU MÉLANGE VERTICAL
LE LONG DE SECTIONS HYDROLOGIQUES
EN ATLANTIQUE NORD

Florian Kokoszka

RÉSUMÉ

Le mélange vertical dans l'océan contribue au maintien de la *Cellule Méridienne de Circulation Océanique (MOC)* en permettant le renouvellement des eaux profondes. Une coupe transverse d'une partie de la *MOC* est réalisée par la radiale hydrologique *OVIDE* qui a lieu tous les 2 ans depuis 2002 entre le Portugal et le Groenland. L'énergie nécessaire au mélange est fournie par les ondes internes générées par le vent et la marée, et des mesures de micro-structure (*VMP*) en 2008 montrent des valeurs de dissipation ϵ_{vmp} intensifiées dans la thermocline principale et au niveau des topographies. Notre étude se base sur ces observations pour étudier la fine-structure verticale de l'océan et estimer indirectement la dissipation ϵ due aux ondes internes à l'aide de mesures *CTD* et *LADCP*.

La comparaison aux mesures du *VMP* permet d'optimiser la paramétrisation de ϵ en encadrant les observations par facteur 3 et leurs valeurs moyennes à $\pm 30\%$. L'application sur l'ensemble des données *OVIDE* permet d'obtenir une cartographie du mélange à travers le bassin. La distribution géographique de la diffusion verticale K est similaire le long des 5 sections, avec des valeurs de l'ordre de $10^{-4}m^2/s$ dans la thermocline principale, au fond et au niveau des topographies, et de l'ordre de $10^{-5}m^2/s$ dans l'océan intérieur. Des différences régionales sont présentes et K peut être localement proche de $10^{-3}m^2/s$. L'étude de la section *FOUREX 1997* révèle une intensification de K le long de la dorsale médio-Atlantique où les valeurs moyennes sont de 2 à 3 fois plus fortes que le long des sections *OVIDE*.

La distribution spatiale des échelles de Thorpe L_T est corrélée avec celle du mélange. Néanmoins la dissipation basée sur L_T surestime ϵ_{vmp} d'un facteur 10 à 100, ce qui pourrait être dû à une mauvaise représentation de la durée de vie de la turbulence dans l'océan.

Certains mécanismes susceptibles de générer des ondes internes sont proposés. Des sites possibles de génération par la marée sont localisés à l'aide d'un modèle simple de la trajectoire des rayons d'ondes. Une corrélation possible entre les mouvements géostrophiques et les ondes internes est envisagée dans la thermocline principale. Enfin l'étude des angles de Turner montre que des instabilités de double-diffusion peuvent être présentes sur une grande partie de la section.

MOTS-CLÉS

Atlantique Nord - Section Hydrologique - Analyse de données - Ondes Internes - Echelles de Thorpe - Modèle de Garrett et Munk - Turbulence - Mélange vertical - Dissipation - Finestructure - Microstructure - Paramétrisations - Topographie

VERTICAL MIXING ESTIMATES
ALONG HYDROLOGICAL SECTIONS
IN NORTH ATLANTIC

Florian Kokoszka

ABSTRACT

Vertical mixing in the ocean contributes to sustain the *Meridional Overturning Circulation (MOC)* by allowing the renewal of deep waters. A section across the *MOC* is performed by the hydrological radial *OVIDE* repeated every two years between Portugal and Greenland since 2002. The energy required for mixing is provided by internal waves generated by wind and tides and micro-structure measurements (*VMP*) in 2008 show intensified values of dissipation ϵ_{vmp} in the main thermocline and near topographies. Our study is based on these observations and aims to study the vertical fine-scale structure of the ocean. Estimates of the dissipation ϵ due to internal waves are made with *CTD* and *LADCP* measurements.

The comparison with *VMP* measurements allow us to optimize the parameterization of ϵ by framing the observations by factor 3 and their mean values at $\pm 30\%$. The systematic application to the *OVIDE* dataset provides a mapping of the mixing across the basin. Geographical distribution of the vertical diffusion K is similar along the five sections, with values near $10^{-4}m^2/s$ in the main thermocline and at the bottom of topographies, and near $10^{-5}m^2/s$ in the ocean interior. Regional differences are present and K can be locally close to $10^{-3}m^2/s$. Application to *FOUREX 1997* dataset reveals an increase of K along the Mid-Atlantic Ridge, where the average values are 2 to 3 times stronger than along *OVIDE* sections.

The spatial distribution of Thorpe scales L_T appears to be correlated with internal waves mixing patterns. Nevertheless dissipation estimates based on L_T overestimates ϵ_{vmp} by a 10 to 100 factor, which may be due to misrepresentation of the stage of turbulence development in the ocean.

Some mechanisms that can generate internal waves are proposed. Probable sites where tidal generation could occur are located using a simple model of wave beam trajectory. A possible correlation between geostrophic flows and internal waves is considered in the main thermocline. Finally the study of Turner angles shows that double-diffusion instabilities may be present over a large part of the section.

KEYWORDS

North Atlantic - Hydrological Section - Data Analysis - Internal Waves - Thorpe Scales - Garrett and Munk Model - Turbulence - Vertical Mixing - Dissipation - Fine-structure - Micro-structure - Parameterizations - Topography