

Thèse de Doctorat de l'Université de Bretagne Occidentale

Spécialité : **Océanographie Physique**

Présentée par

**Claire Ménesguen**

---

RÔLE DU RAIL ÉQUATORIAL  
DANS LA CIRCULATION MÉRIDIENNE OCÉANIQUE :  
INTERACTIONS DES ÉCHELLES SPATIALES  
CONDUISANT AU MÉLANGE

---

Date de soutenance : 26 septembre 2008

Composition du Jury :

<b>M. Alain Colin de Verdière</b>	Président du jury	LPO, Brest
<b>M. Carsten Eden</b>	Rapporteur	Université de Kiel, Allemagne
<b>M. Chantal Staquet</b>	Rapporteur	LEGI, Grenoble
<b>M. Gilles Reverdin</b>	Examineur	UPMC, Paris
<b>Mme Bach Lien Hua</b>	Directrice de thèse	LPO, Brest
<b>M. Richard Schopp</b>	Directeur de thèse	LPO, Brest

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Physique des Océans

UMR n°6523 CNRS - IFREMER - UBO

# Remerciements

Voilà donc une étape de franchie, un travail de longue haleine dont le fruit est ce manuscrit. Il suscite encore de nombreuses questions et ouvre un peu plus la porte à ma curiosité.

Pendant cette thèse, j'ai eu la chance d'être encadrée par Lien et Richard qui m'ont un peu plus appris chaque jour. Je suis très reconnaissante à Lien pour sa sincère passion pour la science, pour son dynamisme et pour son encadrement très concerné. J'ai également été très touchée par sa générosité en diverses circonstances et la chance qu'elle m'a donnée de travailler sur le Earth Simulateur au Japon, de participer à différentes écoles d'été et conférences internationales. Je remercie Richard de sa tempérance, de l'importance qu'il donne à dénouer des situations difficiles et de son attention critique sur le travail scientifique.

Ma thèse s'est aussi déroulée avec des aides très présentes et très précieuses. D'abord Frédéric Marin qui a travaillé avec moi pendant près d'un an en début de thèse. Puis Mark Fruman qui a été une personne clé pendant l'effort de rédaction des articles, tant bien par son exigence scientifique que par son aide extrêmement appréciable pour la rédaction en anglais. Cette thèse n'aurait pas non plus été la même sans l'aide de Sylvie Le Gentil, aide à la fois méthodique et sympathique sur les aspects numériques.

Revenant au prémices de ce travail, il faut aussi que je remercie mon "grand frère" Marc d'Orgeville qui m'a mis la main à la pâte et Carole Saout-Grit qui a été d'une patience remarquable pour m'expliquer les bases de notre outils de tous les jours : matlab.

Mes années de thèse ont été parallèlement occupées par une activité de monitorat. Mes enseignements m'ont amenés à interagir avec Xavier Carton (tuteur de mon monitorat) et Alain Colin de Verdière dans une dynamique très enrichissante qui m'apportait la confiance dont j'avais besoin dans cette position de moniteur.

Merci à mes rapporteurs Carsten Eden et Chantal Staquet, à mes examinateurs Alain Colin de Verdière et Gilles Reverdin qui ont apportés de nouvelles mises en perspectives pour ce travail.

Merci à Patrice Klein pour les voyages au Japon et la grande perspicacité du voyageur

---

dont il fait preuve (pressé mais aguerri aux escales épiques), à Guillaume Roulet (un peu moins aguerri, un peu moins pressé) pour sa bonne humeur et son accessibilité, à Louis Marié pour son intérêt scientifique de tout bord et à Bruno Ferron pour sa disponibilité.

Enfin, merci aux algéquistes, anciens : Marc, Fabrice, Stephanie, Catherine, Eric ; plus nouveaux : Claire (la plus grande), Jeff et Guillaume, encore plus nouveaux : Eric, Camille, de tous temps : Thierry ; au presque algéquiste : Nico Kolo ; aux thésards UBO : Nico D, Arnaud, Max et Raph. Merci aux amis brestois qui ont beaucoup entendu parler de cette thèse sans trop savoir de quoi relevait la vie d'apprentie chercheur : Laetitia, Hermine, Fleur. Merci aux amis des quatre coins du monde : Adeline, Jen et Etienne, Marie-Estelle, Clément et Kenshi.

Et enfin, merci à ma famille de son soutien et son réconfort dans les moments les moins faciles. Une pensée pour ma grand-mère.

---

---

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Mécanismes moteurs de la THC</b>	<b>5</b>
1.1 Abstract . . . . .	5
1.2 Forçage thermique . . . . .	7
1.2.1 Point de vue de Sandström . . . . .	7
1.2.2 Convection horizontale . . . . .	10
1.2.2.1 Mélange turbulent et convection horizontale . . . . .	10
1.2.2.2 Ordres de grandeur pour le maintien de la circulation thermohaline . . . . .	12
1.2.3 Mélange diapycnal turbulent . . . . .	14
1.2.3.1 Déferlement des ondes internes . . . . .	15
1.2.3.2 Intrusions thermohalines océaniques . . . . .	22
1.3 Forçage thermique / forçage mécanique . . . . .	37
1.3.1 Upwelling isopycnal engendré par le vent . . . . .	37
1.3.2 Récapitulatif des deux mécanismes . . . . .	37
<b>2 Observations et remarques générales sur la zone équatoriale</b>	<b>41</b>
2.1 Abstract . . . . .	41
2.2 Observations de mélanges diapycnaux . . . . .	43
2.2.1 Observations à grande échelle du mélange au passage de l'équateur	43
2.2.2 Observations de zones homogènes de quelques dizaines de mètres .	44
2.2.3 Mesures directes de microstructures . . . . .	45
2.3 Apports énergétiques . . . . .	46
2.3.1 Gain de chaleur de l'océan par l'atmosphère . . . . .	46
2.3.2 Réservoir important d'énergie cinétique . . . . .	47

2.4	Récapitulatif des caractéristiques équatoriales . . . . .	48
<b>3</b>	<b>EEJ and EDJ dynamics</b>	<b>49</b>
3.1	Abstract . . . . .	49
3.2	Introduction . . . . .	50
3.3	Observations . . . . .	52
3.4	Zonally-short waves destabilization . . . . .	55
3.4.1	Basin simulations . . . . .	55
3.4.2	Destabilization of short westward phase propagating MRG waves	56
3.4.2.1	High vertical modes : EDJ . . . . .	56
3.4.2.2	Low vertical modes : EEJ . . . . .	57
3.5	Atlantic-like EDJ/EEJ . . . . .	58
3.5.1	Impact of the forcing characteristics . . . . .	58
3.5.2	Zonal extent of EEJ . . . . .	62
3.5.3	Connection with the observed Atlantic broad-band $v$ variability .	64
3.6	Atlantic case . . . . .	66
3.6.1	EDJ/EEJ for a realistic stratification and forcing . . . . .	66
3.6.2	Potential vorticity distribution . . . . .	71
3.7	Discussion . . . . .	73
3.8	Appendix . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Intermittent layering</b>	<b>79</b>
4.1	Abstract . . . . .	79
4.2	Introduction . . . . .	80
4.3	Layering occurrence and criteria for inertial instability . . . . .	82
4.4	Formation mechanisms of layering . . . . .	85
4.5	Three-dimensional numerical simulations of layering . . . . .	87
4.6	Statistical link between layering and inertial instability . . . . .	88
4.7	Discussion . . . . .	91
<b>5</b>	<b>Discussion</b>	<b>95</b>
5.1	Abstract . . . . .	95
5.2	Résumé des résultats obtenus . . . . .	96
5.3	Turbulence et cascades . . . . .	97
5.3.1	Principes généraux . . . . .	97

---

5.3.2	Différentes lois d'échelles . . . . .	98
5.3.3	Spectres d'énergie à l'équateur . . . . .	100





# Introduction

La dynamique convective de l'océan touche un large spectre d'échelles spatiales et temporelles : de l'échelle de la planète où la circulation thermohaline prend typiquement 1000 ans à boucler son large circuit, à l'échelle du mélange qui se joue sur des temps caractéristiques de l'ordre de la minute, tout un spectre d'échelles est présent et relie très étroitement les phénomènes les plus extrêmes. Malgré la vue simplifiée d'une large boucle méridienne faisant circuler l'océan global comme sur un tapis roulant ("conveyor belt" de Broecker (1987) illustrée par la Figure 1), par la diversité des phénomènes physiques qui interviennent et la complexité de leurs interactions, certaines questions fondamentales restent encore en suspens.

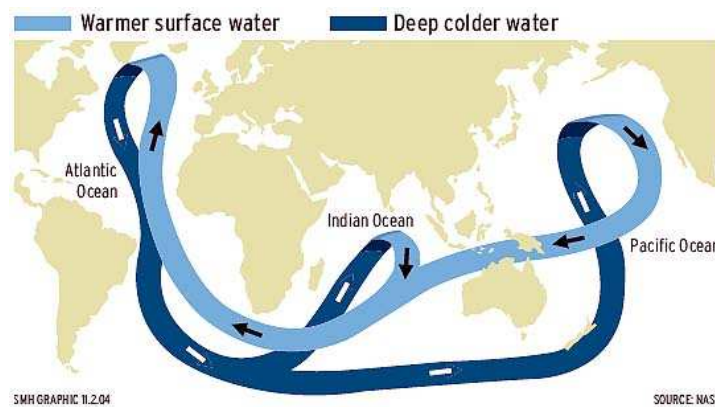


FIG. 1: *Circulation océanique globale schématisée par Broecker (1987).*

Entre autres, voici quelques interrogations qui peuvent sembler simples sans pour autant avoir de réponses tranchées à ce jour :

- Quel est le taux de formation d'eaux profondes dans les régions polaires ? Et comment ces eaux sont-elles altérées avant d'être entraînées dans la circulation thermohaline ?
- Quels sont les lieux d'upwelling pour les eaux profondes de la circulation thermohaline ? Quelles sont les zones cruciales de transformation des masses d'eau ?
- Qui d'un forçage mécanique, induit par le vent, ou d'un forçage thermique, induit par

les gradients de température, conduit la large boucle de la circulation thermohaline? Comment ensuite, la petite échelle du mélange peut être connectée à la circulation générale, transférant in fine l'énergie vers le mélange et la dissipation?

Toutes ces questions touchent à la compréhension du maintien d'une circulation planétaire par la dynamique océanique dont le spectre énergétique se termine vers les petites échelles par le mélange. Comment appréhender les effets du mélange sur la circulation thermohaline? Quels mécanismes relient les plus grandes échelles océaniques aux plus petites échelles du mélange?

Très schématiquement, on peut dire que les plongées aux pôles ont tendance à abaisser le centre de gravité global de l'océan. Elles descendent des masses d'eau lourde au fond des océans. Pour équilibrer cet effet, il faut des zones où, au contraire, des eaux légères sont apportées en surface. Deux phénomènes peuvent contribuer à élever le centre de gravité de l'océan :

- les *flux de chaleur* à la surface de l'océan qui restratifient les couches supérieures. Ils peuvent contribuer à une redistribution de la masse sur la verticale mais restent assez confinés en surface. Les *mélanges diapycnaux* peuvent étendre ces effets et, d'après Huang (1999), remontent le centre de gravité pour l'océan global.
- les zones d'*upwelling isopycnal* induit par le vent. Dans le courant circumpolaire, le vent remonte de façon isopycnale des couches très profondes de la circulation méridienne. A l'équateur, un upwelling des couches plus superficielles est aussi présent.

La question portant sur l'importance relative des forçages thermiques ou mécaniques revient à identifier l'importance relative des mélanges diapycnaux de chaleur et des remontées isopycnales de masses d'eau.

Cette thèse s'articule autour de différentes échelles spatiales présentes à l'équateur en analysant les interactions entre elles. L'énergie cascade d'échelle en échelle, finissant dans les échelles du mélange qui ont un impact sur la circulation globale. Notre étude se focalise sur la région équatoriale et les mécanismes de remontées diapycnaux. Les deux premiers chapitres justifieront ce choix, tandis que les trois chapitres suivant présenteront notre étude.

Le premier chapitre discute du mécanisme physique qui soutient la circulation méridienne océanique et des implications sur la circulation globale dans les différents cas de figure. Cette revue nous permet de mettre en relief le rôle très particulier que peut jouer l'équa-

teur dans une circulation de grande échelle. En effet, c'est un lieu qui à la fois favorise le réchauffement surfacique par les flux océan-atmosphère (par l'upwelling équatorial et l'affleurement du sous-courant ; et grâce à une zone atmosphérique la plus chaude du globe) et est à la fois très propice à un mélange efficace (c'est un milieu très énergétique où beaucoup d'ondes sont piégées et sont relativement instables).

Le deuxième chapitre justifie par des observations le mélange équatorial. Plus précisément, on peut repérer des couches particulièrement bien homogénéisées. Elles constituent un canevas intermittent de mélange dans tout le bassin et de la surface jusqu'au fond.

Le troisième chapitre s'appuie d'une étude numérique pour comprendre les mécanismes de formation de la dynamique équatoriale, en particulier le système complexe des jets équatoriaux et extra-équatoriaux délimitant latitudinalement le rail équatorial.

Grâce à ces simulations numériques, il nous a été possible, dans le chapitre 4, de reproduire de fines structures verticales spécifiques à l'équateur et s'insérant dans la dynamique équatoriale avec des caractéristiques très marquées, reflétant l'instabilité inertielle.

Le dernier chapitre, enfin, ouvre des pistes de recherche sur le mélange aux petites échelles et les études statistiques de turbulence.



---

# Chapitre 1

## Revue des mécanismes moteurs de la circulation méridienne océanique

### 1.1 Abstract

This chapter addresses the question of the driving force of the thermohaline circulation (THC). Cold water sinking near the poles needs to be balanced by upwelling in the ocean interior. Either the upwelling is diapycnal and a temperature gradient drives the global circulation, or the upwelling is isopycnal and closure of the mass budget determines meridional transports. This first introduction aims to demonstrate the importance of the thermal mechanism and to convince the reader that the equatorial region is a crucial area for the upwelling of deep water.

The diapycnal mixing mechanism has been investigated since Sandström (1908) who established that the only way to create a large overturning cell from thermal forcing alone is to have a deep heat source. However, the ocean is heated and cooled by the atmosphere at its surface. The meridional convection that can occur in such a configuration, called “horizontal convection”, was thought to have been proved impossible by the experiments of Sandström (1908), but later observed (Coman et al., 2006) and explained (Paparella et Young, 2002) as the result of small-scale diffusive or turbulent mixing in the interior. A term neglected in the model of Sandström (1916) can be interpreted as a deepening of the atmospheric heating source.

The question that naturally arises is then : Is molecular diffusive mixing enough to explain the strength of the THC as it is observed in the sinking regions ? An order of magnitude estimate is presented to conclude that turbulent mixing is also required.

Phenomena observed in the ocean that indicate turbulent motions include the breaking of internal gravity waves and the formation of thin layers of well mixed density and tracers stacked over the vertical. Gravity waves can break when they encounter topography or at latitudes of instability with respect to parametric subharmonic instability. Density and tracer layering is observed in many regions widespread over the globe : below melting ice near the poles, in the peripheries of “Meddies” or eddies from the Gulf Stream, and also in the equatorial track. They are staircase patterns of depth scale between 10 and 100 metres and with very long lateral coherence. We describe the characteristics of the two phenomena, pointing out that the breaking of internal gravity waves cannot explain mixing in the equatorial region, while stacked layers occur especially frequently near the equator. We also note that not coincidentally, the equatorial region is favourable to inertial instability.

In the last part of this chapter, we discuss the competition between diapycnal mixing and isopycnal upwelling in the establishment of the global oceanic circulation. Large diffusive coefficients favour equatorial upwelling, while low diffusive coefficients point to isopycnal upwelling in the Antarctic Circumpolar Current maintaining the mass budget. It is thus crucial to have a good parametrization of small scales mixing in order to have a correct representation of the global oceanic circulation in numerical models.

All those points highlight the importance of diapycnal mixing in the equatorial areas in sustaining the THC.

## 1.2 L’océan est-il une machine thermique ?

Pour qu’un mouvement tel que la circulation méridienne à l’échelle de la planète se maintienne malgré les déperditions d’énergie mécanique par la friction sur le fond ou les côtes, il doit exister une source d’énergie qui équilibre les pertes frictionnelles. La question du mécanisme capable d’entretenir cette source d’énergie a fait l’objet de nombreuses recherches cette dernière décennie (Munk et Wunsch (1998), Toggweiler et Samuels (1998), Huang (1999), Huang (2004), Wunsch et Ferrari (2004) (plus tard WF04), Gnanadesikan et al. (2005), Kuhlbrodt et al. (2007) (ci-après : Kal07)). Deux visions s’affrontent : (i) la circulation méridienne serait entretenue par des gradients de température, (ii) les masses d’eau circuleraient sous l’effet du vent et la dynamique qu’il engendre. On tentera dans cette première section de faire un état de l’art et de pointer les différences notoires des circulations engendrées dans les deux cas.

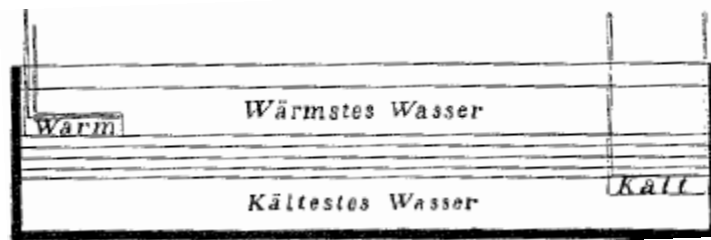
### 1.2.1 Point de vue de Sandström

La nature du mécanisme moteur de la circulation méridienne est souvent rediscutée à partir de ce qui est communément appelé le “théorème de Sandström”. L’idée apportée par Sandström (1908) provient d’expérimentations autour de la capacité des forces de flottabilité à générer une convection profonde. Dans une cuve, il a placé une source chaude et une source froide aux extrémités opposées. Dans une expérience, la source chaude est placée au-dessus de la source froide (figure (1.1)(a)) ; dans une autre, elle est au-dessous (figure (1.1)(b)). *Sandström (1908) conclut qu’une circulation fermée, stationnaire, forcée thermiquement ne peut s’établir que si la source chaude est placée sous la source froide.*

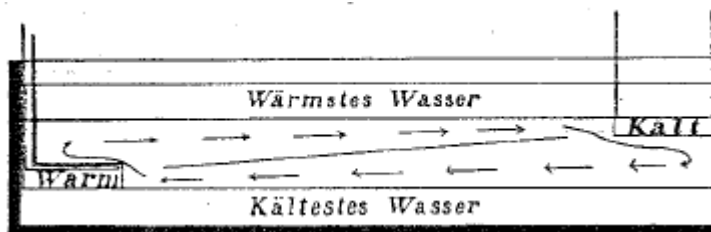
Suite à ces expérimentations, Sandström (1916) et Bjerknes (1916) ont apporté une rationalisation plus théorique à cette assertion. Pour écrire les équations du mouvement d’une particule de fluide, ils négligent la rotation de la Terre et considèrent les forces de gradient de pression, la gravité et la friction. Soit  $S$  une ligne de courant fermée, la circulation le long de cette ligne s’écrit :

$$\frac{dC}{dt} = \frac{d}{dt} \oint_S \mathbf{u} \cdot d\mathbf{r} = \oint_S \frac{d\mathbf{u}}{dt} \cdot d\mathbf{r} = - \oint_S \alpha dp + \oint_S \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} + \oint_S \mathbf{g} \cdot d\mathbf{r}, \quad (1.1)$$

où  $t$  est le temps,  $\mathbf{u}$  la vitesse,  $\alpha$  le volume spécifique ( $\alpha = \rho^{-1}$ , avec  $\rho$  la densité),  $p$  la pression,  $\mathbf{F}$  la force de friction par unité de masse, et  $d\mathbf{r}$  une longueur élémentaire le



(a)



(b)

FIG. 1.1: Expériences de Sandström (1908) (a) la source chaude est située au-dessus de la source froide, il n’y a pas de circulation. (b) la source chaude est située au-dessous de la source froide, une circulation convective se met en place.

long de la ligne de courant. Pour une ligne de courant fermée, la gravité ne travaille pas. Le dernier terme est donc nul. Il reste alors en régime permanent :

$$\frac{dC}{dt} = - \oint_S \alpha dp + \oint_S \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = 0. \quad (1.2)$$

C’est donc que les forces de pression doivent travailler contre la dissipation d’énergie par la friction.

Afin de relier la circulation méridienne à une machine thermique (c’est à dire auto-entretenu par les forces en équilibre), Sandström (1916) reprend la représentation d’un cycle de Carnot (figure 1.2) : entre des échanges de chaleur (réchauffement ou refroidissement) isobares, la particule subit des échanges adiabatiques. Reprenons les expériences de Sandström (1908). Dans la première expérience, la source chaude est placée au-dessus de la source froide. Une particule soumise à un mouvement méridien subit un réchauffement pour une pression faible  $p_1$  et un refroidissement pour une pression élevée  $p_2$ . Le réchauffement isobare de la particule augmente son volume spécifique ( $1 \rightarrow 2$ ), le refroidissement le diminue ( $3 \rightarrow 4$ ) tandis qu’une transformation adiabatique amenant la particule de  $p_1$  à  $p_2 > p_1$ , le diminue ( $2 \rightarrow 3$ ) (et vice-versa :  $4 \rightarrow 1$ ). Le cycle de Carnot est parcouru dans le sens des aiguilles d’une montre. Dans la deuxième expérience, on suit le même raisonnement pour aboutir à un cycle de Carnot parcouru dans le sens trigonométrique.



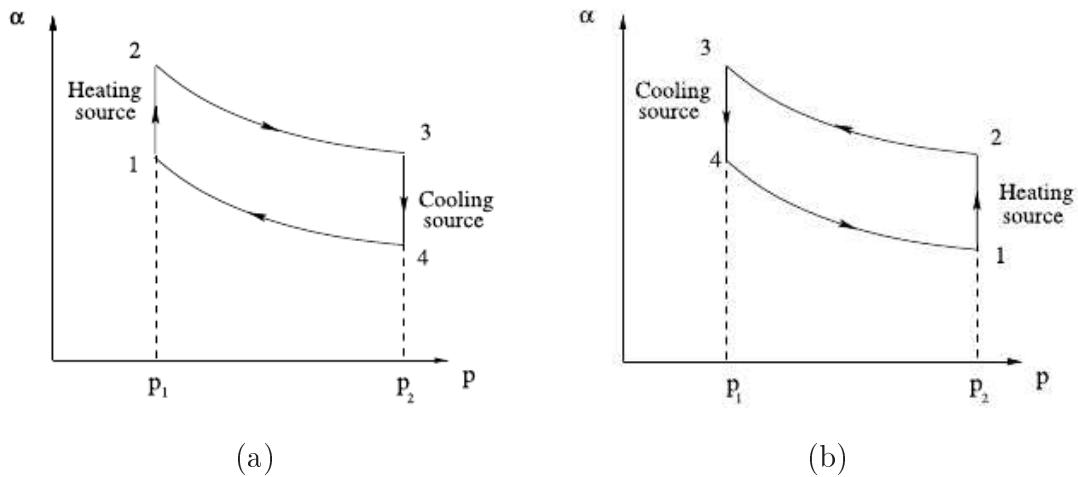


FIG. 1.2: Kal07 : Cycle de Carnot idéalisé pour l’océan proposé par Sandström (1916). (a) la source chaude est située au-dessus de la source froide. (b) la source chaude est située au-dessous de la source froide.

Cette lecture traduit un travail des forces de pression  $-\oint_S \alpha dp$  positif dans le premier cas, négatif dans le second. Le travail de la pression équilibre celui de la friction (toujours positif) dans le second cas uniquement (équation (1.2)) : quand la source chaude est sous la source froide, la chaleur apportée au système est transformée en travail mécanique. C’est le propre d’une machine thermique.

Pour revenir à la circulation méridienne des océans, les sources froides et chaudes sont situées toutes les deux en surface grâce aux échanges océan-atmosphère, respectivement aux pôles et aux tropiques. D’après les expériences de Sandström, la boucle de convection méridienne devrait rester confinée en surface. Le premier effet qui pourrait faire pénétrer la chaleur dans l’océan serait la *radiation solaire*. Mais, elle ne pénètre qu’à quelques 100m de profondeur et Minato (1992) montre qu’elle n’a que des effets minimes sur la circulation méridienne. Y-a-t-il alors une source chaude directement en profondeur ? Les *sources géothermales* pourraient bien avoir leur importance dans cette vision de machine thermique. Pourtant Huang (1999) montre que l’énergie impliquée (0.05TW) est encore beaucoup trop faible pour soutenir la circulation méridienne. Donc, soit d’autres mécanismes sont capables de faire pénétrer plus en profondeur la chaleur de l’atmosphère (vents et marées qui ne sont pas considérés dans l’étude de Sandström peuvent y jouer un rôle), soit un forçage mécanique plutôt que thermique agit directement sur les masses d’eau pour les remonter (principalement par le forçage du vent). Poursuivant son idée de forçage thermique de la circulation méridienne, Sandström avait déjà cherché quelques

mécanismes de *mélange turbulent* qui pouvaient approfondir le réchauffement surfacique. Il citait la double diffusion à titre d'exemple mais sans que cette explication soit totalement satisfaisante puisqu'elle ne pénétrait pas assez en profondeur. Des travaux comme ceux de Jeffreys (1925), Colin de Verdière (1993) ou encore Huang (1999) soutiennent l'idée du mélange turbulent pouvant effectivement abaisser la source chaude, conduisant à un gradient horizontal de température en profondeur et conduisant à une circulation méridienne.

## 1.2.2 Convection horizontale

Le problème soulevé par le fait que source chaude et source froide soient au même niveau, en surface dans l'océan a été approfondi sous le nom de "convection horizontale", aussi bien expérimentalement que théoriquement. Cette partie expose comment d'une vision de Sandström très simplifiée où la convection horizontale reste confinée en surface, on peut passer à une vision paramétrisant la turbulence qui engendre une large boucle convective par forçage thermique uniquement. Mais peut-elle pour autant être le moteur de la circulation méridienne ?

### 1.2.2.1 Mélange turbulent et convection horizontale

Comment le flux turbulent vient-il s'insérer dans l'équilibre du cycle de Carnot évoqué par Sandström ?

En régime permanent et pour un système forcé uniquement en surface, Gnanadesikan et al. (2005) retrouvent, comme conséquence directe de la conservation de la flottabilité, la conclusion de Sandström sur le fait que les forces de flottabilité ne peuvent être considérées comme motrices de la circulation méridienne. La conservation de flottabilité s'écrit en effet comme :  $\frac{\partial b}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}b) = Q_b$ , où  $Q_b$  est un terme source et  $b = g \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0}$ , la flottabilité. La moyenne temporelle sur une surface horizontale  $S$  de cette équation donne :  $\langle \overline{\partial_z(wb)} \rangle = \langle \overline{Q_b} \rangle$ , avec  $w$ , la composante verticale de la vitesse ; soit :  $\langle \overline{wb} \rangle(z) = \int_{-H}^z \langle \overline{Q_b} \rangle dz = 0$ , dès que  $Q_b$  est confiné en surface. Alors, le flux de flottabilité net sur chaque surface iso- $z$  est nul :

$$\langle \overline{wb} \rangle \equiv \int_S w b dS = 0, \quad (1.3)$$

avec  $(\bar{\cdot})$  la moyenne temporelle et  $\langle \cdot \rangle$  la moyenne spatiale sur une surface iso- $z$ . D'où,

l'intégrale sur tout le volume et dans le temps reste nulle et

$$\int_V \overline{wb} dV = 0. \quad (1.4)$$

En convection horizontale, les forces de flottabilité ne sont pas motrices. En revanche, comme le font remarquer Paparella et Young (2002) et Gnanadesikan et al. (2005), ceci n'implique pas forcément que la circulation grande échelle soit nulle. En effet, si on décompose les champs de vitesse et de flottabilité en une partie de grande échelle avec des temps caractéristiques longs ( $\bar{w}$  et  $\bar{b}$ ) et une partie représentant les fluctuations sur cet état moyen ( $w'$  et  $b'$ ), l'équation (1.3) revient à :

$$\langle \overline{wb} \rangle = \langle \bar{w}\bar{b} \rangle + \langle \overline{w'b'} \rangle = 0. \quad (1.5)$$

Si la turbulence du milieu induit que  $\langle \overline{w'b'} \rangle$  n'est pas nul, alors, il doit y avoir une compensation des flux de la grande échelle. Ainsi, même si le travail total des forces de flottabilité doit être nul, celui de la grande échelle ne l'est pas forcément et peut induire une circulation méridienne.

Plaçons-nous donc dans des échelles caractéristiques des mouvements lents. Le terme  $\langle \overline{w'b'} \rangle$  peut être paramétrisé comme une diffusion verticale de la flottabilité de grande échelle :  $\langle \overline{w'b'} \rangle = \kappa \langle \bar{b}_z \rangle$ , avec  $\kappa$  le coefficient de diffusivité verticale induite par les échelles de la turbulence. L'équation (1.5) devient :

$$\langle \bar{w}\bar{b} \rangle + \kappa \langle \bar{b}_z \rangle = 0. \quad (1.6)$$

En intégrant (1.6) sur tout le volume, on déduit :

$$\int_V \bar{w}\bar{b} dV = \kappa [\langle \bar{b}(0) \rangle - \langle \bar{b}(-H) \rangle]. \quad (1.7)$$

On retrouve donc que, quand  $\kappa \rightarrow 0$ , on tend vers un régime sans circulation. Mais dans toute expérience de laboratoire, on n'atteint jamais complètement cette limite. La valeur minimum de  $\kappa$  est celle de la diffusivité moléculaire. Coman et al. (2006) se sont replacés exactement dans les conditions des expériences de Sandström. Contrairement à ce dernier, ils observent néanmoins une faible circulation qui se maintient dans le bassin. C'est en fait un équilibre entre la flottabilité grande échelle et la diffusion moléculaire qui se fait. Coman et al. (2006) émettent l'hypothèse que les moyens de mesure de Sandström ne devaient pas être assez précis pour pouvoir mesurer cette circulation résiduelle. De plus l'équation (1.7) montre que dès que la stratification est statiquement stable, les eaux lourdes sont au fond et le terme de droite est positif. La boucle de convection engendrée

par la diffusion est alors telle qu'elle lie les remontées grande échelle ( $\bar{w} > 0$ ) aux eaux légères ( $\bar{b} > 0$ ) et les plongées ( $\bar{w} < 0$ ) aux eaux denses ( $\bar{b} < 0$ ).

Pour résumer, l'idée derrière le théorème de Sandström est toujours valide : pour avoir une *large cellule de convection* ( $\int_V \bar{w}\bar{b}dV \neq 0$ ) *forcée thermiquement* où les eaux denses plongent et les eaux légères remontent, les flux de chaleur en surface de l'océan doivent pénétrer dans l'intérieur de l'océan. *La diffusivité moléculaire ou la petite échelle turbulente introduisent un terme source pour les flux de flottabilité des mouvements lents.* Par contre, la diffusivité moléculaire est-elle suffisante pour expliquer seule l'amplitude de la circulation méridienne observée dans l'océan ? On s'intéresse par la suite plus spécifiquement à la convection méridienne océanique. C'est une circulation qui implique des flux de chaleur et de sel et elle est appelée circulation thermohaline ou THC.

### 1.2.2.2 Ordres de grandeur pour le maintien de la circulation thermohaline

Dans le but de donner des ordres de grandeur pour la circulation grande échelle qu'il faut soutenir, j'exposerai ici deux approches possibles.

La première approche suppose que le forçage est exclusivement thermique, et, dérivant du "théorème de Sandström" dans le cas d'une convection horizontale, estime un coefficient de diffusivité turbulent vertical,  $\kappa_v$ , nécessaire à la remontée des eaux froides. Stommel et Arons (1960) et Munk (1966) supposent des remontées uniformes dans tous les bassins. Munk (1966) évalue les vitesses verticales ascendantes trans-isopycnales pour des plongées Nord de  $\sim 30\text{Sv}$ . Pour une surface des océans de  $3 \cdot 10^8\text{km}^2$ , elles doivent être de  $w_\infty = 10^{-7}\text{m/s}$ . En supposant que ces remontées sont purement diffusives et ont lieu sur une distance typique traversant la thermocline de  $d = 1000\text{m}$ , on peut évaluer un ordre de grandeur du coefficient de diffusion vertical  $\kappa_v = w_\infty \cdot d = 10^{-4}\text{m}^2/\text{s}$ . Or les mesures directes de microstructures (Ruddick et al. (1997) en Atlantique Nord) ou les suivis de traceurs – injectés expérimentalement (expérience NATRE dans la même région, Ledwell et al. (1993), Ledwell et al. (1994)) ou injectés suite aux tests de bombes atomiques dans les années 60 dans le Pacifique Nord (comme le tritium, Kelley et Van Scoy (1999)) – donnent des valeurs de  $\kappa_v$  d'un ordre de grandeur inférieur à celui évalué par Munk (1966). Ces flux ne suffisent pas encore à soutenir la THC alors qu'ils restent d'un ordre de grandeur supérieurs à la diffusivité moléculaire. Les études qui veulent pourtant retenir la possibilité du maintien de la THC par le mélange turbulent lèvent l'hypothèse de

remontées uniformes pour souvent opter pour des zones localisées de mélange accru, non échantillonnées par les études citées ici.

La deuxième approche de la THC est plus globale et ne fait pas d'hypothèse quant à la nature du forçage. On raisonne en termes de puissance nécessaire pour le moteur de la THC. Munk et Wunsch (1998) et Wunsch et Ferrari (2004) évaluent ainsi l'énergie potentielle nécessaire pour remonter une particule dense des abysses ( $\sim 5000\text{m}$  de profondeur) à une profondeur de  $2000\text{m}$  au travers une stratification typique de ces profondeurs (la variation de densité considérée entre  $5000$  et  $2000\text{m}$  correspondrait à une stratification constante de  $N = 1.7 \cdot 10^{-3}\text{s}^{-1}$ .) et ceci avec la vitesse diapycnale évaluée par Munk (1966) pour des remontées uniformes. Leurs estimations donnent un ordre de grandeur de  $1\text{-}2\text{TW}$ .

Des pistes variées sont explorées pour suppléer la puissance manquante d'un moteur purement diffusif et homogène dans tous les océans. Par exemple, Hughes et Griffiths (2006) considèrent l'entraînement d'eaux environnantes par turbulence dans les plongées Nord. Les  $30\text{Sv}$  considérés par Munk (1966) pour les plongées Nord comportent une partie des eaux entraînées au cours de la plongée. Chaque parcelle d'eau entraînée ne doit alors pas être remontée jusqu'à la surface. Un mécanisme la remontant à sa profondeur initiale suffit à entretenir la THC. Hughes et Griffiths (2006) estiment ainsi une réduction de  $90\%$  de l'énergie nécessaire à la circulation méridienne. Les solutions pour l'instant évoquées ici sont donc : celle d'*un mélange turbulent accru localisé* ou celle d'*une surestimation de la puissance nécessaire à la THC du fait de l'entraînement des eaux au cours des plongées*. D'autre part, Wang et Huang (2005) estiment l'énergie injectée dans l'océan par le vent ou les marées (pour l'instant jamais prise en compte), comme  $10000$  fois plus grande que l'énergie disponible par le forçage thermique de surface. Puis, von Storch et al. (2007) estiment, grâce à un modèle global à très haute résolution, qu'à peu près le tiers de l'énergie apportée par le vent se propage verticalement passant les  $\sim 100$  premiers mètres de surface vers l'océan profond. Face à ces constatations et au fait que la diffusivité moléculaire est trop faible pour entretenir la THC, comme Kal07, on conclut que *vents et marées sont des sources d'énergie nécessaires à un forçage thermique de la THC*. Kal07 tirent la conclusion que *les flux de surface de flottabilité ne conduisent pas la circulation mais en sont des conséquences passives*.

La sous-section suivante discute l'entretien de la THC par forçage thermique, via le *mé-*

*lange diapycnal turbulent* (Figure 1.3, cas 1). On tiendra compte des sources d'énergie extérieures, absentes des expériences de Sandström : le vent et la marée. Le mélange turbulent redistribue la température et engendre des gradients méridiens qui forcent une circulation méridienne. Un deuxième forçage de la THC est cependant évoqué : un forçage mécanique par le vent qui, avec la rotation de la Terre, courbe et remonte les isopycnes en surface par pompage d'Ekman (figure 1.3, cas 2). Les eaux froides sont ainsi directement *remontées en surface de façon isopycnale* et les gradients thermiques méridiens ne sont plus qu'une simple conséquence de la dynamique forcée par le vent. Ce mécanisme qui ne fait pas ensuite l'objet de notre étude sera simplement évoqué dans la dernière section de ce chapitre.

Ces deux types de circulation se différencient par les bilans considérés comme moteurs de la circulation thermohaline. En favorisant un forçage thermique, on considère le bilan de chaleur de l'océan comme moteur. En favorisant le forçage mécanique induit par les remontées isopycnales des eaux par le vent, on favorise un bilan de masse. On verra par la suite que les implications de ces deux dynamiques dans la représentation numérique de la circulation océanique globale ne sont pas anodines.

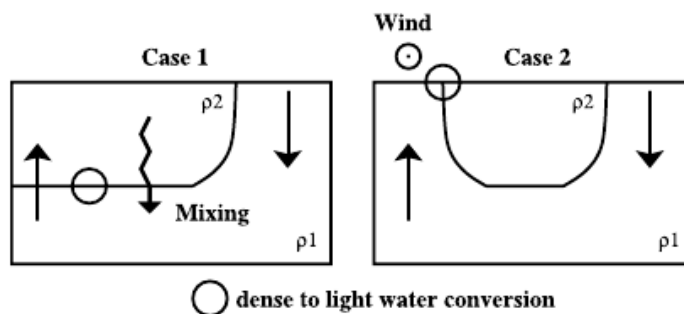


FIG. 1.3: Schémas simplifiés par Kal07 de deux cas extrêmes : mélange diapycnal uniquement (cas1), upwelling forcé par le vent uniquement (cas2). Les schémas représentent des sections méridiennes avec la formation d'eau profonde Nord-Atlantique à droite. La ligne courbe indique la thermocline. Les flèches droites indiquent un transport de masse tandis que celle en zigzag représente un flux de chaleur vers le bas causé par du mélange diapycnal.

### 1.2.3 Mélange diapycnal turbulent

Dans cette partie, on discutera de l'hypothèse où le mélange diapycnal est un moteur de la circulation méridienne en transportant la chaleur de surface jusqu'aux masses d'eaux profondes. Les premières estimations de Stommel et Arons (1960) et Munk (1966) fai-

saient l'hypothèse d'un mélange turbulent homogène dans tout l'intérieur des océans. Pourtant les mesures in situ de microstructures font apparaître des valeurs de diffusivité turbulente totalement non homogènes spatialement. Ces valeurs maximales peuvent être de plusieurs ordres de grandeur supérieures aux diffusions moléculaires de la chaleur et du sel dans l'océan. Ceci indique clairement une origine "dynamique" pour le mélange. Nous présentons des résultats de différentes études de mécanismes de mélange au sein de l'océan. Le premier point illustre la théorie des ondes internes avec leur déferlement à partir de diverse champs de données totalement indépendants. On met en évidence différents mécanismes qui peuvent expliquer certaines inhomogénéités des valeurs de diffusivité diapycnale mais qui restent, comme nous le verrons, inadéquats pour la partie équatoriale. Le deuxième point retrace quelques caractéristiques de fines structures superposées les unes aux autres au sein desquelles tous les gradients sont annulés. Appelé "interleaving" ou "layering", ce phénomène assez localisé peut jouer un rôle non négligeable dans le transport de chaleur.

### 1.2.3.1 Déferlement des ondes internes

Le déferlement des ondes internes est souvent invoqué comme cause principale des échanges diabatiques. Munk et Wunsch (1998) estiment la puissance supportée par les ondes internes : en surface, pour celles générées par le vent, à 1.2TW ; sur toute la profondeur des océans, pour celles générées par les marées, à 0.9TW. Ces apports considérables incitent à explorer leur dynamique et en particulier leur fin de vie (par dissipation ou déferlement). De nombreuses études traquent les causes de déferlement afin de cibler les zones et les efficacités du mélange engendré.

#### • Comment les mesures de microstructures ont-elle permis de paramétriser le mélange dans des mesures plus grande échelle ?

Grâce à des mesures de microstructures dans l'océan (concernant des mesures de vitesses horizontales sur des échelles de l'ordre du centimètre) et moyennant quelques hypothèses d'isotropie de ces échelles, on estime directement le taux de dissipation d'énergie  $\epsilon$  dans le mélange, relié ensuite au coefficient de diffusivité diapycnale :  $\kappa_\rho$ . La problématique principale est que ces mesures directes montrent l'inhomogénéité du mélange océanique. Tout d'abord, le mélange montre une *dépendance avec la verticale*. Polzin et al. (1997) ont mesuré des vitesses turbulentes beaucoup plus fortes près des topographies

que dans l'intérieur d'une colonne d'eau : de  $0.1 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$ , leur estimation du coefficient de diffusivité diapycnal  $\kappa_\rho$  passe à  $5 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$  près des topographies. De même, les expériences de Ledwell et al. (1993) de lâcher de particules dans le bassin du Brésil montrent la même inhomogénéité verticale de la diffusion diapycnale. D'estimations de  $\kappa_\rho = 2-4 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$  à 500m, ils passent à  $\kappa_\rho = 10 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$  plus près du fond. Heywood et al. (2002) notent des diffusivités accrues ( $\kappa_\rho = 39 \pm 10 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$ ) dans la mer de Scotia (de superficie  $7 \cdot 10^5 \text{km}^2$ ) juste à l'Est du passage de Drake. Polzin et al. (1996) et Ferron et al. (1998) tirent les mêmes conclusions de mélange intense sur la topographie ( $\kappa_\rho = 10 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$ ) au-dessus de la fracture Romanche en Atlantique équatorial. Polzin et al. (1997) suggèrent que les ondes internes générées sur le fond déferlent et accroissent le phénomène de mélange. St. Laurent et al. (2002) ont paramétrisé la création d'ondes internes à partir de la marée barotrope, lors de son passage sur une topographie. L'énergie barocline générée est fonction de la hauteur et la structure horizontale de la topographie, et s'atténue en s'écartant du fond. La cartographie des prévisions pour un mélange accru grâce à ce phénomène fait ressortir les zones profondes (Figure 1.4 en bas) et toutes les zones de fractures jusqu'à des profondeurs de 4000m (Figure 1.4 au milieu).

Une autre dépendance spatiale marquante du mélange a été mise en exergue plus récemment : plusieurs auteurs mettent en évidence une forte *dépendance latitudinale de*  $\kappa_\rho$  dans l'intérieur des colonnes d'eau. Hibiya et Nagasawa (2004) et Gregg et al. (2003) ont récolté de nombreuses mesures de microstructures à plusieurs latitudes. Tous deux observent une dépendance latitudinale de  $\kappa_\rho$  et mettent en avant de fortes valeurs de diffusivité entre  $25$  et  $30^\circ N$ . Cette dépendance est largement étudiée dans le cadre des ondes internes. Les mesures de microstructures ont permis de soutenir une paramétrisation du mélange engendré par le déferlement des ondes internes.

Les études qui suivent supposent que le mélange observé par les mesures de microstructures est dû aux interactions des ondes internes puis à leur déferlement. Pour un régime permanent, le flux d'énergie  $\epsilon$  cascading d'échelle en échelle, du forçage vers la dissipation est supposé constant. Tout le problème réside alors dans la mesure ou la paramétrisation de  $\epsilon$ . La paramétrisation proposée comporte deux apports : d'une part, le flux d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles de la dissipation, causé par les interactions entre ondes internes à une latitude de référence de  $30^\circ$ . Il est évalué à partir d'un champ d'ondes internes similaire au champ empirique de Garrett et Munk (1975) (GM) : champ d'ondes internes de gravité non-corrélées, pour la latitude de référence de  $30^\circ$  et dont les



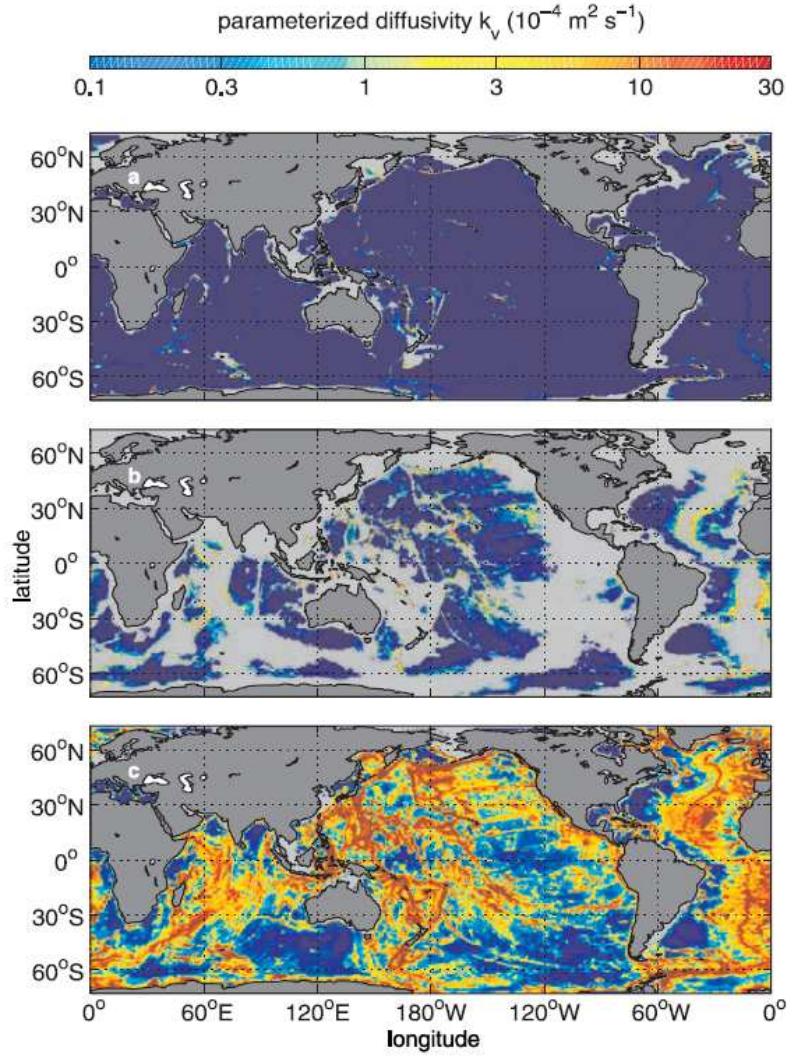


FIG. 1.4: *Estimations par St. Laurent et al. (2002) de la diffusivité turbulente (en haut) à 1000m de profondeur, (au milieu) à 4000m de profondeur et (en bas) dans la couche limite de fond. Sur tous les niveaux, une diffusivité de  $0.1 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$  a été ajoutée aux estimations paramétrisées. Les fonds marins moins profonds que la profondeur considérée sont grisés dans les deux figures supérieures. Pour la figure du bas les régions grisées sont moins profondes que 100m.*

fréquences sont comprises entre  $N$  (fréquence de Brunt-Väisälä) et  $f$ . Les ondes interagissent entre elles, et sur cette base du champ GM, on peut paramétriser un flux d'énergie  $\epsilon_{30^\circ}$  dépendant des cisaillements, de la stratification et des efforts de compression dans l'écoulement. Cette paramétrisation a été largement validée par des études numériques et des observations. D'autre part, le deuxième terme intervenant dans la paramétrisation du mélange par les ondes internes est leur changement de polarisation en fonction de la latitude. En effet, leur nombre d'onde vertical augmente vers l'équateur ( $\frac{k}{m} = \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}}$ , où  $k$  est le nombre d'onde zonal,  $m$  le nombre d'onde vertical,  $\omega$  la pulsation de l'onde,

$f$  le paramètre de Coriolis et  $N$  la fréquence de Brunt-Vaisala). Ainsi, leur cisaillement vertical est de plus en plus petite échelle vers l'équateur. C'est pourquoi une deuxième paramétrisation de la polarisation du spectre GM intervient, paramétrisation justifiée par les mesures de microstructures de Gregg et al. (2003) (Figure 1.5). ***Les mesures de microstructures ont permis ici de valider la paramétrisation du mélange.*** Ensuite, Gregg et al. (2003) obtiennent les coefficients de diffusivité grâce à l'expression de Osborn (1980) :  $\kappa_\rho = 0.2\epsilon/N^2$ . Leur conclusion est que le déferlement des ondes internes induit une latitude privilégiée de mélange aux alentours de  $30^\circ$  mais qu'aucun mélange équatorial ne peut être expliqué par cette théorie puisque le coefficient de diffusivité chute à la diffusivité moléculaire. Sur ce dernier point, ils nuancent cependant la validité de la théorie par la présence de cisaillements verticaux importants. Leur paramétrisation est reprise dans des études faites à partir de champs de vitesse de plus basse résolution que les microstructures (ADCP). Par exemple, Kunze et al. (2006) retrouvent ainsi le maximum de diffusivité aux alentours de  $30^\circ$  (plus marqué pour les eaux au-dessus de 2000m) et la même chute de la diffusivité jusqu'à la diffusion moléculaire à l'équateur. Ils trouvent également un autre maximum aux alentours de  $50^\circ$  (plutôt pour les couches de fond – 2000-4000m –).

o **Remarque** : Cependant, il est à noter que la paramétrisation de Gregg et al. (2003) n'est pas validée dans certaines zones, principalement à l'équateur, où le cisaillement moyen n'est pas nul. Dans ces zones, on ne peut plus appliquer l'hypothèse de GM qui suppose une superposition linéaire d'ondes internes : “we used data from below the seasonal thermocline, where the GM model should apply, and where the mean shear is weak. Owing to the strong mean shear in the main thermocline near and on the equator during Tropic Heat 2, only data from the lower thermocline were used. COARE3 data on the equator were used between 400-640m and 640-890m because we found no significant mean shear”. On note donc ici que ***la paramétrisation proposée***, tout en représentant bien les phénomènes observés aux moyennes latitudes, ***ne semble pas adaptée à l'équateur.***

Sachant qu'une grande partie de l'énergie des ondes internes se situe dans la marée semi-diurne, il est intéressant de recouper ces conclusions avec celles de Tian et al. (2006). Par un jeu de données totalement indépendant (TOPEX/Poseidon), ces derniers auteurs ne considèrent que les flux d'énergie induits par la marée semi-diurne  $M2$ . Ils en

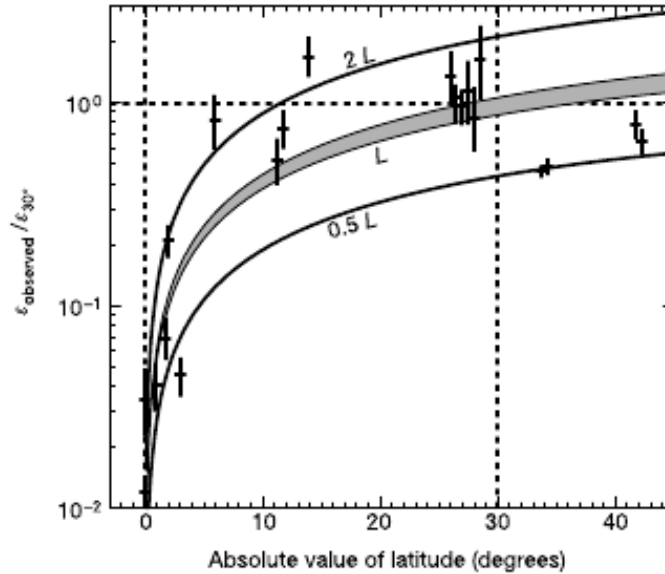


FIG. 1.5: *Figure de Gregg et al. (2003). Réduction du taux de dissipation  $\epsilon$  produit par le déferlement des ondes internes près de l'équateur. L'effet de polarisation prédit pour la latitude de  $30^\circ$  est de 1 puisque le spectre GM est basé sur cette latitude. Le rapport des moyennes de  $\epsilon_{\text{observe}}$  et  $\epsilon_{30^\circ}$  est repéré par des petites barres horizontales. Les extensions verticales repèrent un degré de confiance de 95%. Plusieurs valeurs à une même latitude  $\theta$  repèrent des profondeurs différentes ou des longitudes différentes. La courbe ombrée est  $L(\theta, N)$  pour les différentes fréquences  $N$  rencontrées. Comme la dépendance en  $N$  est faible, la hauteur de la zone ombrée est faible. Les courbes supérieure et inférieure sont deux fois et une demi fois la valeur prédite et les observations restent approximativement entre elles. Les observations confirment ici l'abrupte chute de la dissipation aux moyennes latitudes.*

tirent les mêmes conclusions préalablement exposées, sur les trois océans : le maximum de déferlement et d'énergie transférée aux petites échelles par la marée  $M_2$  sont aux latitudes  $\pm 28.8^\circ$  autour de l'équateur. Considérant également l'énergie apportée par la marée semi-diurne, Hibiya et al. (2006) ont établi une carte des "points chauds du mélange" ("mixing hotspots") sur tout le globe (Figure 1.6). Commenant par établir une relation entre l'énergie de la marée semi-diurne, calculée numériquement sur tout le globe, et les coefficients de diffusivité, estimés grâce à la paramétrisation validée par Gregg et al. (2003) et des profils XCP de vitesse largement répartis latitudinalement, Hibiya et al. (2006) traduisent par sa paramétrisation l'énergie de la marée semi-diurne en coefficient de diffusivité.

Les différentes études présentées corroborent le fait que *les ondes internes de gravité, par leur déferlement, créent des zones privilégiées de mélange situées aux*

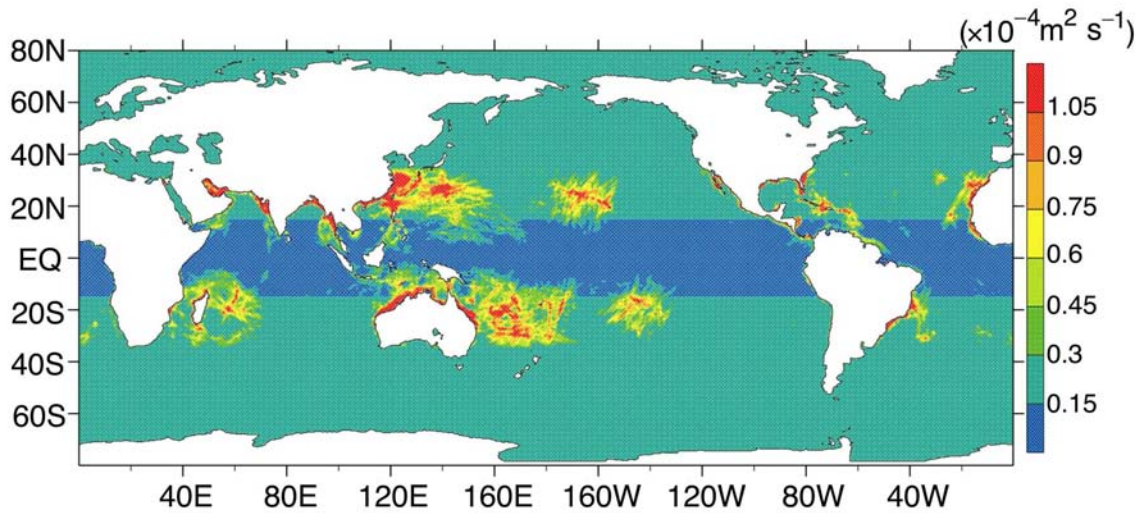


FIG. 1.6: *Distribution globale du coefficient de diffusivité diapycnal calculé par Hibiya et al. (2006) à partir d'une estimation numérique de l'énergie de la marée semi-diurne globale. Il relie empiriquement cette énergie au mélange qu'il évalue pour plusieurs profils XCP, répartis sur le globe en considérant les profondeurs comprises entre 950 et 1450m, à partir de la paramétrisation de Gregg et al. (2003). Les points chauds du mélange sont en rouge, situés entre  $\pm 20^\circ$  et  $30^\circ$  de latitude.*

*latitudes critiques* de  $\pm 30^\circ$ . Le paragraphe qui suit propose plusieurs mécanismes pour expliquer cette observation.

- **Interprétation de la dépendance latitudinale du déferlement des ondes internes**

La *génération* des ondes internes de gravité a principalement deux sources : le vent et les marées.

Le forçage par le vent le long des latitudes de tempête en hiver ( $\sim 50^\circ$ ) est reconnu pour être une source majeure d'énergie pour les ondes internes. Nagasawa et al. (2000) montrent que les ondes inertielles internes (à bas mode vertical) excitées en hiver aux moyennes latitudes en hiver se propagent vers l'équateur jusqu'à environ  $20^\circ N$ . Elles se trouvent alors avoir une fréquence double de la fréquence inertielle locale  $f$ . De même, à  $28.8^\circ$ , la fréquence des ondes internes de la marée semi-diurne ( $M_2$ ) (Hibiya et Nagasawa, 2004; Gerkema et al., 2006) est  $2f$ . Dans les deux cas, les conditions sont favorables pour développer l'instabilité Inertielle Paramétrique Subharmonique (PSI). Le déclenchement de la PSI peut alors transférer l'énergie vers l'échelle de la dissipation.

Pour la PSI, Gerkema et al. (2006) estiment dans un modèle non hydrostatique 2D, le

taux de croissance sur un rayon d'onde interne semi-diurne, à deux jours. C'est un taux de croissance élevé qui permet à l'instabilité de se développer près du lieu de génération. D'une part, l'énergie disponible pour le mélange y est plus élevée puisque l'onde n'aura pas encore perdu d'énergie vers ses harmoniques lors de réflexions sur des parois. Mais, d'autre part, l'instabilité y sera d'autant plus efficace que l'onde est énergétique. En effet, Koudella et Staquet (2006) ont montré que son taux de croissance dépendait de l'énergie de l'onde déstabilisée. Ces deux phénomènes accentuent la croissance de la PSI. Ainsi, Hibiya et al. (2006), cité plus haut, interprètent la paramétrisation de l'énergie libérée de la marée  $M2$  vers le mélange qu'ils établissent, sur la théorie de la PSI.

Quant au pic de diffusivité que Kunze et al. (2006) observent à  $50^\circ$  (Figure 1.7), mais pour des profondeurs bien plus importantes (2000-4000m). Danioux et al. (2008) suggèrent une propagation verticale très rapide des ondes quasi-inertielles forcées par le vent jusqu'à des profondeurs de l'ordre de 3000m, propagation qui est influencée par les tourbillons mésoéchelles. En profondeurs, les ondes sont affectées par un mécanisme de résonance (Danioux et Klein, 2008) qui fait apparaître des fréquences supérieures ou égales à  $2f$ . De ce fait, leur énergie est susceptible d'être convertie, en profondeur, directement sous les zones de forçage par le vent, en mélange par la PSI.

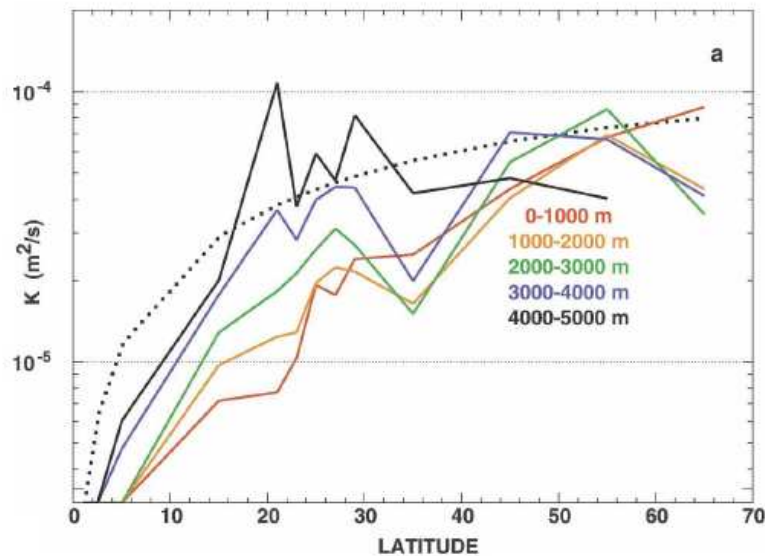


FIG. 1.7: Dépendance latitudinale du coefficient de diffusivité en fonction de la profondeur (Kunze et al., 2006). Calculs à partir de profils ADCP(LADCP)/CTD échantillonnés au sein de tous les océans. La courbe pointillée noire est la dépendance latitudinale proposée par Gregg et al. (2003).

**• Ce qu’il faut retenir pour l’équateur**

On s’intéressera par la suite à la zone équatoriale. Que retenir donc de ces considérations pour la zone équatoriale plus spécifiquement ?

L’équateur est une zone très riche en cisaillements (on décrira plus tard la dynamique des jets zonaux équatoriaux) qui, par ce fait, ne se prête a priori ni à une analyse basée sur l’interaction des ondes internes dont la paramétrisation a été établie à partir d’un champ d’ondes internes non-corrélées de GM, ni, peut-être, avec une moindre erreur, aux mesures de microstructures qui calculent des diffusivités en supposant l’isotropie 3D des vitesses mesurées uniquement sur l’horizontale. Ce qu’on peut finalement conclure est que *le mélange équatorial, s’il existe, n’est sans doute ni bien représenté par les calculs directs de microstructures, ni correctement paramétrisé par la théorie des ondes internes*. Notre étude équatoriale, plutôt que de se placer dans une zone de faible mélange comme le supposent ces théories, se situe dans une zone mal paramétrisée par les théorie d’ondes internes.

**1.2.3.2 Intrusions thermohalines océaniques**

D’autres mécanismes de mélange diapycnaux possibles dans l’océan sont regroupés sous les appellations “intrusions thermohalines”, “interleaving” ou “layering”. Dans différents endroits de l’océan, des profils de densité (par exemple) mettent en évidence très clairement de fines couches (10-100m) homogénéisées, superposées les unes aux autres. Elles sont généralement cohérentes sur quelques degrés de latitude et longitude. Leur localisation fréquente près de fronts horizontaux océaniques a permis de les mettre en lumière de façon très spectaculaire.

La Figure 1.8, adaptée de Richards et Banks (2002) et Richards et Edwards (2003), illustre très bien ce dernier point. Le champ de salinité montre des intrusions d’un côté à l’autre du front. Les perturbations de ce champ représentent les couches superposées. L’impression de pénétration des caractéristiques de part et d’autres d’un fort gradient a donné lieu aux appellations d’“intrusions thermohalines” ou d’“interleaving” sans pour autant affirmer que le mécanisme sous-jacent à la formation de ces couches était dû à un gradient latéral. d’Orgeville et al. (2004) observent également ce genre de phénomène en repérant les zones de très faible stratification du champ de densité (Figure 1.9) et préfèrent l’appeler “layering”. C’est cette dernière appellation qu’on préférera conserver pour nos propres observations équatoriales. Nous le justifierons dans le chapitre 4.



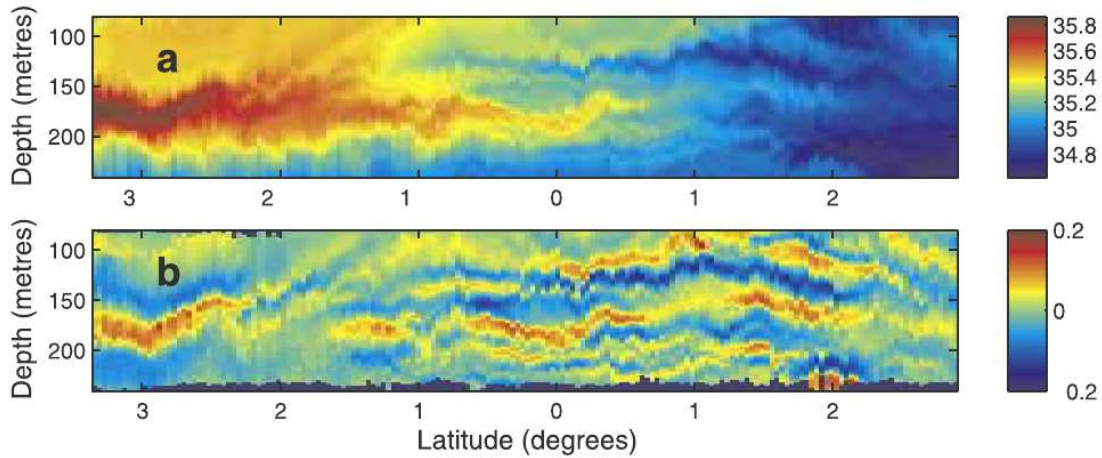


FIG. 1.8: Section méridienne à  $165^\circ E$  (Richards et Edwards, 2003) de salinité (a) et d'anomalie de salinité (b). Notons les structures importantes d'interleaving alternant des couches salées et des couches peu salées sur la verticale avec une échelle de  $O(10m)$  et s'étendant sur une échelle méridienne de  $O(100km)$ .

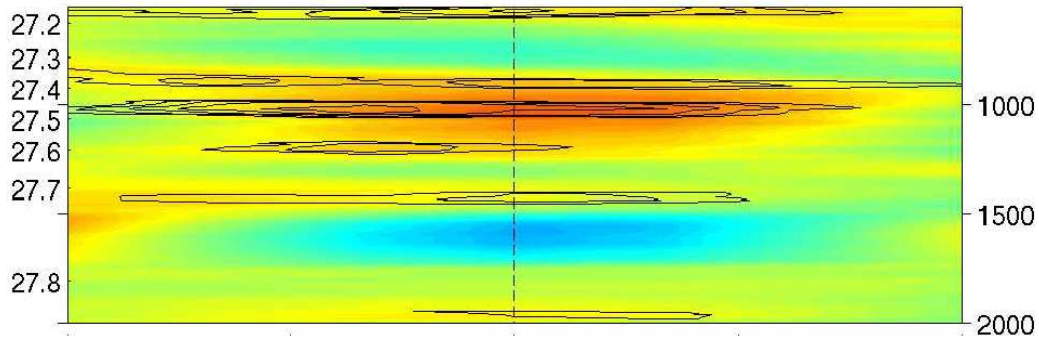


FIG. 1.9: Section méridienne à  $10^\circ W$  entre  $1^\circ S$  et  $1^\circ N$  (EQUALANT2000). La couleur représente la courbure du moment cinétique  $\partial_{yy}M)_\rho$ . La barre de couleur est en  $\beta = 2.3 \cdot 10^{-11} m^{-1} s^{-1}$ . L'axe de gauche repère la densité potentielle ( $kg/m^3$ ) et l'axe de droite repère les profondeurs équivalentes (m). Les contours noirs entourent les forts gradients verticaux de densité, séparant deux zones très peu stratifiées.

### • Observations

De nombreuses observations de couches homogènes superposées sur la verticale sont faites partout dans les océans. Pour une revue conséquente de ces observations, on pourra se référer à Ruddick et Richards (2003). Cependant, pour la compréhension ultérieure des mécanismes de formation invoqués, il est intéressant ici de répertorier dans quels contextes

ces couches homogènes ont été observées.

On en trouve, par exemple, aux moyennes latitudes dans les zones de fronts : *sous la veine d'eau méditerranéenne* où de l'eau chaude et salée sort sur une eau plus froide et moins salée (Tait et Howe, 1968; Howe et Tait, 2006). Le même cas de figure se présente au Nord Ouest de l'Atlantique tropical près des îles Barbades où se trouve une zone de confluence des eaux salées à 150m (Subtropical Underwater) sur les eaux atlantique intermédiaires, plus douces, à 750m. Une large campagne a eu lieu dans cette zone, quadrillant la région de mesures de microstructures. Schmitt et al. (1987) trouvent des marches d'escalier dans les profils de température avec des zones homogènes de 5 à 30m d'épaisseur. La Figure 1.10 montre une vision 3D de ces profils. La cohérence latérale des marches d'escalier montre des couches qui s'étendent jusqu'à près de 100km. Ces deux cas de figure présentent des fronts thermohalins horizontaux avec une eau chaude et salée surplombant une eau froide et peu salée.

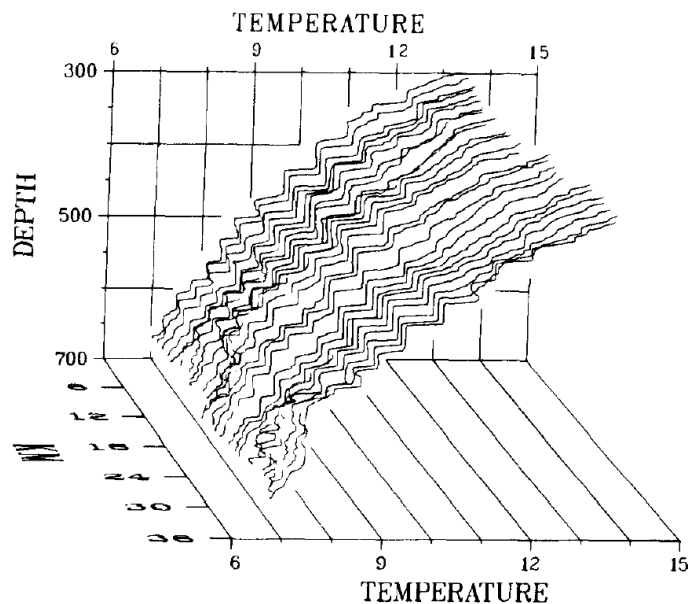


FIG. 1.10: Vue 3D de profils de température à partir des données CTD tow-yo de Schmitt et al. (1987). Le profil le plus en arrière-plan est le plus au Sud. Chaque profil est séparé du suivant par 1.3km dans la direction Nord. La distance totale parcourue par le bateau pour cette vue 3D est de 33km.

Sur *un courant de pente* en Nouvelle Ecosse, Horne (1978) trouve des intrusions cohérentes sur plusieurs kilomètres de façon trans-frontale et au moins 17km le long du front. Les fronts autour desquels se développent les intrusions sont verticaux et cohabitent ici avec des cisaillements horizontaux de vitesse le long du front. Dans la *zone de convergence du front polaire Antarctique*, Toole (1981b) a analysé l'interleaving,



apparaissant sur 5 à 10km au travers du front, qui peut avoir un impact important sur les flux de chaleur et la circulation thermohaline.

A la *périphérie de meddies*, autre cas de figure où deux masses d'eau entrent en contact franc en créant des fronts verticaux thermohalins et supportant des cisaillements horizontaux de vitesse, on peut souvent observer des intrusions trans-frontales (May et Kelley, 2002). Au-dessous de tourbillons chauds (par exemple pour des tourbillons des Aiguilles dans l'Atlantique Sud (Arhan et al., 1999)), ou au-dessus de tourbillons froids (par exemple des lentilles profondes froides d'eau circumpolaire dans le bassin d'Argentine (Arhan et al., 2002)), pour des fronts thermohalins horizontaux et des cisaillement de vitesse verticaux, le phénomène de fines couches homogènes est encore présent.

Autre cas de figure où des structures de couches mélangées sont repérées : Neshyba et al. (1971) décrit des structures d'interleaving dans les mesures CTD *sous un iceberg*. Cette observation est analogue à d'autres observations sous des endroits de fonte de glace où de l'eau froide et douce se retrouve sur de l'eau chaude et salée.

Enfin, le problème qui nous intéressera par la suite est la présence de ce phénomène *aux basses latitudes*. Repéré au début des années 80 par Toole (1981a) dans la zone Est du Pacifique équatorial, il se trouve également dans le centre du bassin équatorial Pacifique (McPhaden, 1985), et dans l'Ouest de ce même bassin (Richards et Pollard, 1991). Ces derniers, puis plus tard Banks (1997) et Richards (1998) montrent que les structures de couches sont cohérentes sur plusieurs degrés en latitude, excédant largement les caractéristiques des couches mélangées repérées aux moyennes latitudes (Figure 1.8). Lee et Richards (2004) mettent en évidence la structure 3D des couches grâce à des sections zonales à l'équateur et à 1°30'N. Ils repèrent des ordres de grandeur de O(20m) sur la verticale, O(200km) en latitude et O(1000km) de façon zonale. En Atlantique équatorial, d'Orgeville et al. (2004) repèrent le layering sur toute la profondeur de la colonne d'eau, et Dengler et Quadfasel (2002) font la même observation dans l'océan Indien équatorial.

#### • Flux de chaleur associés

Dès lors que le phénomène de couches homogénéisées s'étend sur quelques degrés de part et d'autre d'un front thermohalin, il est associé à un flux de chaleur. Les eaux chaudes cèdent de la chaleur aux eaux froides et les fronts ou les tourbillons s'érodent. Daniault et al. (1994) montrent ainsi l'érosion de l'eau méditerranéenne sortant de Gibraltar avec

une forte identité en température et salinité, perdant peu à peu ses caractéristiques en se propageant vers le Nord. Les flux de chaleur mis en jeu sont particulièrement intéressants à estimer quand on garde à l'esprit la dynamique thermique de Sandström. La chaleur apportée des couches chaudes de surface vers les couches froides de fond par des mécanismes diapycnaux comme ceux régissant les intrusions, peut devenir motrice de la large boucle convective de la THC. On notera au passage que le layering équatorial est présent de la surface jusqu'au fond et peut dans cette idée être un relai de la diffusion thermique sur toute la profondeur.

Joyce (1977) présente un modèle théorique pour les flux horizontaux de chaleur. Il considère un équilibre entre l'advection du front par les échelles du layering et une diffusion diapycnale des petites structures. Il décompose ainsi le champ grande échelle  $\bar{T}$  qui présente un front de température horizontal et le champ des petites structures développant des intrusions trans-frontales  $\tilde{T}$  avec une vitesse  $\tilde{u}$  associée. Si on note  $\kappa_T$  la diffusion turbulente diapycnale, cet équilibre se traduit par l'équation suivante :

$$\tilde{u}\tilde{T}\frac{\partial\bar{T}}{\partial X} = \kappa_T\left(\frac{\partial\tilde{T}}{\partial Z}\right)^2. \quad (1.8)$$

Des données CTD permettent d'évaluer les champs  $\bar{T}$  et  $\tilde{T}$ . Soit en considérant  $\kappa_T$  constant (à  $10^{-4}m^2/s$ ), soit en y ayant accès par des mesures de microstructures, le modèle de Joyce (1977) permet d'estimer le flux latéral de chaleur  $\tilde{u}\tilde{T}$  dû aux intrusions. Toole (1981b) discutent de la nécessité d'observations supplémentaires des intrusions au travers du front polaire antarctique pour pouvoir vérifier le modèle statistique de Joyce (1977). Mais ils notent l'importance que peut avoir l'interleaving dans la diffusion latérale. En se basant sur ce modèle, ensuite, plusieurs études estiment les flux méridiens de chaleur et de sel causés par l'interleaving. Ils prédisent tous une augmentation de la diffusivité tourbillonnaire. Par exemple, Richards et Banks (2002) ou Colin de Verdière et al. (1986) calculent respectivement des valeurs de  $2.10^3m^2/s$  dans la zone de cisaillement du sous-courant équatorial (EUC) et  $5.10^2m^2/s$  en moyenne, dans un champ tourbillonnaire en sortie de Gibraltar. De plus, Pezzi et Richards (2003) montrent que l'effet des échanges de chaleur trans-frontaux induit par l'interleaving peut réduire le biais froid équatorial souvent présent dans les GCMs et limite la vitesse de l'EUC. L'interleaving qui augmente la diffusivité horizontale n'est pas toujours assez bien résolu pour être représenté dans les modèles. Or, l'EUC résulte d'un équilibre impliquant la diffusivité turbulente et les forces de gradient de pression. Il est alors important de bien paramétriser les effets diffusifs : la dynamique de l'EUC en portera les conséquences. L'étude phénoménologique de petites

structures telles que l'interleaving s'en trouve justifiée.

- **Différents mécanismes de formation de petites structures verticales**

#### DOUBLE-DIFFUSION

Le premier mécanisme invoqué pour expliquer ce phénomène d'interleaving à la fois très spécifique et observé dans des zones très variées fut la double diffusion. Cette instabilité croît sur des fronts thermohalins et est créée par une différence de diffusivité entre la température et le sel. Deux types de régime caractérisent cette instabilité : la double-diffusion par doigts de sels ou la double-diffusion par diffusion convective (Turner, n.d.). Pour les fronts thermohalins horizontaux cités plus haut, le régime de doigts de sel se développe à la frontière d'une eau chaude et salée surplombant une eau froide, moins salée, créant des profils en marche d'escalier. C'est le cas sous les meddies ou tourbillons chauds, mais aussi au dessus des tourbillons froids (Arhan et al., 2002). Ce type d'instabilité crée des zones homogènes de 30-50m au maximum. La diffusion convective crée des couches plus fines encore pour des fronts séparant une eau froide et douce au-dessus d'une eau chaude et salée (zones de fontes de glace).

Pour des fronts thermohalins verticaux, la diffusion peut encore jouer pour amplifier des perturbations trans-frontales. Les premiers modèles expliquant cet interleaving ne tiennent compte que de fronts thermohalins dont les gradients horizontaux de température et de salinité se compensent exactement. Les isopycnes restent horizontales, confondues aux iso-géopotentielles. Ainsi, Stern (1967) développe le premier modèle théorique pour un front vertical infiniment large, constant sur la verticale. Des perturbations trans-frontales de sens alternés sur la verticale (flèches blanches du schéma 1.11) mettent de l'eau chaude et salée au-dessus d'eau froide peu salée, et vice-versa. Dans la première configuration, se développe l'instabilité des doigts de sel ; dans la seconde, on est dans le cas de la diffusion convective. Les deux ont un flux de densité contre-gradient (effet du mélange). Par contre, leur intensité est différente. La convergence de ces flux accentue la formation de l'interleaving. Le schéma 1.11 illustre un cas où les flux dus aux doigts de sels dominant. Dans le front polaire Antarctique, Toole (1981*b*) soutient par exemple l'idée d'interleaving créé par de la double-diffusion dominée par les doigts de sel. L'échelle typique de cet interleaving est d'une centaine de mètres. En périphérie d'un Meddy, May et Kelley (2002) trouvent un régime dominé par les doigts de sel dans la région basse et

l'autre forme de double de diffusion pour la région haute du Meddy.

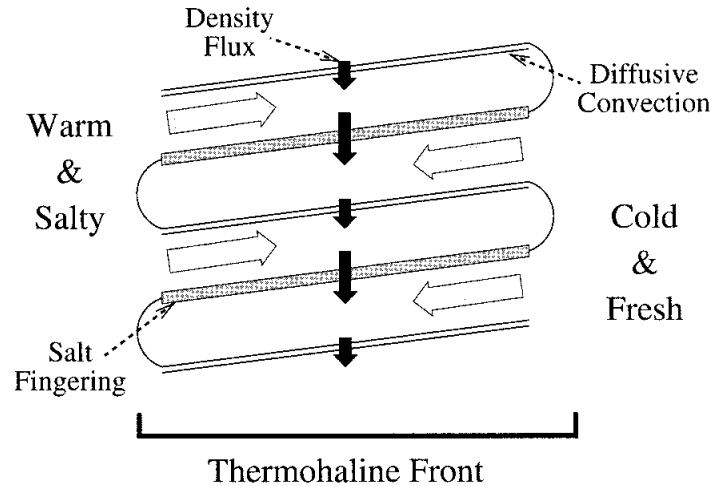


FIG. 1.11: Vue de côté de l'interleaving double-diffusif (May et Kelley, 1997). Les flèches blanches indiquent les mouvements latéraux de l'interleaving engendrés par la variation sur la profondeur des flux de densité de la double-diffusion (flèches noires verticales). Si la formation de doigts de sels est la forme prépondérante de la double diffusion (comme sur le schéma), l'eau chaude et salée monte quand elle traverse le front.

#### DOUBLE-DIFFUSION ET INSTABILITÉ BAROCLINE

Le cas où les fronts thermique et halin ne se compensent pas exactement sont plus probablement présents dans l'océan. Alors, peuvent apparaître d'autres instabilités. Par exemple, l'instabilité décrite par McIntyre (1970) peut croître sur un front barocline. Cette instabilité est similaire à la double-diffusion mais repose cette fois sur la différence des mélanges de quantité de mouvement et de masse. D'autres instabilités de cisaillements peuvent également apparaître. On les détaillera dans le paragraphe suivant puisqu'elle peuvent aussi intervenir dans la formation de ces structures de fines couches superposées sur la verticale. May et Kelley (1997) étudient uniquement la croissance d'interleaving double-diffusif en concurrence avec l'instabilité barocline, mais cette fois dans un milieu cisailé dans une direction horizontale et sur la verticale, avec donc des isopycnes non-horizontales. La croissance de l'interleaving s'en trouvera modifiée. On peut en avoir une première intuition en regardant la Figure 1.12. En effet, dans ce cas de figure avec des isopycnes penchées de telle façon qu'elles augmentent la stratification au sein des couches de l'interleaving, on peut s'attendre à ce que le champ de densité freine la croissance d'interleaving double-diffusif. Leur première conclusion est que l'interleaving ne se développera plus exactement de façon trans-frontale : suivant le taux de croissance de

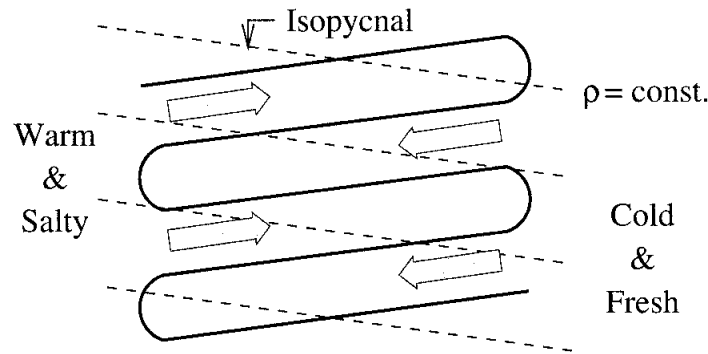


FIG. 1.12: Dans le cas du front barocline schématisé, les pentes isopycnales accroissent le gradient de densité au travers les couches de l'interleaving et ainsi, s'opposent à ses mouvements (May et Kelley, 1997).

l'instabilité et la force du cisaillement, l'interleaving aura plus ou moins le temps de se développer avant de tourner à cause du cisaillement. La deuxième conclusion de cette étude est que suivant les pentes isopycnales, l'instabilité barocline peut soit amplifier l'interleaving double-diffusif, voir remplacer la double-diffusion dans sa formation, soit le limiter (exemple de la Figure 1.12) jusqu'à l'annuler (cf calculs de May et Kelley (1997) des taux de croissance dans différents cas limites). En effet, dans le cas exposé plus haut où les isopycnes restent horizontales, May et Kelley (1997) montrent avec leur modèle théorique que l'interleaving se développe avec des pentes comprises entre l'horizontale et la pente de l'isohaline (Figure 1.13). Dès que les isopycnes ne sont plus horizontales, l'instabilité barocline tendra à faire croître l'interleaving avec des pentes entre l'horizontale et une isopycne. Elle peut ainsi soit aller dans le sens de la double-diffusion en amplifiant son action, voire en la remplaçant dans la formation de couches, soit la contrer.

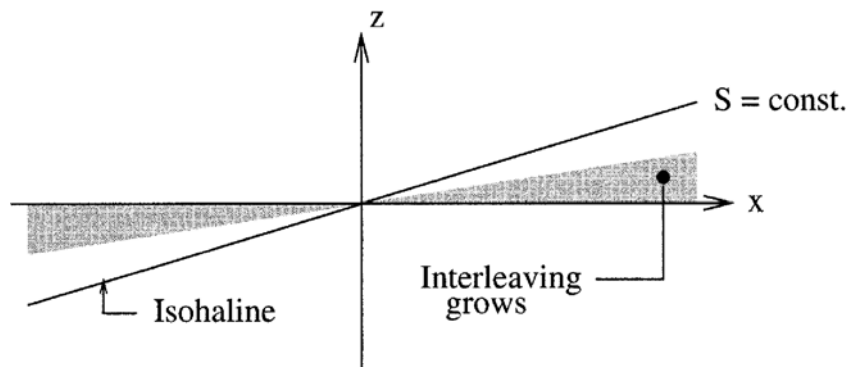


FIG. 1.13: Schéma de May et Kelley (1997) illustrant en grisé la zone des pentes des couches de l'interleaving quand les isopycnes sont plates.

Les observations nous ont, de plus, apporté beaucoup d'exemples d'intrusions thermohalines dans des zones de courants très cisailés. Or, une très large panoplie d'instabilités peut également se développer dans un fluide cisailé, et souvent, comme on en discutera plus tard, avec des taux de croissance bien plus élevés que celui de la double-diffusion. Mais, en premier lieu, on présente dans ce paragraphe différentes instabilités autres que double-diffusive qui peuvent se développer suivant les conditions initiales de cisaillement du fluide géophysique.

Stone (1966) étudie, par exemple, la compétition entre les instabilités qui peuvent croître dans un champ 3D, à partir d'un champ de base avec uniquement une vitesse zonale cisailée sur la verticale  $u(z) \propto z$ , en équilibre de vent thermique (avec donc un champ de densité cisailé en  $z$  et  $y$ ). Il définit une perturbation avec une phase  $\phi = \sigma t + kx + \lambda y$ , avec  $\sigma$  le taux de croissance,  $k$  le nombre d'onde zonal et  $\lambda$  le nombre d'onde méridien. Dans un plan  $k$ - $\lambda$ , il repère ses différentes études perturbatives et les différentes instabilités se développant (Figure 1.14). Discuter de cette étude autour de la Figure 1.14 nous permet d'appréhender une forme de l'instabilité inertielle, comme on la définira au cours de ce paragraphe, et justifier son importance pour la suite de notre travail.

L'axe des ordonnées est défini par  $k = 0$ , c'est à dire pour les instabilités qui se développent de façon zonalemment symétrique. Un premier maximum de taux de croissance est repéré sur cet axe pour  $\lambda \rightarrow \infty$ , soit pour des structures extrêmement fines en  $y$ . Il s'agit de ce qu'on définira plus tard sous le terme générique d'*instabilité inertielle* zonalemment symétrique. Elle se développe pour  $Ri < 1$ , avec  $Ri$ , le nombre de Richardson tel que  $Ri = N^2/u_z^2$ . Le taux de croissance est maximal en fluide non visqueux pour les nombres d'onde verticaux infinis (Dunkerton, 1981). En milieu stratifié tournant nombres d'onde horizontal et vertical sont étroitement liés par le rayon de déformation. Les conclusions de Stone (1966) et Dunkerton (1981) se rejoignent donc. Ce type d'instabilité crée des cellules de circulation dans un plan  $y, z$  qui sont indépendantes de  $x$ . Les fronts de densité initialisés avec des gradients en  $y$  et  $z$  tendent à être homogénéisés au sein de ces cellules (en bleu sur le schéma 1.15).

Sur l'axe des abscisses, les instabilités représentées n'ont pas de dépendance en  $y$ . Un premier maximum du taux de croissance est atteint pour un  $k$  fini et un  $Ri > 0.75$ . L'*instabilité barocline* se développe. C'est une instabilité qui crée des mouvements trans-frontaux en  $y$  et  $z$ , oscillant en  $x$ . Sa façon d'annuler le cisaillement qui la déclenche

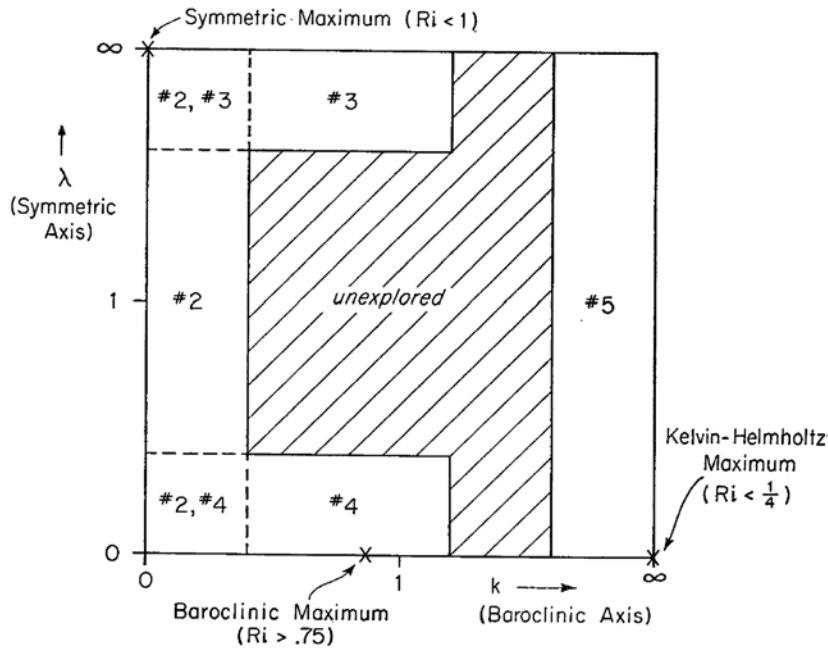


FIG. 1.14: Diagramme schématisique de Stone (1966) dans le plan  $k$ - $\lambda$ , où  $k$  est un nombre d'onde zonal et  $\lambda$  un nombre d'onde méridien. Il montre les différentes régions atteintes par ses calculs perturbatifs pour différents cas. La localisation de trois maxima du taux de croissance est indiquée par des croix avec les intervalles de  $Ri = N^2/u_z^2$ , le nombre de Richardson, pour lesquels ils existent.

ne dépend plus de  $z$  comme dans le cas de l'instabilité inertielle mais de  $x$  (en orange sur le schéma 1.15).

L'instabilité inertielle évoquée ici résulte d'un cisaillement vertical de vitesse zonale trop fort face à la rotation planétaire, l'instabilité barocline résulte d'une condition assez similaire dans le sens où le gradient méridien de densité prend le pas sur la rotation (or ce gradient est intimement lié à  $u_z$  par la relation du vent thermique). Si maintenant  $u_z$  prend le dessus par rapport à la stratification  $\rho_z$ , c'est l'*instabilité de Kelvin-Helmholtz* qui est déclenchée dès que  $Ri < 1/4$ . Stone (1966) place son maximum de taux de croissance pour des nombres d'onde zonaux infinis. Cette instabilité développe des rouleaux indépendants de  $y$  ( $\lambda = 0$  pour le taux de croissance maximal), avec une périodicité en  $x$ . Les cellules dans lesquelles le champ de densité est susceptible d'être homogénéisé et le gradient initial responsable de l'instabilité susceptible d'être annihilé est maintenant dans un plan  $x, z$  (en rouge sur le schéma 1.15).

Le résultat des calculs du taux de croissance des instabilités dans les différents régimes considérés (zones numérotées du schéma de la Figure 1.14) est que finalement, pour des  $Ri > 0.95$ , l'instabilité barocline a les taux de croissance les plus élevés. Pour des régimes où  $1/4 < Ri < 0.95$ , l'instabilité inertielle zonalement symétrique est la plus rapide à

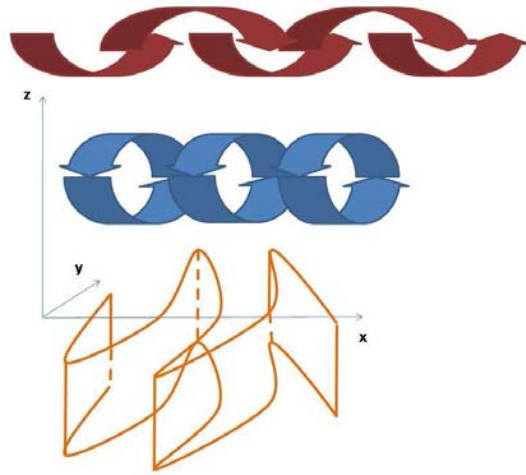


FIG. 1.15: Schéma 3D des mouvements suivis par les particules dans les instabilités étudiées par Stone (1966). En rouge, Kelvin-Helmholtz; en bleu, l'instabilité symétrique; et en orange, l'instabilité barocline.

croître, et ensuite, dès que  $Ri < 1/4$ , Kelvin-Helmholtz se développe la première.

Les couches homogènes peuvent en fait être créées à l'intérieur des cellules développées dans l'instabilité inertielle ou l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Dengler et Quadfasel (2002) qui repèrent dans l'océan indien des couches de très faible stratification sur une échelle verticale de 15 à 50m dans les 2000 premiers mètres de la colonne d'eau les corrèlent à de faibles nombres de Richardson. Elles sont probablement liées soit à l'instabilité inertielle, soit à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

L'*instabilité inertielle* évoquée plus haut se replace dans un contexte plus générale d'une instabilité centrifuge. D'abord développée par Rayleigh (1917) dans le cadre d'une instabilité se développant entre deux cylindres tournant à des vitesses telles le gradient de moment cinétique n'équilibre plus le gradient de pression. Hoskins (1974) reprend cette étude dans le cas d'un fluide géostrophique, traduisant la condition de Rayleigh (1917) par le déplacement méridien du maximum de moment cinétique en dehors de l'équateur. Cette condition peut également s'écrire comme  $fQ < 0$ , avec  $f$  le paramètre de Coriolis et  $Q$  la vorticité potentielle de l'écoulement. L'instabilité qui se développe est zonalement symétrique, c'est à dire qu'elle ne dépend pas de la direction zonale. Pour un écoulement zonalement symétrique, ce critère est redéveloppé sur l'exemple de Hua et al. (1997) dans l'appendice du chapitre 4. Dans leur étude, Hua et al. (1997) réconcilient les critères d'instabilité de Hoskins (1974) invoquant un gradient méridien  $\bar{u}_y$  de la vitesse zonale de l'écoulement moyen, de Stevens (1983) qui y rajoute la courbure  $\bar{u}_{yy}$  de la vitesse



zonale de l'écoulement moyen et de Stone (1966) qui repère le même type d'instabilité zonalement symétrique, mais avec uniquement un cisaillement vertical  $\bar{u}_z$  de la vitesse zonale de l'écoulement moyen.

Dans le chapitre 4, on développe la condition d'instabilité inertielle pour un écoulement moyen se développant comme :  $\bar{u}(y, z) = \bar{u}(z) + \bar{u}_y|_{y=0}y + \bar{u}_{yy}|_{y=0}y^2/2$ , sensé représenter l'écoulement des jets équatoriaux. On verra que le critère d'instabilité se traduit finalement par :

$$f^2 - f\bar{u}_y|_{y=0} - f^2\left(\frac{\bar{u}_{yy}|_{y=0}}{\beta} + \frac{\bar{u}_z^2}{N^2}\right) < 0. \quad (1.9)$$

(a)                      (b)                      (c)

Pour des cisaillements ne dépendant pas du temps, on a déjà cité l'instabilité créée par un cisaillement vertical de  $\bar{u}$  (Stone, 1966). L'équation (4.5) montre que sa condition est  $Ri = \frac{N^2}{\bar{u}_z^2} < 1$ . Ensuite, si les jets sont décalés de l'équateur, ils peuvent aussi présenter un cisaillement méridien équatorial. Pour les latitudes telles que :  $y < \bar{u}_y|_{y=0}/\beta$ , l'instabilité inertielle se développe (Hoskins, 1974). Mais, on voit par là qu'elle ne se développe que d'un seul côté de l'équateur, dépendant du signe du cisaillement. Cette asymétrie n'est pas toujours corroborée par les observations. Natarov et al. (2008) étudient ce type d'instabilité dans le cas de l'EUC qui peut se déplacer de l'équateur de  $\sim 1^\circ$ . Plus généralement pourtant, les jets qui existent sur toute la colonne d'eau des bassins équatoriaux sont centrés à l'équateur. Ils présentent alors une courbure méridienne  $\bar{u}_{yy}$ . Quand cette courbure est supérieure à  $\beta$ , l'écoulement est instable. Si la courbure du jet est positive sans être suffisante pour déclencher l'instabilité, elle peut tout au moins abaisser le seuil de déstabilisation (par exemple lors du passage d'une onde cisillée qui la déclencherà). Si la courbure du jet est négative, elle hausse le seuil d'instabilité. Stevens (1983) montre que le terme de courbure se comporte dans les équations du mouvement comme  $\beta$ . Il regroupe alors ces deux termes en un  $\beta$  effectif tel que  $\beta_{eff} = \beta - u_{yy}$ . Prenons l'exemple d'un jet vers l'Ouest.  $\bar{u}_{yy}$  est positif.  $\beta_{eff}$  est donc réduit et l'effet stabilisateur de  $\beta$  amoindri. Les jets vers l'Ouest favorisent l'instabilité inertielle, voire, la déclenchent. Au contraire, les jets vers l'Est accroissent l'effet stabilisateur de  $\beta$ .

Pour une onde cisillée méridionnalement, son cisaillement  $u_y(t)$  peut être instable momentanément pour un côté de l'équateur. Par contre, au cours de la propagation de l'onde,  $u_y(t)$  évolue et change de signe jusqu'à devenir instable de l'autre côté de l'équateur. Cette instabilité est appelée instabilité inertielle subharmonique paramétrique (PSII). Elle fait l'objet de plusieurs études : d'Orgeville et al. (2004), d'Orgeville et Hua (2005), Natarov

et al. (2008) et elle est caractérisée par une sélection de l'échelle verticale, non visqueuse, des perturbations développées.

Les champs de vitesses équatoriaux étant propices à ce genre d'instabilité, comment discriminer la signature de l'instabilité inertielle de celle de la double-diffusion ? Richards (1991) montre que les échelles verticales et horizontales observées près de l'EUC sont cohérentes avec l'interleaving dû à l'instabilité de double-diffusion. Mais, les travaux suivants de Edwards et Richards (1999) et Richards et Banks (2002) démontrent que l'instabilité inertielle aurait également des caractéristiques similaires, rendant difficile la conclusion quant au mécanisme de formation des fines structures équatoriales. Kuzmina et Lee (2005) développent une théorie dans laquelle ils tiennent compte des mécanismes de double-diffusion aussi bien que d'instabilité inertielle causée par les différentes composantes  $:u_{yy}, u_y, u_z$  du champ de vitesse. Ils appliquent ces estimations au cas concret de l'EUC et en tirent la conclusion que les structures d'interleaving dans la partie basse de l'EUC où le cisaillement vertical est faible sont principalement dues au cisaillement horizontal  $u_y$ . La double-diffusion augmente la croissance des modes instables sans pour autant être le mécanisme prédominant.

#### ONDES INTERNES

Certains auteurs cherchent l'explication des couches mélangées par les ondes internes de gravité. Beal (2007) écarte la double-diffusion comme instabilité motrice de l'interleaving observé dans le courant des Aiguilles. Ses caractéristiques spatiales sont d'une part trop loin de celles qui auraient le taux de croissance maximal, et, d'autre part, le taux de croissance estimé pour les structures observées est trop faible face au cisaillement auquel est soumis l'écoulement. L'instabilité serait trop vite détruite pour former des structures cohérentes d'interleaving. Elle invoque alors une instabilité barocline petite échelle opérant sur les ondes internes inertielles. Mais elle estime également ne pas avoir de raison concluante pour être affirmative sur ce dernier mécanisme.

D'autres auteurs estimant que le layering constitue un ensemble de barrières à la propagation verticale des ondes internes de gravité (générées en surface par le vent), invoquent d'autres ondes prenant le relai dans la propagation verticale et susceptible de déposer de l'énergie en profondeur. Mais ces ondes seraient moins propices au mélange. van Haren et Millot (2004) observent des ondes à la fréquence inertielle à plusieurs profondeurs dans l'océan, près d'un front méditerranéen. Ils notent que ces ondes internes se sont pro-

pagées en profondeur, passant des zones homogénéisées par le layering. Or, les ondes de gravité internes ont un spectre de fréquence compris entre  $f$ , le paramètre de Coriolis et  $N$  la fréquence de Brunt-Väisälä. Quand la stratification est nulle (ou simplement inférieure à  $f$ ), les ondes internes de gravité n'existent pas, contrairement aux ondes gyroscopiques qui ont, elles, un spectre de fréquence compris entre 0 et  $f$ . Ces dernières se propagent verticalement. De plus, leur polarisation (circulaire dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation) diffère de celle des ondes internes de gravité (polarisées circulairement dans le plan horizontal). A l'équateur, elles ont donc une polarisation rectiligne (zonale) dans le plan horizontal et ont une forte composante verticale. Dans l'approximation classique qui néglige la composante horizontale  $\tilde{f}$  du paramètre de Coriolis, les deux spectres des ondes de gravité et des ondes gyroscopiques sont totalement distincts. Par contre, si cette approximation est levée, il y a un recouvrement partiel des spectres autour de la période inertielle. Or certaines observations (Alford, 2003) suggèrent qu'approximativement la moitié des ondes internes près de la surface sont à une période proche de la période inertielle ( $\sim 1.2f$ ). Ces ondes sont donc capables de se propager en profondeur, se transformant en ondes gyroscopiques au passage des zones peu stratifiées, profitant du recouvrement des spectres. van Haren et Millot (2004) observent bien dans ces zones une polarisation des ondes dans les hodographes des composantes horizontales ( $u, v$ ). Tenant compte de ces deux types d'ondes internes, van Haren (2005) note des changements abrupts à  $1.5^\circ$  de latitude. Les ondes internes deviennent polarisées rectilignement pour toutes les fréquences présentes alors que pour les latitudes de  $5^\circ$  ou  $10^\circ$ , il observait encore une polarisation circulaire pour des mouvements de fréquence supérieure à  $f$  et rectiligne pour des fréquences inférieures à  $f$ . Il interprète ceci par un changement brutal de la nature des ondes qui se propagent en profondeur. A l'équateur, la composante  $\tilde{f}$  est très importante pour la dynamique et van Haren (2005) suppose qu'elle a une grande influence sur la nature que peuvent prendre les ondes internes équatoriales. Il n'apporte cependant aucune preuve au fait que  $\tilde{f}$  impose les ondes gyroscopiques dans les latitudes inférieures à  $1.5^\circ$ . Par ailleurs, seules les ondes gyroscopiques peuvent traverser les nombreuses zones très pentues des profils de densité (correspondant aux zones homogénéisées du layering équatorial). Pour lui donc, le layering équatorial justifierait encore la présence d'ondes gyroscopiques aux basses latitudes. Or, par leur polarisation différente, les ondes gyroscopiques ne génèrent pas le même cisaillement vertical que les ondes de gravité. Le changement drastique observé à  $1.5^\circ$  sur la nature des ondes internes marquerait aussi une transition latitudinale abrupte sur la production de mélange. Les

études sur les ondes internes exposées précédemment ne prévoient pas de chute abrupte du mélange aux basses latitudes. Or, elles ne considèrent pas les variations soudaines des propriétés des mouvements quasi-inertiels mis en évidence par cette étude et ces observations utilisant un jeu de données conséquent. Finalement, cette étude apporte une vision nouvelle sur les ondes internes, arguant du fait que *la composante horizontale du paramètre de Coriolis peut permettre aux ondes internes de passer des caractéristiques des ondes de gravité aux ondes gyroscopiques avec une fréquence quasi-inertielle et ainsi de se propager sur la verticale, même dans les zones de faibles stratifications. Pour van Haren et Millot (2004) et van Haren (2005), les ondes gyroscopiques jouent un rôle de relai dans ces zones pour déposer de l'énergie à des plus grandes profondeurs, mais leurs caractéristiques n'amènent pas à un accroissement du mélange par leur déferlement. Au contraire, elles conduiraient à une chute abrupte du mélange aux basses latitudes.* Cependant, van Haren (2005) n'apporte pas de preuve concrète à ce dernier point.

- **Ce qu'il faut retenir pour l'équateur**

La zone équatoriale et le layering s'y développant nous intéresseront particulièrement par la suite. Les points importants dégagés par cette partie est que *le layering est présent d'Est en Ouest dans tous les bassins équatoriaux ainsi que de la surface au fond.* Comme van Haren (2005) en discute, il peut permettre aux ondes gyroscopiques de se propager vers le fond, mais les caractéristiques des champs de vitesses polarisés rectilignement dans le plan horizontal peuvent tout aussi bien être associées aux structures développées par l'*instabilité inertielle* (voir Schéma 1.15). De plus, la dynamique des jets équatoriaux semble particulièrement propice à cette instabilité, pour les différentes causes de son déclenchement ( $u_y$ ,  $u_y(t)$ ,  $u_z$  ou  $u_{yy}$ ). Dans différentes analyses théoriques, elle garde des *taux de croissance qui supplantent ceux des autres instabilités.* Elle paraît donc particulièrement intéressante à considérer dans les mouvements équatoriaux.

## 1.3 Forçage thermique / forçage mécanique

Les sections précédentes n'ont fait état que du forçage thermique de la THC. Or, d'autres théories estiment que la THC peut également être soutenue par les remontées isopycnales induites par le vent. Cette section a pour objet de présenter brièvement ce forçage mécanique de la THC pour ensuite voir les conséquences sur la circulation globale de chaque forçage qui sont finalement susceptibles d'opérer tous les deux.

### 1.3.1 Upwelling isopycnal engendré par le vent

L'hypothèse alternative à l'upwelling diapycnal des eaux profondes est l'upwelling isopycnal profond du courant Circumpolaire (ACC) remontant les masses d'eau froide vers les flux de chaleur surfaciques (cas 2 de la Figure 1.3). Il ferait basculer le forçage de la THC d'un forçage thermique à un forçage mécanique. Cet upwelling est mis en place par le vent et fait remonter des isopycnes très profondes en surface. Le réchauffement des masses d'eau remontées se fait alors en surface, par le champ tourbillonnaire d'instabilités baroclines en surface (Karsten et al., 2002).

### 1.3.2 Récapitulatif des deux mécanismes

On peut s'attendre à ce qu'un équilibre complexe existe entre les deux mécanismes : mélanges diapycnaux et remontées isopycnales. En retenant diverses estimations de transport des masses d'eaux profondes, Webb et Sugihara (2001) reprennent le bilan de la THC. Ainsi, ils retiennent les nombres de 14 à 17Sv pour les plongées Nord (Schmitz Jr, 1995), 9 à 12Sv pour les remontées des eaux profondes dans l'ACC (calculées par différents modèles numériques) et à 3Sv les remontées diapycnales engendrées par un coefficient de diffusivité homogène de  $10^{-5}\text{m}^2/\text{s}$ . Reste donc au maximum 5Sv à remonter dans les zones particulièrement actives du mélange. Le bilan est ainsi possiblement fermé. Mais selon que l'on favorisera l'un ou l'autre des deux mécanismes dia- ou iso-pycnal, la réponse océanique sera différente.

Toggweiler et Samuels (1998) explorent les extrêmes de cet équilibre. Dans un modèle numérique, ils passent d'un océan diffusif (avec des coefficients de diffusion verticaux  $> 0.3\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ ) à un océan où ce coefficient de diffusivité tend vers 0. Dans le premier cas, presque tout le travail induit par les forces de flottabilité de surface est converti pour remonter les eaux aux basses latitudes. Dans le second cas, le vent qui force l'ACC peut

produire des gradients de densité similaires avec des profondeurs atteintes par la cellule de circulation également semblable au premier cas, et ce, avec une diffusivité verticale nulle. Il apparaît donc que *des modèles basés sur un bilan de chaleur et une dynamique diffusive favorisent les remontées équatoriales tandis que les modèles basés sur un bilan de masse et un forçage mécanique favorisent les remontées isopycnales de l'ACC*. Boccaletti et al. (2004) soulignent ici que le premier type de modèle en favorisant la diffusion pourra sous-estimer l'importance des zones d'upwelling; à l'inverse, le second type de configuration peut donner trop d'importance au forçage éolien et sur-évaluer les remontées isopycnales en délaissant une dynamique de remontées principalement équatoriales. Boccaletti et al. (2004) donnent un exemple de conséquence directe de ces considérations : dans un modèle couplé océan-atmosphère avec une faible résolution horizontale pour la composante océanique, la diffusivité sera nécessairement grande et les zones forcées par le vent, particulièrement les zones d'upwelling seront minimisées. On voit ici combien est importante la justesse de la paramétrisation pour chaque phénomène indépendamment.

Un deuxième point à noter est que la *localisation des zones fortement diffusives influencera également le type de circulation obtenue*. Par exemple Marotzke et Klinger (2000) repèrent dans un modèle numérique sans vent l'importance relative de la diffusion forte dans l'hémisphère Nord des plongées ou une diffusion forte dans l'hémisphère Sud vis à vis du transport trans-équatorial. Dans le premier cas, c'est une très faible fraction des eaux issues des plongées Nord qui passera à travers l'équateur. Dans le second cas, au contraire, une très forte proportion des plongées est passée d'un hémisphère à l'autre, croisant au passage la zone équatoriale. Complétant l'influence que peut avoir la localisation latitudinale d'une forte diffusivité, Scott et Marotzke (2002) testent dans un modèle unihémisphérique (allant de l'équateur à 64° de latitude) la localisation latitudinale en même temps que en profondeur. Leur point de vue est que si la THC est régie par des flux de chaleur, le forçage le plus efficace qui puisse être est une forte diffusion dans les zones de forts gradients thermiques. Pour eux, la zone de l'ACC ne peut être importante puisque d'une part la remontée des isopycnes annihile les gradients verticaux, et d'autre part, parce que les eaux de surface ne sont pas chaudes. C'est à l'équateur au niveau de la thermocline qu'ils justifient qu'une forte diffusivité peut soutenir la large boucle de la THC.

La troisième remarque sur l'importance de la justesse pour la paramétrisation du mélange est au sujet de son amplitude. Dans un modèle inverse Lux et al. (2001) cherchent à

évaluer les conversions de masse d'eau profonde à l'équateur. Mais, il se trouve que ces estimations sont très largement dépendantes du coefficient de diffusion verticale posé a priori dans le modèle.

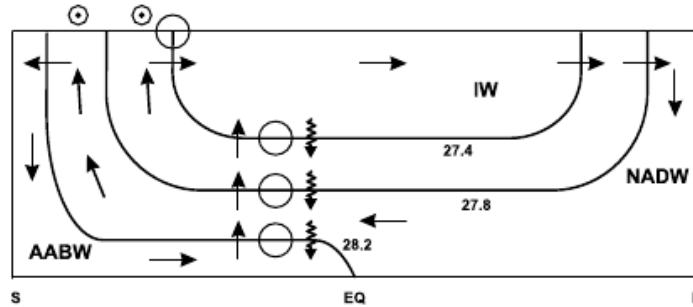


FIG. 1.16: Schéma simplifié de la circulation méridienne en Atlantique (Kal07). Les deux cellules, AABW et NADW, sont maintenues par à la fois le mélange diapycnal et l'upwelling créé par le vent. Les lignes représentent les surfaces isopycnales.

L'image qui ressort donc de la circulation méridienne océanique est finalement celle d'une circulation forcée à la fois par des mélanges diapycnaux et des flux de chaleur et à la fois par des redistributions de masses d'eau directement induites par le vent. On notera ici que le *juste équilibre entre le forçage thermique et mécanique* est nécessaire à une représentation correcte de la THC. De plus, la *localisation latitudinale ou en profondeur* de la paramétrisation de fortes diffusivités et *leurs amplitudes* qui est discutée plus haut a aussi une influence marquée sur la circulation méridienne engendrée. La figure 1.16 reprise de Kal07 illustre une vision d'ensemble qu'on peut avoir des deux boucles de circulations méridiennes atlantiques : la boucle de la NADW (North Atlantic Deep Water) et la boucle de la AABW (Antarctic Bottom Water). La AABW est d'abord amenée au niveau de la NADW par du mélange puis, remontée de ce niveau par le vent. Dans la boucle de la NADW, une partie est remontée par le vent, tandis que le reste est remonté par du mélange. Mais, il n'existe pas encore à ce jour de répartition quantitative très précise de la part des eaux remontées par le vent et celle remontée par le mélange. Par la suite, on s'attachera plus particulièrement à la phénoménologie du mélange diapycnal. Ceci est justifié par la nécessité de repérer les zones de mélange accru et de savoir les paramétriser correctement pour des modèles avec des résolutions ne pouvant résoudre la dynamique du mélange. Les simulations de Toggweiler et Samuels (1998) semblaient indiquer que dans une limite où les mélanges diapycnaux étaient dominants dans le forçage de la circulation méridienne, la majeure partie des eaux froides remontaient aux basses latitudes. La section suivante se place donc à l'équateur et justifie la pertinence

d'un mélange équatorial.



---

## Chapitre 2

# Observations et remarques générales sur la zone équatoriale

### 2.1 Abstract

After having demonstrated the importance of studying diapycnal mixing as a driving mechanism of the THC and, consequently, of focusing on the equatorial region, we present a survey of equatorial observations on various characteristic scales, from the large scale signature of a water mass (several hundred metres) to evidence of microstructures (a few centimetres). In the process, we highlight mixing phenomena.

First of all, at large scale, a theta-S diagram of water masses at the equator (Figure 2.1) shows regions of mixed characteristics, appearing on the figure as links between regions with differing characteristics, short-circuiting a maximum in the signal. But this signature in the large scale picture is the consequence of small scale phenomena, such as the layering which is present in all equatorial basins from floor to surface. Microstructure measurements reveal that equatorial dynamics produce significant velocity shears. However, very strong small-scale shears are intermittent in space and time, explaining why estimates of vertical diffusivity from instantaneous measurements of velocity might be lower than other latitudes at some depth. Indeed, Hebert et al. (1991) have shown that in the time-mean the specific region of the upper part of the Equatorial Under-Current has higher diffusivity than other latitudes. Large mixing is present at the equator but stay intermittent in space and time.

Adding to the above observations from direct measurements, we note that the equatorial region is unique in terms of thermal forcing, featuring both the strongest heating from the

sun and upwelling in the near-surface layers because of strong surface winds. Cold water in subsurface is thus liable to warm up efficiently. In addition, the equator is also a very active region, dominated by strong zonal jets, and is therefore an important reservoir for kinetic energy, where instabilities are prone to develop.

## 2.2 Observations de mélanges diapycnaux

La première section de cette partie traite des observations in situ et de certains indices de mélange équatorial. Contrairement aux interprétations de données par la théorie des ondes internes, certaines mesures laissent à penser que des mécanismes diapycnaux peuvent être particulièrement actifs à l'équateur.

### 2.2.1 Observations à grande échelle du mélange au passage de l'équateur

Tout d'abord, du point de vue de la circulation générale, l'équateur est une zone de l'océan particulièrement intéressante puisqu'environ les deux tiers des eaux impliquées dans la circulation thermohaline passe par le rail équatorial. En effet, l'équateur donne lieu à une circulation de jets zonaux de direction alternée sur la verticale pouvant atteindre les 25cm/s, présente d'Est en Ouest dans tous les bassins océaniques. Elle concerne un transport de  $\sim 10\text{Sv}$  qui, donc, représente environ les deux tiers du transport de la THC (14 à 17Sv d'après Schmitz Jr (1995)). Cette large part que prend l'équateur dans la THC et sa connexion avec les mouvements de moyennes latitudes a été mise en évidence par Weiss et al. (1985), avec son observation d'une langue de CFC, suivant le bord Ouest de l'Atlantique Nord et ensuite pénétrant largement dans l'intérieur du bassin, à l'équateur. De plus, une eau introduite par le bord Ouest dans le rail équatorial par la circulation des jets zonaux met  $\sim 1$  an à traverser un bassin type Atlantique de  $50^\circ$  de largeur, au plus fort d'un jet. Entre son entrée et sa sortie du rail équatorial, elle est soumise à toute la dynamique équatoriale. Elle subit en particulier la dynamique petite échelle rapide et voit ses propriétés modifiées. Sur les diagrammes  $\theta - S$  de la figure 2.1, on a tracé les profils de différentes latitudes. La barre de couleur repère les différentes latitudes. Les profils verts sont des profils entourant l'équateur et le profil équatorial est appuyé en noir. On peut voir que les caractéristiques des eaux équatoriales en profondeur ( $30 < \sigma < 32\text{kg/m}^3$ , ce qui correspond à  $600 < z < 1000\text{m}$ ) ne sont plus si marquées que pour des latitudes plus moyennes (bleues et rouge). L'eau autour de 34.5ppt voit son maximum s'éroder et se déplacer vers les caractéristiques des eaux adjacentes.

Un des points de départ de l'étude qui suit peut donc être cette constatation qu'un **mélange** des propriétés des eaux est **visible à grande échelle au passage de l'équateur** et de plus qu'il peut concerner une large quantité d'eau puisque *les deux tiers du*

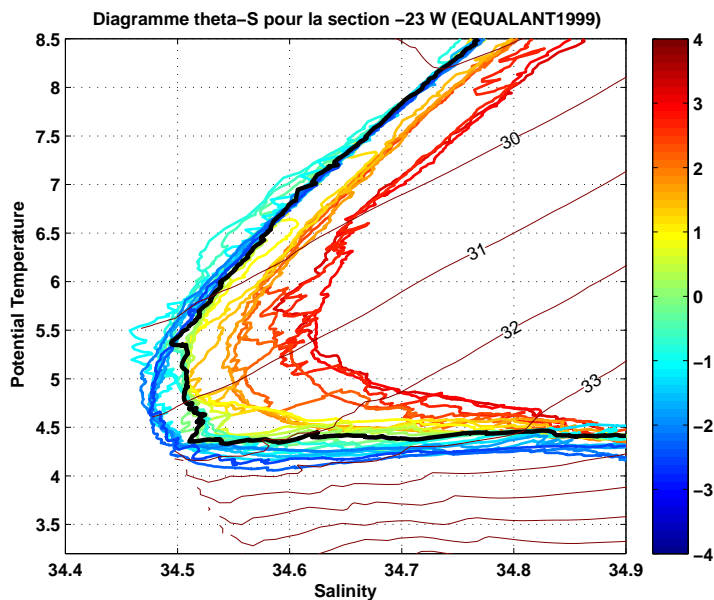


FIG. 2.1: Diagramme  $\theta$ - $S$  en fonction de la latitude (barre de couleur en  $^{\circ}$ ). Le profil équatorial est en noir.

*transport de la THC est mené dans le rail équatorial.*

## 2.2.2 Observations de zones homogènes de quelques dizaines de mètres

On ne reprendra pas les observations de la partie 1.2.3.1. On avait vu que beaucoup d'observations concordent dans les trois bassins océaniques équatoriaux pour montrer des zones homogènes de quelques dizaines de mètres sur la verticale. On avait choisi d'évoquer ce phénomène sous le nom de "layering" comme d'Orgeville et al. (2004) et comme on le justifiera dans le chapitre 4. L'évocation du layering est importante à ce niveau de la présentation de la dynamique équatoriale puisqu'il a *des échelles intermédiaires* à celles évoquées dans les deux sous-sections voisines : il se situe entre les grandes échelles évoquées par les masses d'eau et les très petites échelles de la microstructure. De plus, ce phénomène n'est pas observé ponctuellement, mais est permanent, représenté dans tous les bassins et sur toute la profondeur. Il peut être caractéristique de l'équateur. L'importance de sa dynamique qui semble conduire au mélange (sous-section 2.2.2) et avoir de ce fait une signature sur la grande échelle (sous-section 2.2.1) nous a amené à étudier plus avant ce phénomène dans le chapitre 4.

### 2.2.3 Mesures directes de microstructures

Pour finir, l'équateur est aussi une zone très active pour les petites échelles. Les mesures de microstructures mettent en évidence cette forte activité. Y-a-t-il un pic de diffusivité à l'équateur ? Globalement, les premières mesures de microstructures atteignent des profondeurs de 1000m et ne vont pas au-delà. C'est pourquoi, beaucoup d'études se sont focalisées sur la partie supérieure de l'EUC où on trouve un fort cisaillement vertical.

Ainsi, les mesures de Toole et Hayes (1984) (entre 150 et 900m de profondeur dans la partie Est du Pacifique équatorial) montrent une augmentation des cisaillements de très petites échelles. La moitié des observations équatoriales se situent dans les zones de Richardson inférieur à 1/4. Il existe aussi des structures en marches d'escaliers dans les profils de densité, corrélées au cisaillement de vitesse ; principalement, cisaillements méridiens de vitesse et faibles gradients verticaux de densité semblent coexister.

Les mesures de Moum et al. (1986) (toujours en surface, entre 0 et 900m dans l'Est du Pacifique équatorial) mettent l'accent sur la très forte variabilité spatiale et temporelle de la turbulence observée. Ce qu'ils trouvent de plus fréquent et significatif, spécifique à la zone équatoriale sont des patches de turbulence au-dessus de 300m de profondeur, où l'EUC apporte de forts cisaillements verticaux. En-dessous de 300m, ce n'est plus le cas, excepté un patch persistant à 500m. La turbulence équatoriale montre ici son intermittence à la fois temporelle et spatiale (zones turbulentes séparées sur la profondeur par des zones laminaires).

Hebert et al. (1991) se focalisent sur les 160 premiers mètres de la partie Est du Pacifique équatorial. Ils regroupent les 8000 mesures de microstructures de différentes campagnes (1984 et 1987) pour étudier la zone cisailée du sous-courant équatorial. Ils observent également une intermittence accrue spatialement et temporellement et se tournent alors vers l'analyse de flux turbulents moyennés (en temps et en espace),  $\bar{\epsilon}$ . Ces valeurs moyennées sont remises dans un contexte de nombre de Richardson de l'écoulement mesuré par ADCP (mesures plus basse résolution, tous les 16m sur la verticale). Les observations montrent alors une augmentation nette de  $\bar{\epsilon}$  quand  $Ri$  passe en-dessous de 1. De même, Dengler et Quadfasel (2002) remarquent, grâce à leur mesures de microstructures dans l'océan indien, des zones de 15 à 55m bien homogénéisées entre  $\pm 2^\circ$  de latitude. Ils les relient à de faibles valeurs du Richardson.

Les mesures de microstructures montrent donc *un accroissement des cisaillements de vitesse et des zones de faible gradient vertical de densité*. Souvent liés à

de *faibles nombres de Richardson*, ces phénomènes sont *intermittents dans le temps et l'espace*, mais l'étude de Hebert et al. (1991) qui se porte sur des moyennes de diffusivité, retient un pic de diffusivité à l'équateur, dans la zone de l'EUC.

## 2.3 Apport de chaleur et d'énergie cinétique particulièrement privilégié

Les observations de mélange équatoriaux accrus sont corrélés à une association tout à fait privilégiée de sources d'énergies potentielle et cinétique.

### 2.3.1 Gain de chaleur de l'océan par l'atmosphère

Une première remarque simple peut être faite a priori sur la dynamique équatoriale : celle-ci associe de façon tout à fait unique un upwelling des couches de surface dû aux forts vents que sont les alizés avec un chauffage maximal par l'atmosphère à ces latitudes. Cette association fait affleurer des couches océaniques froides pour les mettre au contact du flux de chaleur maximal reçu sur Terre. Ces deux caractéristiques sont très bien résumées par le schéma simple de Marshall (2007) en termes de “warm and suck”. C'est le seul endroit du globe où cette combinaison a lieu. Aux moyennes et hautes latitudes, on a respectivement les combinaisons suivantes : “warm and pump” qui creuse la thermocline en diminuant le gradient thermique vertical bien que les températures de surface restent élevées et “cool and suck” qui favorise la convection profonde et annihile les gradients verticaux de température. Les gains de chaleur océaniques sont maximaux à l'équateur où ils peuvent atteindre les  $100\text{W/m}^2$  (Boccaletti et al., 2004). L'apport de chaleur touche directement les couches de surface, mais, comme on l'a vu précédemment, il peut être largement propagé par du mélange turbulent profond. Certains auteurs (Sriver et Huber, 2007; Schiermeier, 2007)) arguent même du fait que les flux de chaleur couplés aux cyclones équatoriaux engendrent à eux seuls une large partie (15%) du mélange et du gain de chaleur nécessaire à l'océan pour soutenir la THC. Mais ce mélange est intermittent dans le temps et reste en surface ( $O(100\text{m})$ ). On s'intéressera par la suite à des phénomènes moins aléatoires dans le temps et présents jusqu'au fond des océans.

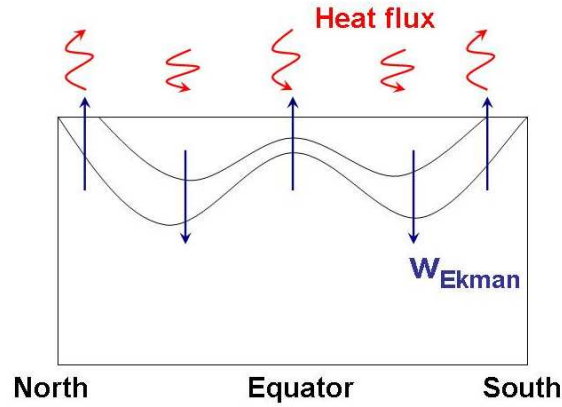


FIG. 2.2: Schéma d'une coupe méridienne d'un bassin océanique allant d'un pôle à l'autre.

### 2.3.2 Réservoir important d'énergie cinétique

De plus, l'équateur se démarque des autres latitudes par sa dynamique très énergétique. D'intenses courants zonaux sont mis en évidence dans cette région, d'abord pour le Pacifique par Firing (1987). Puis, les *jets équatoriaux profonds (EDJ)* ont été mis en évidence dans les trois océans, couvrant les profondeurs allant de la thermocline jusqu'à environ 4000m de profondeur. Ils peuvent atteindre les 25cm/s et sont caractérisés par une petite extension méridienne autour de l'équateur ( $\sim \pm 1^\circ$  de latitude). Leur échelle verticale est d'environ 330m dans le Pacifique (Muench et al. (1994)), tandis qu'elle est d'environ 500m dans l'Atlantique (Gouriou et al. (1999), Gouriou et al. (2001)) et 600m dans l'Indien (Dengler et Quadfasel, 2002).

Ces jets sont entourés de *jets extra-équatoriaux (EEJ)* quasi-barotropes visibles sur des sections instantanées des champs des vitesses zonales à  $\pm 2^\circ$  de latitude (Gouriou et al., 2001).

Pour notre problème de la dynamique menant au mélange équatorial, il était important de bien comprendre les échelles allant de celle des jets équatoriaux à celle du layering, voire, du mélange. La modélisation numérique nous a permis de tester les mécanismes de formation des jets équatoriaux. Notre étude constitue le chapitre 3 et a conduit à une publication (Ménèsguen et al., 2009a). On s'est fortement inspiré des études de Hua et al. (2008) et d'Orgeville et al. (2007) et les nombreuses expériences numériques ont constitué un ensemble de pistes qui ont permis de reproduire par un modèle le système combiné des EDJ et EEJ.

Les jets possèdent des vitesses zonales très fortes pour des mouvements océaniques. Ils

constituent un réservoir important d'énergie cinétique. On note ici que les instabilités évoquées plus haut comme génératrices de mélange sur des échelles de quelques dizaines de mètres, l'instabilité inertielle, croît sur les cisaillements de vitesse. Notre étude met en valeur l'importance de l'instabilité inertielle à l'équateur dans la formation de layering (c'est l'objet du chapitre 4 qui donne lieu à une publication (Ménesguen et al., 2009b)).

## 2.4 Récapitulatif des caractéristiques équatoriales

L'équateur est donc une zone où les *apports énergétiques sont particulièrement favorisés* à la fois thermiquement avec un chauffage maximal par le soleil et cinétiquement avec des circulations très intenses. De plus, cette dynamique équatoriale reste intense sur une gamme d'échelle allant de quelques centaines de mètres à des échelles beaucoup plus petites (quelques centimètres, observées dans les mesures de microstructures).

On a également pointé le fait que toutes ces échelles favorisent ou exhibent la *signature d'instabilités dynamiques et de mélange*.

Dans les chapitres qui suivent, on montrera que les mécanismes de mélange dépendent du nombre de Richardson à grande échelle. Pour étudier le mélange, il nous a donc été nécessaire de bien reproduire le champ dynamique grande échelle équatorial. *Après avoir étudié la déstabilisation d'ondes équatoriales et leur interaction non-linéaire (chapitre 3), on s'intéressera à la transition vers la turbulence où, comme nous allons en discuter, l'instabilité inertielle semble jouer un rôle important (chapitre 4).* Notre question préliminaire sur l'efficacité du mélange équatorial n'est pour autant pas résolue. *Ceci nous mène au chapitre 5 où on étudiera le régime turbulent et où on s'intéressera aux cascades d'énergie vers les échelles de mélange.*



---

# Chapitre 3

## Dynamics of the combined Extra-Equatorial and Equatorial Deep jets in the Atlantic (Ménèsquen et al., 2009a)

### 3.1 Abstract

The available meridional sections of zonal velocity with high vertical and meridional resolution reveal tall eastward jets at 2N and 2S, named the extra-equatorial jets (EEJ), straddling the stacked eastward and westward jets of smaller vertical scales right at the equator, the so-called equatorial deep jets (EDJ). In contrast to the semi-annual to inter-annual fluctuations in the zonal velocity component, the measured meridional velocity component is dominated by intraseasonal period. We argue here that the formation mechanism for both types of jets is linked to the intraseasonal variability in meridional velocity and the associated wave motions. A process study is complemented by high resolution primitive equation simulations based on a realistic background stratification and an oscillating forcing inside the western boundary layer. The forcing confined to the upper 2500 m excites a spectrum of waves, including a baroclinic short Mixed Rossby-Gravity (MRG), whose instability leads to the formation of the EDJ, and short barotropic Rossby waves, whose instability gives rise to the EEJ. The modelled EEJ and EDJ response is confined to the same depth range as the forcing. Potential vorticity is homogenized within specific depth ranges of westward EDJ and is found to be latitudinally confined

between 2N and 2S by the EEJ. The combined EDJ and EEJ increase lateral mixing at the equator but also act as barriers at  $\pm 2$  degrees of latitude.

## 3.2 Introduction

Observed current measurements show that equatorial regions are more energetic than midlatitudes. This is highlighted by the existence of strong, narrowly confined jets in the equatorial area of the three oceans. These highly active structures organize mixing over the whole depth of the ocean and needs therefore to be well understood.

A characteristic feature of all oceanic equatorial tracks is the vertical stacking of zonal jets alternating in direction with depth along the equator (Luyten et Swallow, 1976; Leetma et Spain, 1981; Eriksen, 1982). Their amplitudes can reach 25 cm/s and their vertical scales are about 350 m in the Pacific Ocean, 500 m in the Atlantic and 600 m in the Indian (see, respectively, Firing, 1987; Gouriou et al., 1999; Dengler et Quadfasel, 2002). They have been called Equatorial Deep Jets (EDJ). Many studies have been devoted to explain their formation mechanism. For recent reviews of the literature on this topic, refer to d’Orgeville et al. (2007) (hereafter DHS07), Eden et Dengler (2008) and references therein. The mechanism proposed by DHS07 is motivated by observations showing meridional velocity field varying on intraseasonal time scales that coexists with the very slowly varying signal of the zonal jets (Weisberg et Horigan, 1981; Bunge et al., 2008). Their mechanism involves the transfer of energy from oscillating meridional motions excited by a baroclinic western boundary current to long zonal jets. Furthermore the slow variability of the jets is expressed in terms of basin modes.

A second specific system of jets is also observed in instantaneous cross-sections of zonal velocity fields in the equatorial region, namely large vertical scale eastward jets straddling the EDJ and centered at  $\pm 2$  degrees in latitude. They are observed across the entire widths of the basins with amplitudes as great as 10-15 cm/s. Gouriou et al. (2001) noticed them in their current measurements and have called them the Extra-Equatorial Jets (EEJ) (we shall use the same terminology here). They are also observed in averaged float data (Ollitrault et al., 2006) and in high resolution numerical simulations (Maximenko et al., 2005; Richards et al., 2006). In float data sets and numerical simulations, there are multiple EEJ that alternate in direction with latitude. Nevertheless, only the eastward jets closest to the equator are strong enough to be observed in the instantaneous fields shown by Gouriou et al. (2001).

The earliest theories of EEJ formation are set in the context of either global-scale or mid-latitude dynamics of barotropic zonal jets, originally motivated by studies of the atmospheres of giant planets, where midlatitude alternating barotropic jets can be inferred on instantaneous images. Rhines (1975) first evokes the arrest of the well-known turbulent  $2D$  inverse cascade of energy, due the  $\beta$ -effect caused by variations in the Coriolis parameter with latitude. A natural length scale arising from  $\beta$  and a velocity scale  $U$ , is the Rhines scale  $\sqrt{U/\beta}$  at which the barotropic inverse cascade is halted. Vallis et Maltrud (1993) pursue this idea, elaborating on the anisotropic character of the inverse energy cascade. Such considerations of the inverse cascade lead to a final state with an alignment of the streamlines of zonal jets along lines of constant planetary vorticity  $f$ . A review of recent developments in this area can be found in Thompson (2006).

Other studies focus instead on destabilization mechanisms for forming zonal jets. Indeed Gill (1974) has established that midlatitude barotropic Rossby waves can destabilize through lateral shear instability. In particular, for short enough Rossby waves (i.e. large horizontal wavenumber  $K$ , such that  $UK^2/\beta$  is large, where  $U$  is the velocity amplitude of the Rossby wave), inertial effects dominate the  $\beta$ -effect and the destabilization favors the development of the fastest growing secondary wave characterized by a wavevector of similar length and orthogonal to that of the initial wave. Manfroi et Young (1999) generalized Gill's result to the case of a barotropic sinusoidal meridional flow on a  $\beta$ -plane, taking into account nonlinear effects, bottom drag and uniform mean flow. The previously mentioned inverse energy cascade is no longer the direct cause of zonal jets formation but can afterwards favor the merging of zonal jets. Building on those results and applying them to the equatorial case, Hua et al. (2008) (H08 hereafter) examine the destabilization of short Mixed Rossby-Gravity (MRG) waves which are known to be similar to short eastward group propagating Rossby waves.

The destabilization of short MRG waves is evidenced by H08 and DHS07 through numerical experiments. Their equatorial basin simulations exhibit the formation of EDJ, but the excited signal in zonal velocity remains confined to the immediate vicinity of the equator : EEJ are not developed. In the present paper, our focus is both on the EEJ formation mechanism and on the potential vorticity dynamics of the joint EEJ-EDJ system. We remark that short equatorial sheared waves comprise both baroclinic short waves, such as short MRG waves, but also short barotropic Rossby waves. The destabilization of the latter has not been studied by H08 and DHS07 and we thus want to address the following question : Can the formation of the combined EEJ and EDJ system

be linked to destabilization of MRG *and* short Rossby barotropic waves?

The paper is organized as follows : Section 2 presents the detailed spatial and temporal characteristics of the observed EDJ and EEJ, together with the intraseasonal variability in meridional velocity field. Section 3 reviews the theoretical framework for the destabilization of short intraseasonal waves leading to zonal jets. Section 4 proposes a rationalization for the dynamics of EEJ-like structures in an ocean basin, their zonal extent and their link to the amplitude and spatial characteristics of the low-frequency waves. The results are supported by various numerical simulations of the equatorial ocean. In Section 5, using a more complex and realistic simulation, we reproduce simultaneously EDJ and EEJ structures of the Atlantic Ocean and investigate the redistribution of tracers such as potential vorticity.

### 3.3 Subsurface spatio-temporal variability of the equatorial Atlantic

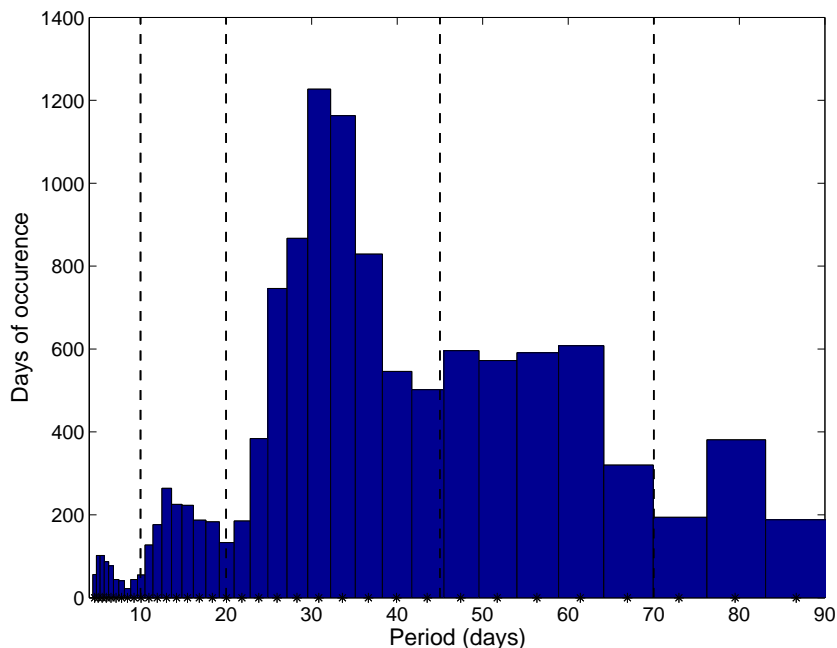


FIG. 3.1: *Distribution of the meridional velocity component of all current-meter measurements taken in the Atlantic ocean at the equator in 2000-2006 (Bunge et al., 2008)*

Time-series of high vertical resolution current-meter measurements between 600 m and 1800 m depth and covering almost 7 years (2000-2006) have recently been obtained in the equatorial Atlantic at 10W and 23W (Bunge et al. (2008)). Their results corroborate

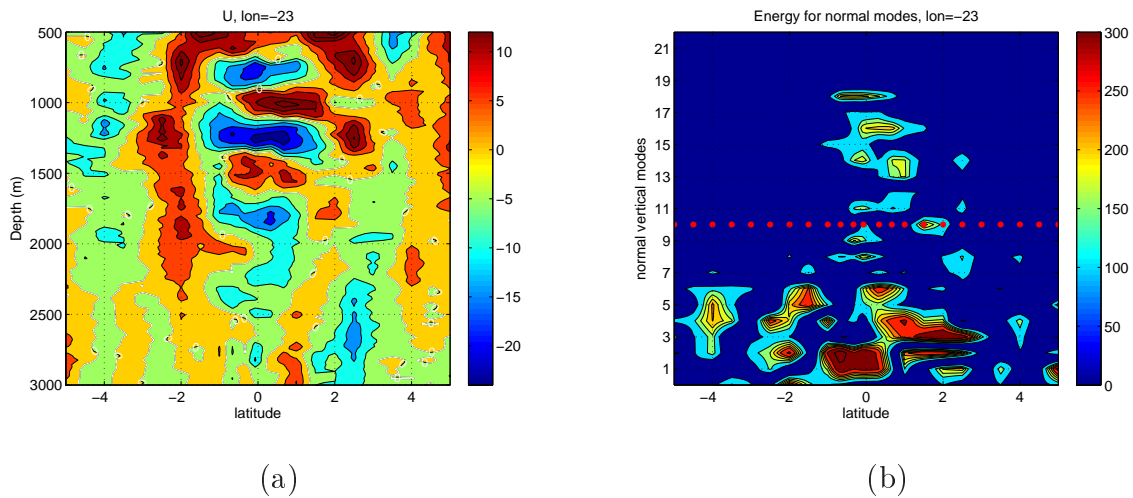


FIG. 3.2: (a) Depth-latitude section of the zonal component of velocity in cm/s along 23W (EQUALANT99, adapted from Gouriou et al. (2001)). Eastward (Westward) currents are positive (negative). Contour interval is 5cm/s. (b) Energy in normal modes of zonal velocity from left panel as function of latitude and vertical mode. Red line separates high and low vertical modes. Inside the equatorial track the jets (EDJ) are highly baroclinic (the energetic modes are 16-18). At 2N and 2S the energy is concentrated in low modes for the EEJ.

and extend observations of Weisberg et Horigan (1981). The variability in the measured meridional velocity component is dominated by the 30-60 days band (Fig. 3.1). The observed weaker 10-15 days variability remains confined to the shallowest part of the measurements, whereas the 30-60 days variability represents strong deep fluctuations. Oscillations can be coherent on vertical scales larger than 1000 m and can exceed 20 cm/s and their spatial and temporal characteristics are generally compatible with the dynamics of free MRG waves which have a maximum in meridional velocity at the equator.

In contrast to the intraseasonal variability in the meridional velocity component, the variability in the zonal velocity component is dominated by semi-annual, annual and inter-annual fluctuations, linked with dynamics specific to the equatorial region, where the observed deep zonal circulation is dominated in all three oceans by a vertical stacking of zonal jets of alternating directions along the equator. An illustration of such a circulation is given in Figure 3.2(a). It provides an instantaneous image of the zonal velocity component in the deep equatorial Atlantic at 23W, revealing alternating eastward-westward currents with a vertical scale of about 600 m between 1°30'N and 1°30'S, the so-called EDJ. The data are taken from the EQUALANT 99 cruise (July 13 to August 21, 1999) during which several meridional transects across the equator were performed (Gouriou et al., 2001). The several meridional sections indicate that the vertical characteristic scale

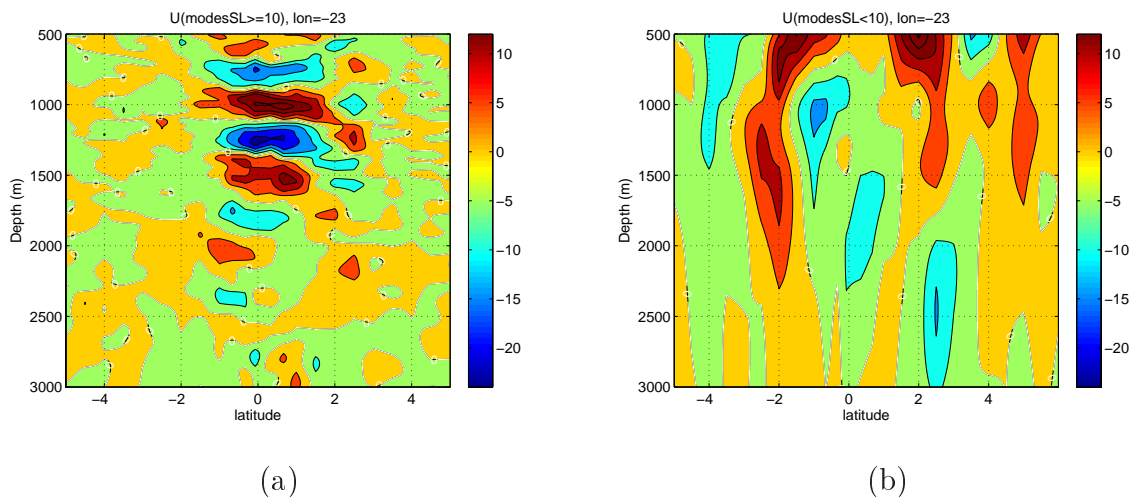


FIG. 3.3: (a) High-pass (vertical modes  $> 10$ ) and (b) low-pass (vertical modes  $< 10$ ) filtered zonal velocity distributions corresponding to the observations shown in Figure 3.2. Contour interval is 5 cm/s.

of EDJ is uniform across the entire basin width.

Instantaneous zonal velocity field of Figure 3.2(a) also reveals the existence of eastward jets at 2N and 2S straddling the stacked eastward and westward EDJ. Similar features are readily identified in the transects at 35W and 10W. Figure 2 of Ollitrault et al. (2006) displays the cumulated zonal velocity from float trajectories at two levels around 1000 m depth, confirming the existence of EEJ at 2N and 2S, at both depths. In the float data set used by Ollitrault et al. (2006), EEJ appear as continuous, basin-wide, eastward currents with significantly stronger amplitude in the western half of the basin.

The respective vertical scales of EEJ and EDJ in the 23W section are quantified by computing the vertical mode spectrum of zonal velocity as a function of latitude (Fig. 3.2(b)). Right at the equator, EDJ project onto vertical modes between 12 and 20, with peaks at modes 16 and 18. Away from the equator, at 2N and 2S, the EEJ project onto vertical modes with mode numbers smaller than 10. The two systems of zonal jets are separated by a spectral gap around mode 10. The zonal velocity field has been high- and low-pass filtered in vertical modes for Figures 3.3(a) and (b) respectively. The high-pass signal represents EDJ well, while the low-pass field clearly displays the barotropic ring noted by Gouriou et al. (2001). Figure 3.3(b) also shows a westward flow with large vertical scale at the equator. Though the EEJ terminology originally designates the tall eastward flowing jets at  $\pm 2$  degrees of latitude, the vertical projection includes the westward large vertical scale flow at the equator in the low vertical equatorial modes of the EEJ.

To summarize, equatorial measurements display two types of temporal variability : an intra-seasonal variability in meridional velocity with a period range between roughly 30 and 60 days, and a semi-annual to inter-annual variability in zonal velocity linked with the two kinds of zonal jets. The first kind, EDJ are highly baroclinic (vertical modes 12-20), basin-wide features with little zonal variation and have a meridional extension of  $\pm 1^{\circ}30'$  about the equator. The second kind, EEJ, have a strong barotropic component and low vertical modes, also extend through the entire zonal width of the basin (but with an intensification in the western half) and their eastward flowing jets are centered at  $\pm 2$  degrees of latitude.

### **3.4 Zonal jets formation through lateral shear destabilization of zonally-short equatorial waves**

The present paper extends the EDJ study of DHS07 and H08 to EEJ and we thus recall their main results hereafter.

#### **3.4.1 Basin simulations**

The numerical simulations of DHS07 use continuously stratified primitive equations to reproduce the formation of equatorial zonal jets with dynamical features comparable to those of observed EDJ. The jets are forced with a time oscillating inter-hemispheric western boundary current of large vertical scale. The oscillation excites MRG wave trains with the same vertical mode as the western boundary current. As in the realistic model of Eden et Dengler (2008), the large vertical scale MRG waves propagate into the basin interior along the equator. Their subsequent destabilization leads to EDJ-like structures with a high vertical mode number that depends only on the forcing period and not on its vertical structure. In contrast to the linear model of Kawase et al. (1992), where the equatorial circulation forced by a steady extra-equatorial source has the same vertical structure as the forcing and is intrinsically a transient spin-up adjustment, the nonlinear model of DHS07 produces a permanent jet structure displaying significantly smaller vertical scales with a basin-wide zonal extent. The spatial and temporal variabilities of these jets result from a superposition of low-frequency equatorial basin modes.

### 3.4.2 Destabilization of short westward phase propagating MRG waves

H08 demonstrate that for short enough zonal wavelength <sup>1</sup>, the westward phase propagating MRG waves are strongly destabilized by lateral shear instability leading to the formation of zonal jets. Experiments are performed with a zonally localized MRG waves packet in a long periodic channel, allowing disturbances to propagate eastward and westward out of the perturbed unstable region. The westward group propagating part of the signal is dominated by barotropic zonal jets (EEJ-like) and the eastward group propagating part by zonal jets of small vertical scale alternating in the vertical (EDJ-like). A stability analysis of the perturbation vorticity equation reveals that, for both types of zonal jets (EDJ and EEJ), the meridional scale is comparable to the zonal scale of the MRG wave basic state and the growth rate is proportional to  $V_0|k^*|$ , where  $V_0$  is the meridional velocity amplitude of the basic state wave. This implies that the wave is more unstable when the zonal shear in meridional velocity is stronger. The fastest growing disturbances found in the numerical simulations have characteristics similar to those predicted by the stability analysis, most notably that the meridional scale of disturbances is of the same order as the zonal scale of the basic state wave. Since in a stratified rotating equatorial flow, vertical scale and meridional confinement about the equator are linked by the radius of deformation, there are two ways of obtaining short meridional scales : either through low meridional modes of high vertical modes or through high meridional modes of low vertical modes. These are respectively interpreted as EDJ and EEJ signals.

#### 3.4.2.1 High vertical modes : EDJ

High baroclinic modes explain the vertical structure of EDJ. The vertical scale of baroclinic jets is tied to their meridional scale through the equatorial radius of deformation, evolving as the square root of the vertical wavenumber. H08 have related the vertical scale of the baroclinic zonal jets to the dominant vertical harmonic of the basic state in the fastest growing mode :  $\frac{m_{peak}^*}{m^*} \approx 0.55 \frac{c^*}{\beta} k^{*2} \approx \frac{0.55}{4\pi^2} c^* \beta T^{*2}$ , where  $m^*$  is the vertical wavenumber of the initial wave and  $T^*$  its period.  $m_{peak}^*$  is the vertical wavenumber of the perturbation with the fastest growth rate. Since  $c^* = N/m^*$ , the fastest growing mode,

---

<sup>1</sup>the non-dimensional parameter which readily assesses the “zonally-short” character of the excited waves for each period is  $k = k^* \sqrt{c/\beta}$ , where  $k^*$  is its zonal wavenumber and  $c^*$  the correspondent Kelvin wave phase velocity.  $\cdot^*$  is set for dimensional parameters.



$m_{peak}^*$ , is independent of  $m^*$  and satisfies

$$m_{peak}^* \approx \frac{0.55N\beta}{4\pi^2} T^{*2}. \quad (3.1)$$

Shorter vertical scales of baroclinic zonal jets are favoured by shorter MRG wavelengths which have longer period.

The spatial structure of the small vertical scale zonal jets is that of a Kelvin wave, thus explaining the eastward group propagation of the high vertical mode part of the equatorial signal.

#### 3.4.2.2 Low vertical modes : EEJ

EEJ formation occurs through the growth of low vertical mode jets of high meridional mode. The structure of the low vertical mode jets projects onto the spatial structures of long Rossby waves, explaining the predominance of low vertical modes in the westward group propagating part of the signal in the channel-geometry simulations of H08 (cf Fig.4 and Fig.5 of H08). This will guide our investigation of the dynamics of EEJ formation in a basin geometry (Section 4).

In simulations with a basin geometry and a western boundary forcing, an additional parameter must be taken into account in the analysis of the destabilization leading to westward group propagating waves. It is the product of the characteristic group velocity  $c_g$  of the initial eastward group propagating wave forced in the western boundary with the characteristic time for the destabilization of the wave (inverse of the growth rate of the zonal jets). The larger the ratio is, the longer the distance travelled by the wave before breaking down through lateral shear instability will be. The situation is analogous to that discussed by LaCasce et Pedlosky (2004) for the destabilization of long mid-latitude Rossby waves emanating from the eastern boundary of a basin. This concept will be applied in the following Section to the case of equatorial waves with eastward group velocities forced from the western boundary. We will therefore evaluate the zonal extent of the quasi-barotropic EEJ signal resulting from the competition between the group velocity of the wave and its rate of destabilization through lateral shear instability.

## 3.5 Assessment of forcing parameters to produce Atlantic-like EDJ/EEJ

Before addressing the more complex realistic case of the following section, we consider first experiments with a constant stratification  $N = 2 \times 10^{-3} s^{-1}$ , typical of the mid-depth ocean, to assess the impact of the different characteristics of the forcing, in particular its vertical structure, strength and frequency range on the EDJ/EEJ response.

### 3.5.1 Impact of the forcing characteristics

We have further investigated the vertical structure of the forcing than in the earlier studies of DHS07 and H08, where the western boundary forcing was restricted only to baroclinic mode 2. We use the same configuration of the numerical model as in DHS07, but with a longer basin ( $50^\circ$  instead of  $30^\circ$ ). The cases of a single vertical mode (either baroclinic or barotropic) forcing and one which is locally confined with depth are successively considered.

For the baroclinic case (Table 3.1), the oscillating forcing is imposed in the northwest and southwest corners of the basin, is antisymmetric about the equator in its meridional velocity component and is of a single baroclinic mode structure (see appendix of DHS07). This baroclinic antisymmetric forcing term mainly excites a MRG wave that branches off and propagates into the equatorial track. The characteristics of the initial wave are set by the period, the vertical mode, and the amplitude of the forcing.

Experiments using a barotropic forcing has also been conducted in order to force barotropic waves near the equator (Table 3.1), since equatorially trapped waves, such as MRG waves, are purely baroclinic by construction. The forcing is moreover latitudinally confined about the equator and close to the western boundary (details can be found in the appendix). This is justified by studies of Edwards et Pedlosky (1998a) concerning the passage across the equator of water masses carried by the western boundary current. They argue that since potential vorticity of water masses crossing the equator must reverse sign, dissipation must occur in the western boundary layer at equatorial latitudes through the growth of eddies (Fig. 3 of Edwards et Pedlosky (1998a)). Our periodic meridional velocity barotropic forcing thus mimics a periodic detachment of eddies from the western boundary at the equator. The waves that propagate into the basin interior are zonally-short barotropic Rossby waves. The meridionally-confined forcing projects

Exp.	$T_{forc}(\text{days})$ & $\lambda = 2\pi/k^*(^\circ)$	$V_0(\text{cm/s})$	Vertical mode	$m_{peak}^*$	$L_D(^\circ)$
1	30 & 7.2	10	2	<b>4.8</b>	<b>&gt; 50</b>
2	47 & 4.1	20	2	<b>14.5</b>	<b>12</b>
3	50 & 3.8	20	2	<b>16.7</b>	<b>13</b>
Exp.	$T_{forc}(\text{days})$ & $\lambda = 2\pi/k^*(^\circ)$	$V_0(\text{cm/s})$	$\Delta_y(^\circ)$	$\delta_y(^\circ)$	$L_D(^\circ)$
4	47 & 3.85	20	6	3	<b>50</b>
5	50 & 3.6	20	3	1.5	<b>26</b>
6	50 & 3.6	20	6	1.5	<b>24</b>
7	50 & 3.6	20	6	3	<b>26</b>
8	50 & 3.6	30	6	1.5	<b>20</b>
9	57 & 3.15	20	6	1.5	<b>21</b>
10	60 & 3.	20	3	3	<b>19</b>

TAB. 3.1: Parameters of the various experiments discussed in Section 4. Experiments 1 to 3 are forced by a signal with a baroclinic mode 2, and experiments 4 to 10 are forced by a barotropic signal. Horizontal resolution is  $1/4^\circ$ ; and vertical resolution is between 50 to 100 levels, depending on the vertical mode expected for the EDJ.  $T_{forc}$  is the period of the oscillating forcing;  $\lambda$  is the zonal wavelength of the excited MRG wave;  $V_0$  is the amplitude of the forcing;  $m_{peak}^*$  is the predicted baroclinic mode for EDJ-like structures;  $\Delta_y$  and  $\delta_y$  characterize the width of the forcing window in the barotropic forcing cases (as explained in the appendix);  $L_D$  is the length of destabilization, evaluated as the longitude at which the eastward extra-equatorial barotropic component of zonal velocity vanishes.

onto several meridional modes. The period of the excited short waves is determined by the period of the forcing, their zonal wavelengths by the Rossby wave dispersion relation, and their amplitudes by the amplitude and meridional structure of the meridional velocity of the forcing. Recapitulating, the baroclinic forcing excites a baroclinic MRG wave propagating along the equator, while the barotropic forcing excites, about the equator, a superposition of barotropic zonally-short Rossby waves with a range of meridional wavenumbers.

Figure 3.4 illustrates the outcome of the baroclinic or barotropic nature of the forcing. For similar parameters (50 days period oscillation and 20 cm/s meridional velocity in the western boundary), the equatorial response set up by the destabilization of a baroclinic (resp. barotropic) forcing is shown in panels (a)-(b) (resp. (c)-(d)). Let us successively

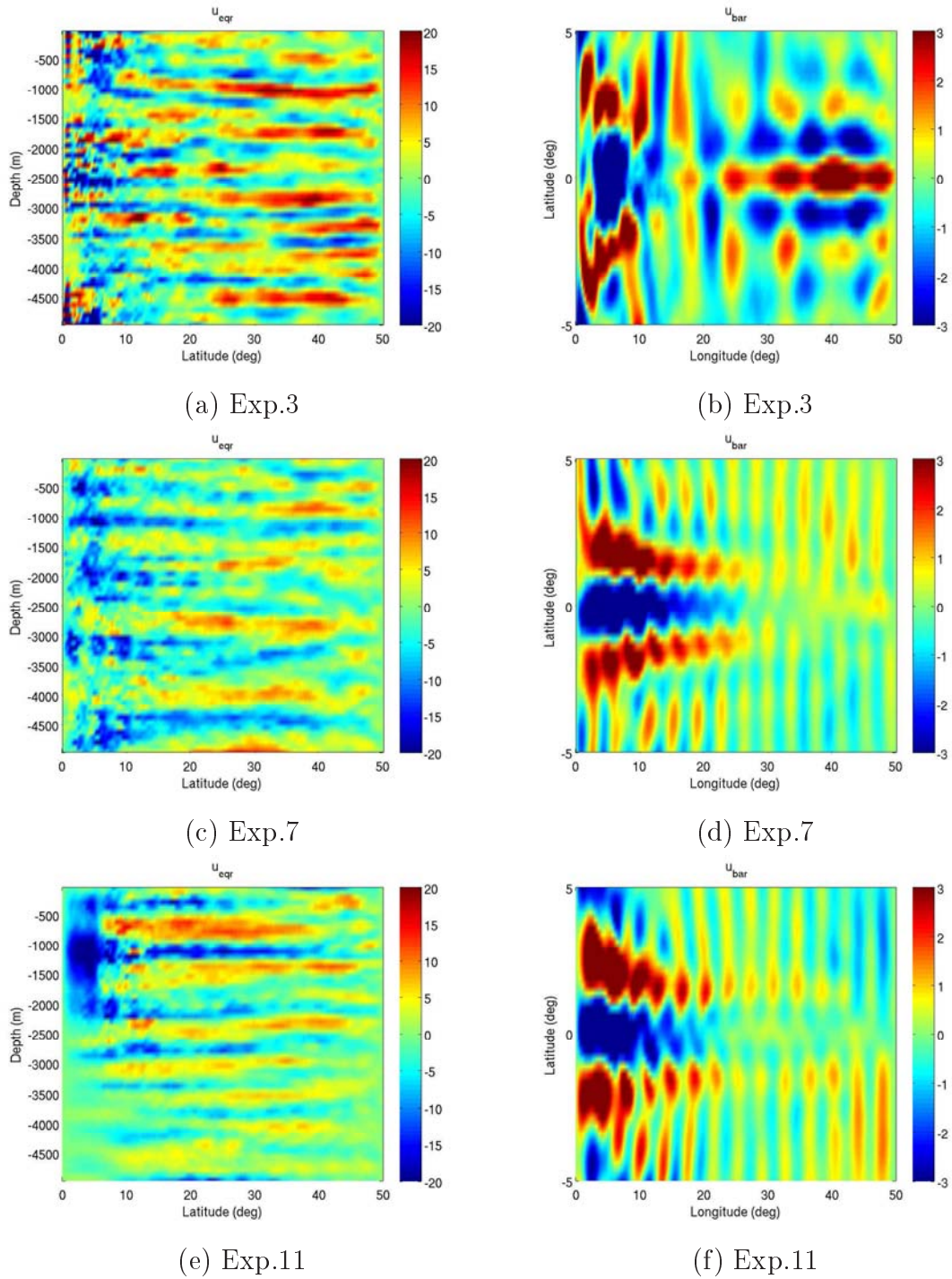


FIG. 3.4: Instantaneous zonal velocity distribution for cases with baroclinic forcing ((a) and (b)), a barotropic forcing ((c) and (d)) and a vertically confined forcing ((e) and (f)) after reaching a statistically steady state. The three experiments all have : a forcing period of 50 days and a forcing amplitude of 20 cm/s. (a), (c) and (e) : zonal velocity section along the equator in cm/s. (b), (d) and (f) : barotropic zonal velocity in cm/s.

examine the EDJ and EEJ responses.

- (i) For both cases of baroclinic and barotropic forcing, the EDJ response, corresponding to the zonal velocity field at the equator in panels (a) and (c)), display the predominance of baroclinic mode 16-18, i.e. Atlantic-like EDJ structure. As recalled in equation (3.1), the vertical mode of the EDJ is a function only of the forcing period and this corresponds to a period range of about 50-60 days to produce Atlantic-like EDJ. Furthermore within that period range, short MRG waves and barotropic Rossby waves have very similar dispersion characteristics and their destabilization leads to similar EDJ characteristics. As for the amplitude of the EDJ signal, the response is found to be stronger for a baroclinic forcing.
- (ii) The EEJ signal at  $\pm 2$  degrees of latitude, seen in the barotropic zonal velocity field in panels (b) and (d), however shows an important difference between the two types of forcing : the eastward barotropic EEJ response is well developed in the barotropic forcing case and much shorter in the baroclinic case. This suggests that the barotropic component of the forcing is crucial to the formation of long EEJ-like structures.

The main goal of this work is to reproduce simultaneously EEJ-like and EDJ-like structures. One possibility for exciting both barotropic and baroclinic components of the forcing is to locally confine the forcing in the vertical direction, for instance by restricting it to the upper 2500 m of the water column, with a vertical structure which is close to the observed vertical structure of the NADW flow in the western boundary of the equatorial Atlantic.

Exp.	$T_{forc}$ (days)	$V_0$ (cm/s)	$N$ ( $s^{-1}$ )	hor. res. ( $^\circ$ ) $\times$ nb of levels	$\Delta_y$ ( $^\circ$ )	$\delta_y$ ( $^\circ$ )	$z_0$ (m)	$\Delta_z$ (m)
11	50	50	$2.10^{-3}$	$1/4 \times 60$	6	3	-1250	1000
12	50 & 30	50 & 30	$2.10^{-3}$	$1/4 \times 60$	6	3	-1250	1000
13	50	50	N23W	$1/11 \times 400$	3	1.5	-1250	1000

TABLE 3.2: Parameters of the experiments discussed in Sections 4 and 5 with a “realistic” forcing. The parameters are the same as in Table 3.1.  $N$  is the type of stratification : constant Brunt-Väisälä frequency  $2.10^{-3} s^{-1}$  or the profile taken from the section at 23W (N23W).  $z_0$  and  $\Delta_z$  characterize the localization and extension in depth of the forcing (as explained in the appendix).

The equatorial response for a vertically confined forcing case (Exp. 11 of Table 3.2) are shown in Figures 3.4 (e-f). By construction, the forcing has an intermediate vertical structure when compared to those of experiments 3 (panels (a)-(b)) and 7 (panels (c)-(d)) : as

expected, we observe for both the EDJ and EEJ response, intermediate characteristics for the length and strength of both types of jets. The vertical mode number, around mode 16, of the EDJ signal is set by the destabilization of a 50 days period wave. Note that the EDJ are confined at the same depth range as the oscillating forcing inside the western boundary layer. This seems consistent with results of Eden et Dengler (2008) who also found in their realistic GCM simulations of the equatorial Atlantic that the depth range and strength of the western boundary currents are related to the depth range and strength of EDJ-like signals. Their result is compatible with our interpretation arguing that the energy source for the EDJ is provided by the lateral shear instability mechanism present in intraseasonal wave trains excited by a forced western boundary current, whose energy propagates eastward into the basin interior. The lateral growth of the shear instability implies a mostly horizontal redistribution of kinetic energy with little vertical spreading.

### 3.5.2 Zonal extent of EEJ

For a purely baroclinic forcing, the regime of zonally-short baroclinic equatorial waves which is subject to lateral shear instability leads to a too short EEJ formation. In the following, we shall therefore only analyze results of simulations with a non-zero barotropic forcing. The short barotropic Rossby waves with eastward group propagation which emanate from the western boundary forcing region have a group speed satisfying

$$c_g = \beta \frac{k^{*2} - l^{*2}}{(k^{*2} + l^{*2})^2},$$

where  $k^*$  is the zonal wavenumber and  $l^*$  the meridional wave number. The characteristic time of destabilization,  $\tau_{destab}$ , is inversely proportional to the growth rate of the most unstable disturbances, which, from the result of Gill (1974) for barotropic Rossby waves on an infinite  $\beta$ -plane, is proportional to the zonal shear  $V_0 \sqrt{k^{*2} + l^{*2}}$ .

The characteristic zonal extent of the EEJ,  $L_D$ , is estimated by the distance of the region covered by the basic state wave from the western boundary before its total destabilization

$$L_D \propto c_g \tau_{destab}.$$

thus,

$$L_D \propto L_D^R \equiv \frac{\beta}{V_0 \sqrt{k^{*2} + l^{*2}}} \frac{k^{*2} - l^{*2}}{(k^{*2} + l^{*2})^2}. \quad (3.2)$$

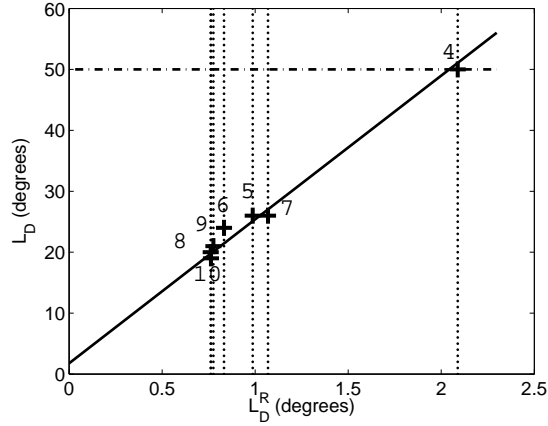


FIG. 3.5: Longitudinal extent of wave destabilization,  $L_D$ , evaluated as the longitude at which the eastward extra-equatorial barotropic component of zonal velocity vanishes. Plotted is  $L_D$  versus  $L_D^R = \frac{\beta}{V_0 \sqrt{k^2 + l^2}} \frac{k^2 - l^2}{(k^2 + l^2)^2}$ . The calculation is done on the signal averaged over 10 months. (data is in Table 3.1).

For a purely barotropic forcing, we expect  $L_D$  to obey (3.2) and to be proportional to  $L_D^R$ . The parameters of the forcing are the amplitude of the meridional velocity, the period and the distribution of excited meridional modes are varied in experiments 4 to 10 (Table 3.1). We determine a meridional spectrum of forced propagating waves by applying a Fourier transform in longitude to the meridional velocity. Each zonal mode is linked through the dispersion relation to a meridional mode by the period of the forcing.  $L_D^R$  is then evaluated as the predicted lengths of destabilization (equation (3.2)) of the most energetic zonal mode. The observed  $L_D$ , plotted against  $L_D^R$  in figure 3.5, is the mean destabilization length, observed over a period of ten months in a statistically steady regime. This averaging removes the intrinsic variability due to the waves and, as long as the phenomenon is not dependent on basin modes, does not need to be comparable to basin-mode periods. Figure 3.5 shows a good agreement with the proposed proportionality law for  $L_D$  in equation (3.2).

Furthermore, while the length of EEJ is inversely proportional to the forcing amplitude (equation (3.2)), the strength of EEJ is set by the amplitude of the forcing. In order to obtain simultaneous long EDJ/EEJ with realistic strength, the range of amplitude of the forcing is bounded by these two effects.

### 3.5.3 Connection with the observed Atlantic broad-band $v$ variability

So far, we have mostly discussed simulations pertaining to a monochromatic frequency of the forcing (50 days period), while observations from the eastern Atlantic moorings such as those of Figure 1 indicate that the variability of the meridional velocity component presents a broad range of periods between 30 days and 60 days, with slightly stronger amplitudes near the 30 days limit. Specifically, the mean amplitude in the 25-35 days range does not exceed 8 cm/s, while the mean amplitude of the 50-60 days range does not exceed 4 cm/s (Bunge 2008, personal communication).

In experiment 12, a bi-period forcing case is tested to assess the respective role of the two periods on the EDJ/EEJ response. The forcing takes the form of an oscillating interhemispheric western boundary current with two periods of 30 and 50 days, which is vertically confined to the upper 2500 meters (cf. Table 3.2 and the Appendix). The vertical confinement of the boundary current implies a non-zero barotropic component of the forcing, needed to force long EEJ, as discussed in the previous paragraph and both barotropic Rossby waves and baroclinic MRG waves are excited in the equatorial area. The amplitudes of the forcing near the western boundary forcing are listed in Table 3.3 for each period and each vertical mode. The non-dimensional parameter  $k$ , which characterizes the zonal-shortness character of the excited waves, is  $k = -2$  and  $-3.9$  for the 30 and 50 days period forcing for, for instance, vertical mode 2. According to H08 results, the 30 days forcing is borderline for exciting zonally-short waves, and one should not expect significant destabilization for that component. Furthermore, when looking at the components of the 30 days forcing of experiment 12, none of the vertical modes has an amplitude which exceeds 10 cm/s. All excited waves are thus more stable than the 30 days wave excited in experiment 1. Figures 3.6(a-b) illustrate the equatorial response for experiment 1 and show that only very weak EEJ are formed with no EDJ at all. We conclude that low amplitude 30 days period waves are quasi-stable in experiment 12.

For the bi-period, vertically confined experiment (Exp. 12), Figures 3.6 (c-d) displays the equatorial response. Panel (c) gives evidence of an EDJ system with a high vertical mode around mode 16, while panel (d) displays EEJ length which is similar to the value observed in Figure 3.4 (f). It therefore appears that the total response for a bi-period forcing case is dominated by the 50 days period component of the forcing : the only wave which is destabilized is the 50 days wave while the 30 days wave is quasi-stable.



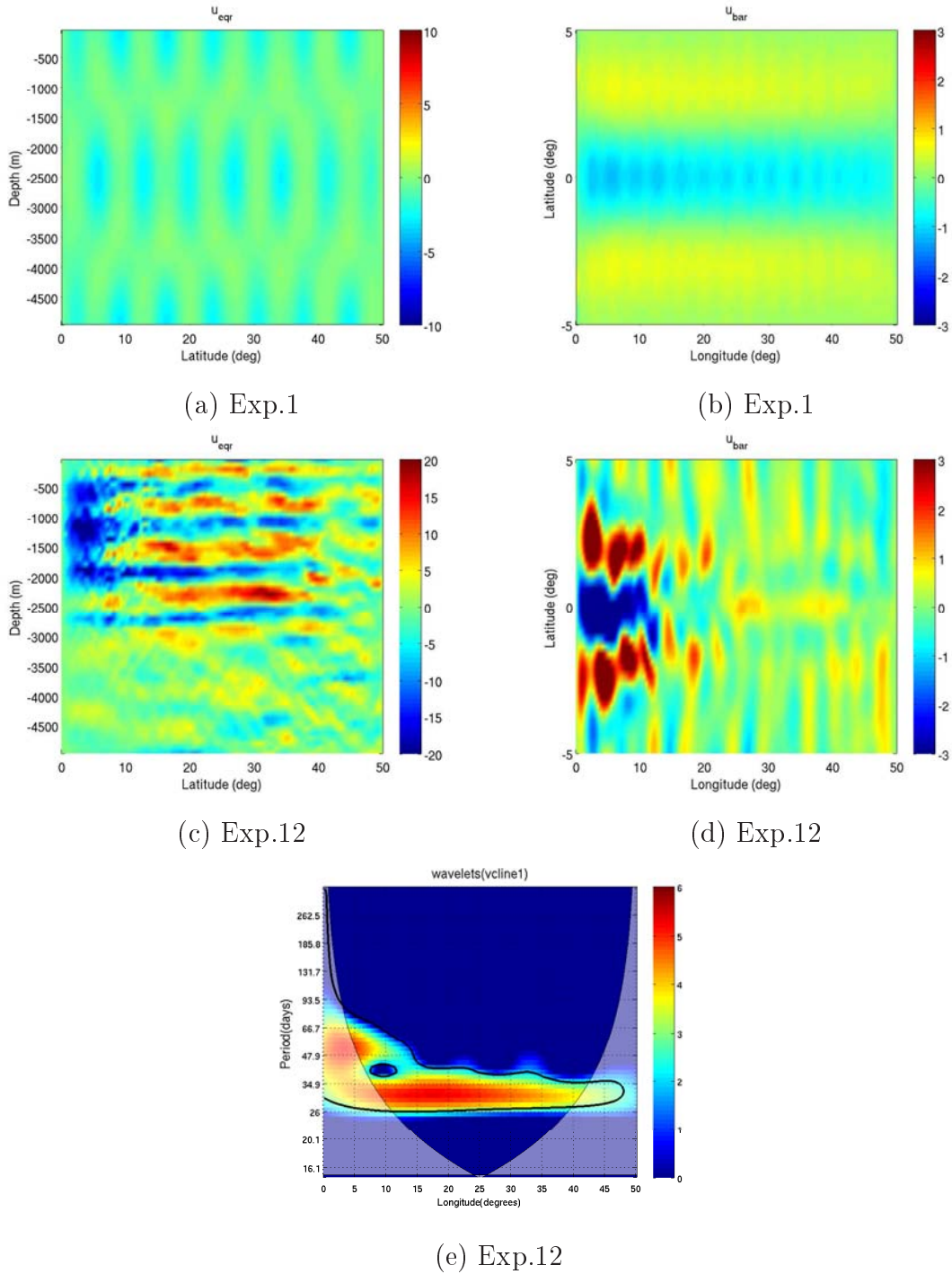


FIG. 3.6: (a-b) Instantaneous zonal velocity distribution for a forcing period of 30 days and a forcing amplitude of 10 cm/s with a baroclinic mode 2 (Exp. 1) after reaching a statistically steady state. (a) zonal velocity section along the equator in cm/s. (b) barotropic zonal flow in cm/s. (c-d) As in (a-b) but for a forcing with two periods (30 days and 50 days) in the western boundary and with a vertical confinement and a latitudinal confinement about the equator (Exp. 12). (e) Wavelet analysis of the first baroclinic mode of meridional velocity at the equator from the two-frequency forcing case. The color field is for  $v$  amplitude (cm/s). The 50 days signal remains confined to the western boundary while the 30 days signal is still strongly energetic over the entire basin width.

This is furthermore corroborated by the wavelet analysis of the variability of the first baroclinic mode of the *meridional velocity component*  $v$  as a function of longitude (Fig. 3.6 (e)). The 50 days signal remains confined to the western boundary since its quick destabilisation leads to quite smaller amplitudes of the 50 days signal further eastward. On the other hand, the 30 days signal remains constant throughout the whole basin width. The same analysis for the second main vertical component of  $v$ , the barotropic component, has been done (not shown) with similar conclusions. This is thus consistent with observations of Bunge et al. (2008) which are restricted to the eastern half of the Atlantic basin and which indicate that meridional velocity is the most energetic in the 20 to 45 days band since those periods with observed amplitudes are quasi stable to lateral shear instability throughout the whole basin.

## 3.6 Atlantic case

### 3.6.1 EDJ/EEJ for a realistic stratification and forcing

Our previous simulations as well as those of DHS07 and H08 are initialized with a constant Brunt-Väisälä frequency  $N$ . In order to better reproduce the observed Atlantic fields, we use a depth-varying Brunt-Väisälä frequency  $N(z)$  typical of the central equatorial Atlantic ocean, corresponding to the meridionally-averaged stratification of the EQUALANT99 section taken along 23W (Fig. 3.7(a)).

The forcing takes the form of an oscillating interhemispheric western boundary current with a monochromatic period of 50 days, that is vertically confined to the upper 2500 meters, a forcing consistent with the observed dynamics of the western equatorial Atlantic. The parameters of this “realistic” experiment are listed in Table 3.2 (Fig. 3.7(b)) and details are given in the Appendix. Both short barotropic Rossby waves and short baroclinic MRG waves are excited. Table 3.3 shows the projection of the forcing onto the lowest four vertical modes, the predicted zonal length  $L_D$  of the EEJ and the dominant vertical mode of the EDJ for each vertical mode of the forcing.

The characteristics of the confined forcing are :

(i) that it contains many vertical modes, in particular a barotropic component, favoring the formation of long EEJ-like structures [the resulting  $L_D$  for this combined vertical modes forcing is estimated in the simulation to be of  $18.7^\circ$ , in agreement with the result

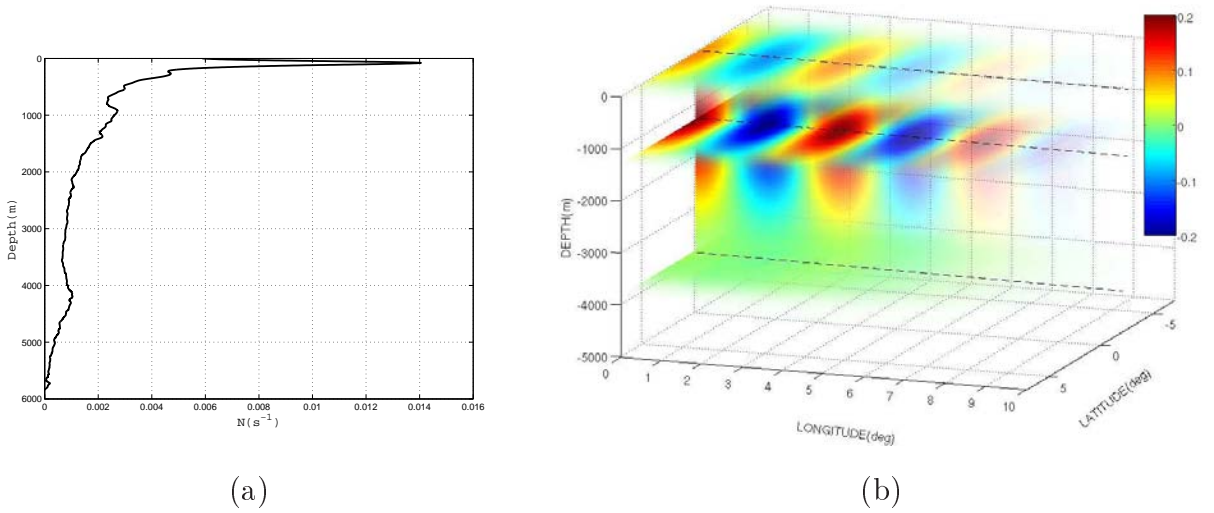


FIG. 3.7: (a) : Meridionally averaged vertical Brunt-Väisälä frequency profile for the 23W section of EQUALANT99, used in the simulations of the Atlantic equatorial jets. (b) : Spatial structure of the meridional velocity used to force the system at the equator in the western boundary.

	Vertical mode	0	1	2	3
$T_{forc} = 30$ days	amplitude (cm/s)	9.8	7.5	1.2	2.7
Exp.12	$m_{peak}^*$	--	5.6	4.7	3.8
	Predicted $L_D(^{\circ})$	> 70	70	530	330
$T_{forc} = 50$ days	amplitude (cm/s)	16.3	12.4	2.0	4.6
Exp.12	$m_{peak}^*$	--	17.7	16.7	15.7
	Predicted $L_D(^{\circ})$	> 30	10	47	27
$T_{forc} = 50$ days	amplitude (cm/s)	17.8	8.3	9.5	7.4
Exp.13	$m_{peak}^*$	XX	17.7	16.7	15.7
	Predicted $L_D(^{\circ})$	> 30	13	14	17

TAB. 3.3: Characteristics of the barotropic mode and the first 3 baroclinic normal modes of the experiments using realistic stratification : their amplitudes, the dominant baroclinic vertical mode they excite through barotropic instability ( $m_{peak}^*$ ), and the length of destabilization for each mode according to the inferred proportionality laws.

shown in Figure 3.8(c)].

(ii) that it is composed of multiple baroclinic modes oscillating with the *same* time-period, leading to the formation of a single EDJ-like structure [since excited short equatorial waves of the different baroclinic modes have *all the same period*, imposed by the western boundary forcing term, they are destabilized into EDJ with nearly the same vertical

scale].

Figure 3.8(a) shows a longitude-depth plot of the instantaneous zonal velocity field in the model along the equator once the kinetic energy has reached its equilibrium value. Again, note that the EDJ are confined at the same depth range as the oscillating forcing inside the western boundary layer, creating jets as energetic as the forcing was (e.g. the amplitude of the jets is the same as that of the meridional velocity oscillation in the western boundary).

Figure 3.9(a) shows an instantaneous meridional section of zonal velocity amplitudes taken a distance of  $10^\circ$  from the western boundary. It displays the same overall vertical patterns as the ones seen in the observed instantaneous section at 23W (see Figure 3.2(a)), with EDJ and EEJ reaching comparable amplitudes. Both Figures 3.8(a) and 3.9(a) reveal an increase in the vertical scales of the EDJ with depth, due to the depth variation of the realistic stratification used.

The projection of the zonal velocity of Figure 3.9(a) onto vertical modes corresponding to  $N(z)$  (Fig. 3.9(b)) reveals that a forcing period of 50 days excites EDJ with a peak at vertical mode 18 (vertical wavelength  $\approx 600$  m) consistent with the observed in situ data (Fig. 3.2(b)). The meridional sections of high- and low-pass filtered zonal velocity fields are displayed in Figures 3.10(a) and 3.10(b). They bear a high resemblance with observations of Figure 3.3 and, this, despite the relatively simple monochromatic nature of the forcing in the numerical simulation.

Figure 3.10(b) shows an *instantaneous* barotropic zonal velocity field after the model has reached a statistically steady state. Eastward zonal jets are well reproduced and centered at about 2N and 2S resembling the observed EEJ. We want to stress here again that even if Figure 2 of Ollitrault et al. (2006) contains cumulated Lagrangian floats velocities and provides thus an average rather than instantaneous view of the zonal velocity field, continuous eastward jets are clearly identifiable in the instantaneous velocity field (Gouriou et al. (2001)) and highlight their considerable strength when compared to midlatitude zonal jets whose signal requires a long time averaging to become visible. This last point is correctly reproduced by the Atlantic simulation (Exp. 13).

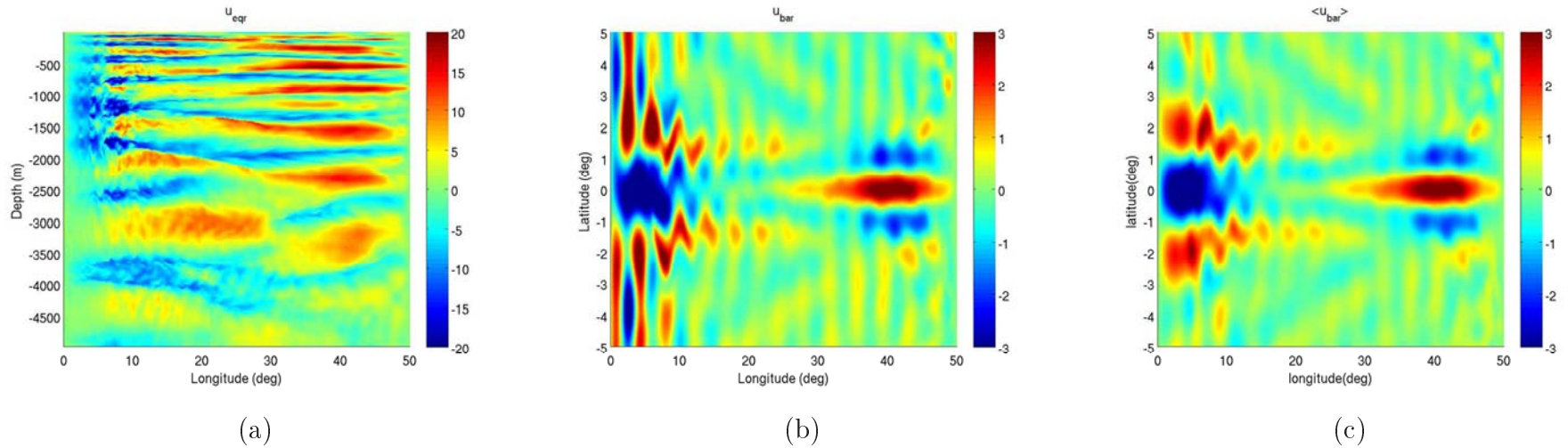


FIG. 3.8: Zonal velocity distribution in Atlantic case experiment (Exp.13) after reaching a statistically steady state. (a) Instantaneous zonal velocity along the equator in cm/s. (b) Instantaneous barotropic component in cm/s. (c) Barotropic component in cm/s, time-averaged (over 290 days, using 10 snapshots). The main features and characteristics of the jets in the equatorial track are reproduced in the simulation : amplitude, vertical scale, meridional location of EEJ. This figure can be compared to observation in Figure 3.2.

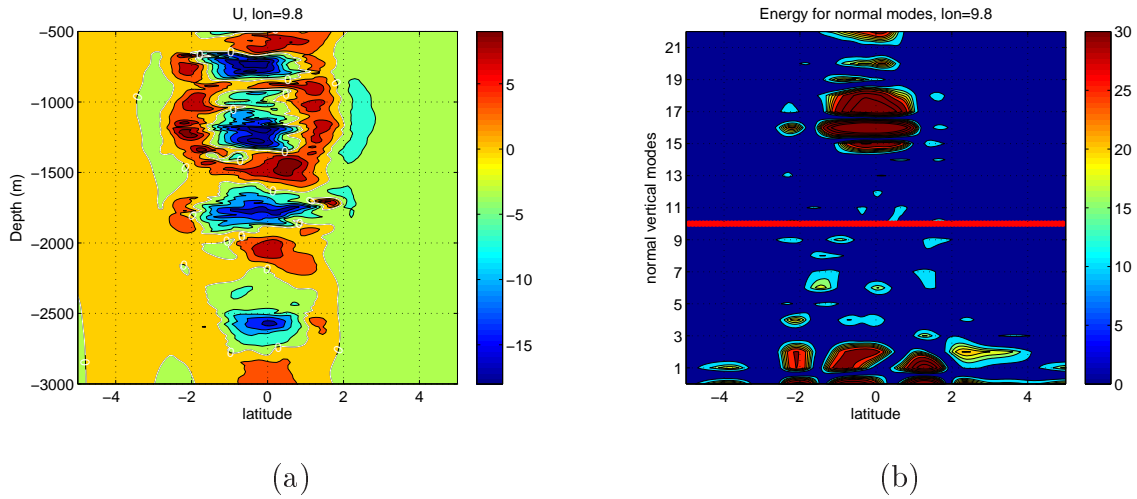


FIG. 3.9: (a) Meridional section of zonal velocity at  $9.8^\circ$  from the western boundary. (black contour every 3.5 cm/s). (b) Energy in zonal velocity as a function of normal mode from the field shown in the left panel. Red line separates high and low vertical modes.

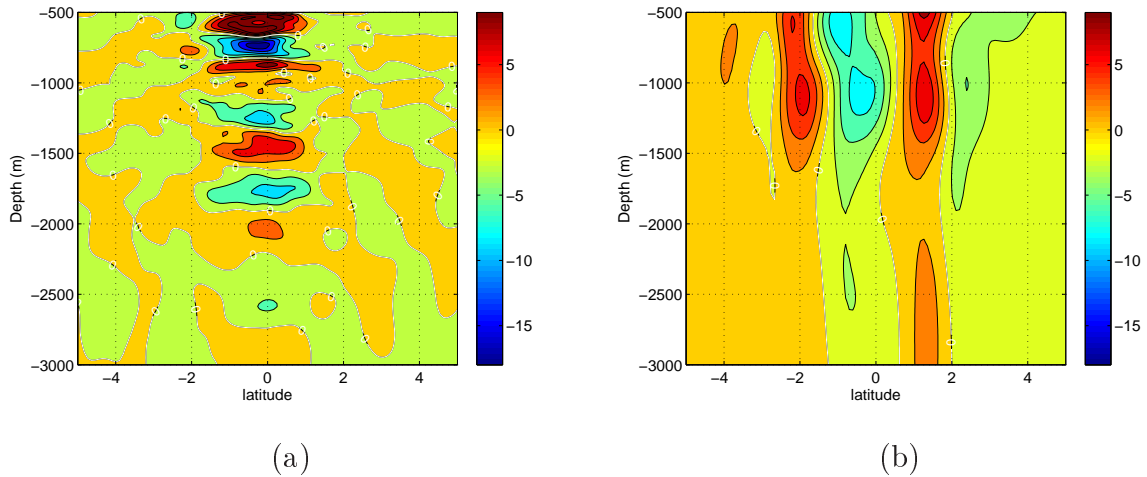


FIG. 3.10: (a) High-pass (vertical modes  $> 10$ ) and (b) low-pass (vertical modes  $< 10$ ) filtered zonal velocity distribution corresponding to the field of Figure 3.9. Contour interval is 3 cm/s for high modes and 2 cm/s for low modes. High and low pass filters respectively display the EDJ and the EEJ. This figure should be compared to the observations shown in Figure 3.3.

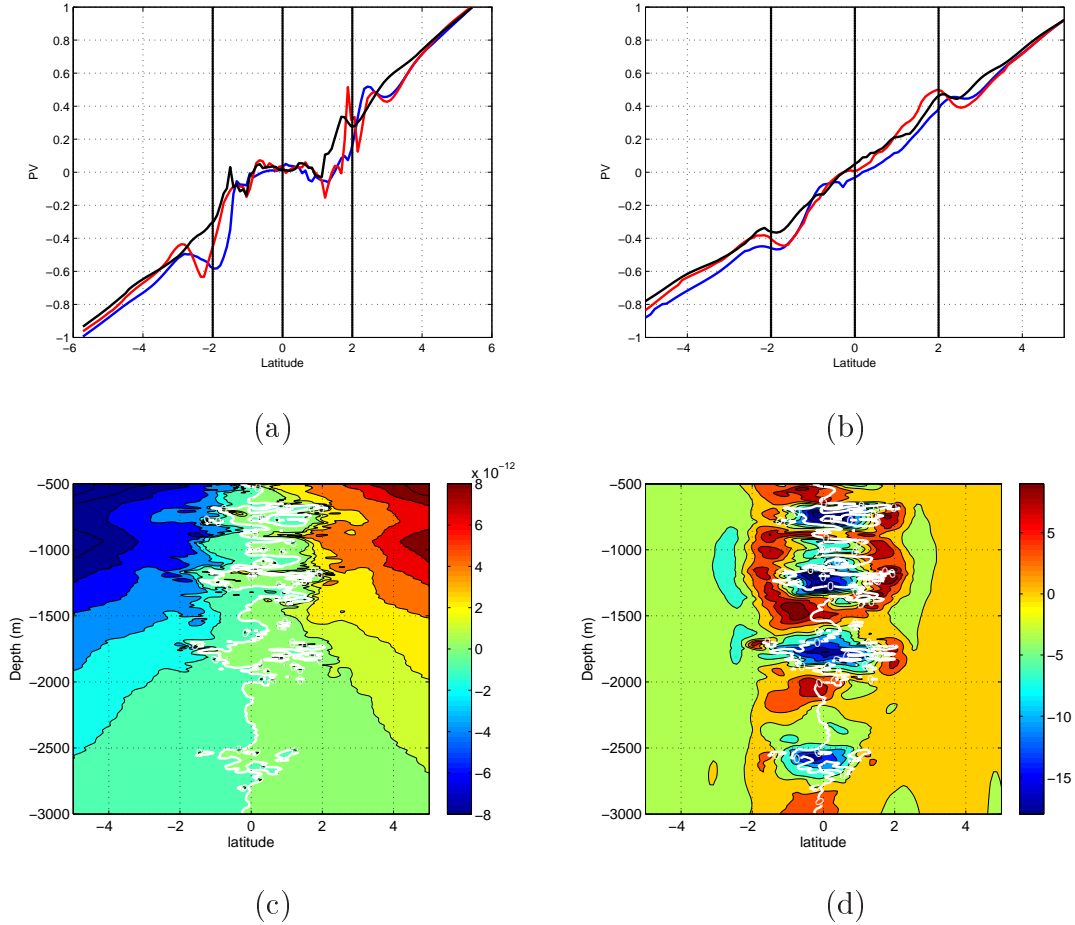


FIG. 3.11: (a) Normalized potential vorticity versus latitude profiles on isopycnal surfaces at levels :  $z \sim 790$  m,  $z \sim 1190$  m and  $z \sim 2540$  m (all inside westward jets), and (b) at levels :  $z \sim 580$  m,  $z \sim 1460$  m and  $z \sim 2080$  m (inside eastward jets). (c) Meridional section of potential vorticity at  $7.5^\circ$  from the western boundary, with zero-PV isoline in white. (d) Meridional section of zonal velocity at  $9.8^\circ$  from the western boundary (black contours every  $3.5$  cm/s, with Zero-PV isoline in white). Westward jets exhibit lateral homogenization of tracers with potential vorticity mixed to zero.

### 3.6.2 Potential vorticity distribution

Observed distributions of potential vorticity and passive tracers display a strong meridional homogenization within specific depth ranges near the equator at depth (see, e.g., d’Orgeville et al. (2004) for the equatorial Atlantic, and Ménésguen et al. (2009b)). We have diagnosed Ertel potential vorticity in experiment 13, using  $PV = (2\boldsymbol{\Omega} + \nabla \wedge \mathbf{u}) \cdot \nabla \rho / \rho_0$ , which is a conserved quantity along a fluid parcel trajectory in the absence of viscosity and external forcing, where  $\boldsymbol{\Omega}$  is the Earth rotation vector,  $\mathbf{u}$  is the fluid parcel’s velocity,  $\rho$  its density, and  $\rho_0$  is a constant reference density.

PV is diagnosed along isopycnal surfaces located within westward and eastward-flowing

EDJ, respectively, and is displayed in Figures 3.11(a) and 3.11(b). There are striking differences in the latitudinal distribution of PV between the two cases. Within westward EDJ, PV is completely homogenized to a value close to zero between 2N and 2S where sharp jumps in PV appear, corresponding to temporal-mean positions of EEJ (Fig. 3.8(b)). In contrast, at depths of eastward-flowing EDJ, right at the equator, PV displays a strong meridional gradient, steeper than the one of planetary vorticity, with narrow meridional plateaus of less than  $1^\circ$  latitude in width observed further away from the equator. These two types of PV distribution, typical of finite-amplitude westward and eastward flows centered at the equator, are also found in channel geometry simulations by Fruman et al. (2009), who show an equilibration of zonal jets through inertial instability redistributing angular momentum meridionally and mixing PV to near zero values. Ménesguen et al. (2009b) argue how a flattened PV gradient can be interpreted as being due to local PV mixing by inertial instability rather than simply the passage of a Rossby wave.

The vertical distribution of homogenized PV patterns in the Atlantic simulations can be assessed from Figure 3.11(c). Four main weak PV regions of large latitudinal extent can be identified by the zero PV isoline (white contours) that has been overlaid on the latitude-depth distribution of zonal velocity. There is clearly a higher concentration of wide meridional excursions of the zero-PV contours within the depth ranges of westward EDJ. Furthermore, the latitudinal confinement of zero-PV regions by the taller eastward EEJ at 2N and 2S is observed throughout the water column. Quasi-barotropic eastward zonal jets are known to act as barriers to meridional fluid displacements. A review and rationale for this property of mid-latitude zonal jets can be found in Dritschel et McIntyre (2008).

Muench et al. (1994) were the first to diagnose potential vorticity in the subsurface equatorial dynamics from observations in the equatorial Pacific and found that the presence of EDJ induces significant departures of the high-pass filtered PV field from the planetary vorticity contribution. They concluded that EDJ could not be interpreted as linear Kelvin waves since the latter do not carry PV. Instead, the observed EDJ meridional structure matches that of the first meridional mode Rossby wave, although the zero crossings in zonal velocity are at  $1^\circ 30'N$  and  $1^\circ 30'S$ , rather than the 1N and 1S predicted by linear wave theory. For the equatorial Atlantic data set, Johnson et Zhang (2003) also identify spatial scales of EDJ with a first meridional mode Rossby wave, again noting that the meridional extension of the EDJ is wider than predicted by linear wave theory. For the equatorial basin simulations of DHS07 using an oscillating forcing in the Western



boundary layer, the EDJ formed are found to be the components of basin modes, thus involving finite-amplitude, long Kelvin and Rossby waves of high vertical modes. The corresponding potential vorticity field displays a slight homogenization at westward jet levels but the simulated EEJ are rather weak and remain confined to the westernmost part of the basin.

In the present simulations, the modelled EEJ reach amplitudes comparable to those of the observed EDJ, explaining why EEJ have a strong quantitative influence on the meridional structure of the PV field (Fig. 3.11(a,c)). Thus, a possible interpretation of the wider meridional scales noted by Muench et al. (1994) and Johnson et Zhang (2003) is to attribute them to the low-vertical EEJ mode rather than to the high-vertical EDJ mode, since taller structures correspond to larger radii of deformation than shorter structures. Quantitatively, the radii of deformation for vertical modes 16-18, with which we associate the EDJ, are between  $0.79^\circ$  and  $0.84^\circ$ , while for vertical modes 1 and 2, the radii of deformation are  $2.9^\circ$  and  $2.1^\circ$ . For the lowest meridional mode equatorial Rossby wave, the latitude of zero zonal velocity coincides with the deformation radius. The observed zero crossings are thus close to those of the equatorial Rossby waves with *low vertical modes*, and we thus attribute the structure of the EEJ with them. In our simulations at least, the total PV distribution results from nonlinear scale interactions between the quasi-barotropic EEJ and the 600 m-vertical-scale EDJ and is not a simple superposition of the respective contributions of the low-pass and high-pass filtered fields.

### 3.7 Discussion

In this study, based on equatorial wave instability (H08) and using a high-resolution primitive equations model of an equatorial ocean basin, we have shown how waves excited by intra-seasonal variability of meridional velocity in the deep ocean destabilize and generate zonal jets.

The EEJ signal is associated with growing perturbations whose energy propagates westward from regions where destabilization occurs. In an ocean basin forced in the western boundary layer, to induce growth of EEJ structures extending far into the basin interior is therefore not obvious. We have defined the zonal extent  $L_D$  of the EEJ structure to be the distance covered by unstable waves. We showed that in a purely barotropic forcing,  $L_D$  depends on the amplitude, the meridional wave length and the zonal scale of the unstable wave. A first result is that the longer and weaker the forced wave is, the

further away from the western boundary it will propagate. A second result is that for the same amplitude, a barotropic wave propagates further into the basin, before being totally destabilized, than a baroclinic wave meaning that a barotropic forcing will favor long EEJ-like structures.

In order to produce EEJ and EDJ in an Atlantic typical stratification, the model was driven by meridional oscillating western boundary forcing confined to the upper 2500 m depth extending several degrees about the equator and mimicking the observed destabilization through periodic eddy formation of the western boundary current while it crosses the equator. This particular configuration excites a short barotropic Rossby wave together with equatorially confined baroclinic Rossby and MRG waves propagating into the basin interior. The barotropic wave exhibits a greater length of destabilization than the baroclinic equatorially trapped modes oscillating with the same period. Such forcing, with a single period of 50 days but composed of several vertical and meridional modes, can be tuned to simultaneously form EDJ of vertical mode 18 (the  $\sim 600$  m vertical scale observed in the Atlantic) together with long barotropic EEJ. It also reproduces the intensification of the observed signal in the upper 2500 m and the western intensification of the EEJ seen in the Atlantic observations of Ollitrault et al. (2006).

Even if it contains the ingredients necessary to produce the complex dynamics in the equatorial track, this forcing remains nevertheless academic. It could be made more realistic by including the intrinsic destabilization of the western boundary current. In that case, the eddying area of Edwards et Pedlosky (1998*b*) is no longer confined to the first few degrees of the western boundary but penetrates further eastward into the equatorial track. The wider zonal extent of the forcing facilitates formation of EEJ over the whole width of the basin. The eddying area spreads also further away from the equator and excites in a wider latitudinal window short barotropic Rossby waves. Since the amplitude of the interior jets is directly tied to the western boundary forcing, a wide latitudinal eddying area, whose strength decays from the equator, produces weak zonal extra-equatorial jets poleward EEJ (not shown). A more realistic forcing would also include a downward propagation of energy from surface instabilities. When energy propagates at depth in a form of a zonally short wave, lateral shear instability is a good candidate to cause the breaking of the wave leading to the creation of equatorial zonal jets.

Combined to the specific zonal velocity structure in the equatorial track are fine homogenized density layers localized inside westward EDJ and between the EEJ (d'Orgeville et al., 2004). The numerical model shows that potential vorticity is well homogenized

laterally only if it reproduces the combined system of jets : EDJ and EEJ (not shown). Such tracer redistribution is a strong signature of a high dynamical mixing, occurring in the equatorial track. The EEJ barriers prevent meridional redistribution of tracers. We have found that they increase the meridional gradients of potential vorticity at  $\pm 2$  degrees, isolating meridionally the layers of well-mixed PV appearing within westward EDJ. The process of PV mixing is further investigated in Ménesguen et al. (2009b). Finally, the present work has been mostly motivated by equatorial Atlantic observations which have guided our model setup and our limited parameter space exploration. However EEJ are also observed in the equatorial Pacific ocean, and their specific case is addressed by Ascani et al. (2008).

Acknowledgments. This work has benefited from grant 81777 from IDRIS. Access to the Earth Simulator is through IFREMER-CNRS-ES MOU. We would like to thank S. Le Gentil for her development in ROMS. Support from the French ANR (Agence Nationale pour la Recherche), contract no. ANR 05 CIGC 010 is acknowledged. The authors gratefully acknowledge the insightful comments of the anonymous reviewers.

### 3.8 Appendix

The forcing confined to the western boundary and about the equator is introduced in the model as follows.

The coordinates are such that  $x$ ,  $y$ ,  $z$  denote respectively the zonal, meridional, vertical coordinates with  $x = 0$  at the western boundary,  $y = 0$  at the equator and  $z = 0$  at the sea surface.

A smooth boxcar function is applied to confine the forcing to the western boundary and to the equatorial region (see Fig. 3.7(b)). Within this boxcar, the flow is restored to the forcing with a time restoring scale of  $t_0 = 2$  days. The restoring term  $\sigma$  is written as

$$\sigma = 1/t_0 * 0.5(\tanh[(x+x_0)/\delta_x] - \tanh[(x-x_0)/\delta_x]) * 0.5(\tanh[(y+y_0)/\delta_y] - \tanh[(y-y_0)/\delta_y]), \quad (3.3)$$

with  $x_0 = y_0 = 4.5^\circ$  and  $\delta_x = 3^\circ$ .  $\delta_y$  values are found in Tables 3.1 and 3.2. The forcing structure is

$$\tilde{v} = V(x, y, z) \cos(\omega t),$$

with  $V(x, y, z) = V_0 * G(x)F(y)H(z)$ .

The zonal structure is defined as

$$G(x) = \cos(k^* x),$$

with  $k^*$  given by the dispersion relation of the wave to be forced (MRG or barotropic Rossby waves).

The meridional structure is defined as

$$F(y) = \exp(-0.5(y/\Delta_y)^2),$$

where  $\Delta_y$  is given in Tables 3.1 and 3.2 for experiments 4-13. The forcing is centered at the equator.

The vertical structure is defined as

$$H(z) = \cos(m^* z),$$

where  $m^*$  is the prescribed forcing vertical mode for purely baroclinic forcing (Exp.1-3, Table 3.1);

$$H(z) = 1$$

for barotropic forcing (Exp.4-10, Table 3.1); or

$$H(z) = \exp(-0.5((z - z_0)/\Delta_z)^2),$$

where  $z_0$  and  $\Delta_z$  are given in Table 3.2 for experiments 11 – 13. The total depth is  $h_0 = 5000$  m. The forcing term is confined at the surface. It is a superposition a strong barotropic component and several baroclinic modes (Table 3.3).



---

## Chapitre 4

# Intermittent layering in the Atlantic equatorial deep jets (Ménésguen et al., 2009*b*)

### 4.1 Abstract

Equatorial observations in the Atlantic show three distinct vertical scales : quasi-barotropic eastward Extra-Equatorial Jets (EEJ), Equatorial Deep Jets (EDJ) of scale 500-800 m, and a smaller scale signal (50-100 m) of thin layers of well-mixed tracer fields. In the combined system of jets, westward EDJ correspond to zero-Potential Vorticity (PV) “niches”, inside of which most of the thin well-mixed layers are found. Because of its correlation with zero-PV niches, the formation of layers is interpreted as due to inertial instability. The latter encompasses inertial barotropic instability due to meridional shear (either steady or parametric), baroclinic symmetric instability due to sloping isopycnals and vertical velocity shear, and effective-beta inertial instability due to the curvature of a westward jet at the equator. In very high resolution numerical simulations, where equatorial deep jets of 500-800 m vertical scale are produced, density layering is observed with a characteristic depth of mixing of about 50 m. A statistical analysis reveals that the well-mixed layers are located in zones of marginal inertial stability, mainly due to the vertical shear of zonal velocity and curvature of westward jets and therefore points towards a baroclinic symmetric instability mechanism and an effective-beta inertial instability.

## 4.2 Introduction

In examining the field of zonal velocity near the equator, a striking feature that emerges is the permanent pattern of jets alternating in direction over the vertical, called the Equatorial Deep Jets (EDJ), with amplitudes reaching 25 cm/s (Luyten et Swallow, 1976; Leetma et Spain, 1981; Eriksen, 1982). Their vertical scale is specific to each oceanic basin : about 350 m in the Pacific, 500 m in the Atlantic, and 600 m in the Indian (see, respectively, Firing, 1987; Gouriou et al., 1999; Dengler et Quadfasel, 2002). The EDJ are straddled by largely barotropic eastward Extra-Equatorial Jets (EEJ) at  $\pm 2$  degrees of latitude (Gouriou et al., 2001) that have approximately the same amplitude as the EDJ in instantaneous observations. At midlatitudes, eastward jets act as barriers for particle motion because they imply a sharp gradient in potential vorticity (PV) (hence “PV-barriers”, see Dritschel et McIntyre, 2008). Ménesguen et al. (2009a) have shown that the EEJ have a similar effect, and the combination of strong EEJ and westward EDJ creates isolated regions of low PV where mixing can be confined.

Another feature of the dynamics in all three equatorial basins is the intermittent presence of small vertical-scale (less than 100 m) layers of well-mixed density and tracers. These structures have long zonal coherence and meridional extent of several degrees. Richards et Banks (2002) study depth-latitude sections of the upper 250 m in the western equatorial Pacific and find marked structures of vertical scale 30 m in the salinity anomaly fields between 2N and 2S. The mean latitudinal gradient is modified as a result of these salinity intrusions across the equator. Lee et Richards (2004) document the variation of such structures with longitude, using sections along the equator and along 1.5N, and find they can be over 4 degrees in zonal extent. Well-homogenized density structures in the form of 15-50 m high steps in the upper 2000 m of the Indian Ocean is reported by Dengler et Quadfasel (2002), and in the upper 2000 m of the Atlantic ocean, d’Orgeville et al. (2004) find staircase patterns of homogenized density layers of vertical scale 50-100 m and with meridional coherence up to 2 degrees.

The dynamics of the two different vertical scales, the EDJ scale on the one hand and the density layers on the other, are observed to be spatially correlated. d’Orgeville et al. (2004) notice that westward jets coincide with concentrations of well-mixed layers stacked over the vertical. Westward jets correspond, as noted above, to low-PV regions and d’Orgeville et al. (2004) interpret that correlation as evidence for inertial instability as a mechanism for forming layers. However, many other studies (e.g. Ruddick et Kerr,



2003) attribute the formation of well-mixed layers to a double-diffusion instability due to the presence of lateral thermohaline fronts leading to interleaving intrusions. Spatially extended well mixed layers can exist without thermohaline fronts as we will show. Indeed, in the deep ocean, there is no obvious thermohaline front, yet layers are readily observed. Since the density fronts are not necessary, we advocate using the term “layering” rather than the terms “intrusions” and “interleaving”.

The present study is an investigation of the phenomenon of layer formation in the deep equatorial ocean, supported by an analysis of both Atlantic in-situ data and numerical simulations. We will show that numerical simulations of a stratified equatorial flow, which neglect salinity in the equation of state and are therefore not subject to double-diffusion, are able to create features similar to those observed in situ, provided the combined EEJ-EDJ system is adequately well reproduced. We argue that inertial instability alone is sufficient for producing well-mixed density layers.

The paper is organized as follows. We first analyze equatorial Atlantic observations of well-mixed layers in Section 2. Section 3 introduces formation mechanisms, with a special focus on inertial instability. In Section 4, a description of the numerical simulations and their results is presented, showing that density layers can be created in a configuration that excludes the possibility of double diffusion. Section 5 demonstrates a statistical link between the formation of well-mixed density layers, regions of marginal inertial stability, and westward EDJ. In the final section, details of the mixing associated with layers is discussed.

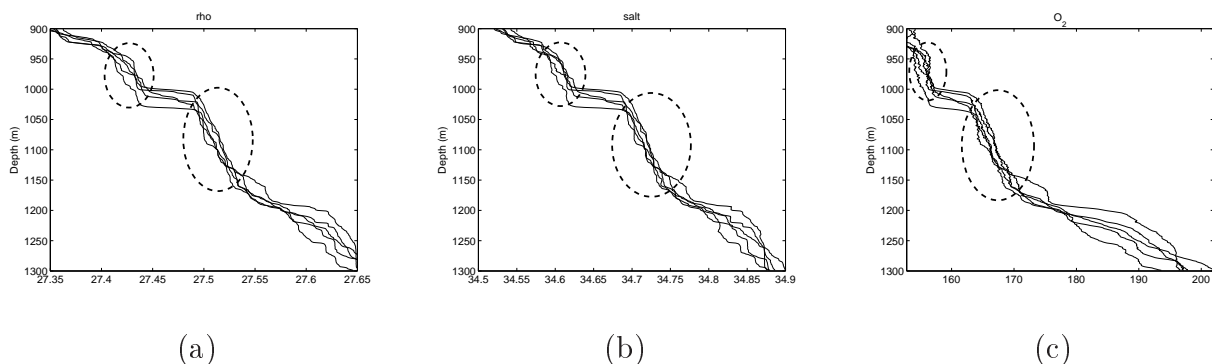


FIG. 4.1: Vertical profiles of (a) potential density ( $\text{kg.m}^{-3}$ ), (b) salinity (ppt), and (c) oxygen (mm/kg) from five adjacent stations between 0.6S and 0.6N at 10W (EQUALANT 2000). Coherent 50-100 m step-like structures are circled.

### 4.3 Layering occurrence and criteria for inertial instability

We first describe the three-dimensional characteristics of layering observed in the deep equatorial Atlantic from vertical profiles, meridional profiles and depth-latitude sections. The dataset used comes from the EQUALANT99 and EQUALANT2000 cruises.

Figure 4.1 shows vertical profiles of density, temperature and oxygen taken at five adjacent stations between 0.6S and 0.6N at 10W, revealing step-like structures of tracers, with a height scale of the order of 50-100 m and coherent across all five profiles. These step-like features cross the equator and extend meridionally with a length scale of the order of 200 km. The pattern of steps is only noticeable in tracer fields which have a large-scale vertical gradient. A similar observation has already been made by d’Orgeville et al. (2004) in the case of the density field.

Figure 4.2 displays isopycnal latitudinal profiles of potential vorticity (neglecting zonal gradients), temperature, salinity and oxygen between 4S and 4N averaged over three different depth ranges. The dash and dash-dot lines represent averages over the step-like features identified in Figure 4.1. In these depth ranges, all four tracer fields exhibit meridional plateaus between 2S and 2N, the latitudes of the eastward EEJ maxima. The solid lines are the averages over a depth range localized outside step-like features, where all four fields exhibit meridional gradients.

To identify small scale layers in vertical cross sections (latitude or longitude), we shall focus on minima of Brunt-Väisälä frequency  $N$  (regions with weak vertical density gradients) as opposed to maxima of  $N$ , on which d’Orgeville et al. (2004) focused. The use of the minimum locates the layer itself while the maximum locates sharp gradients which do not always delimit layers.

We introduce the isopycnal displacement from the mean as

$$\delta z(x, y, z) = \frac{\Delta\rho(x, y, z)}{\langle \frac{d\rho}{dz} \rangle}, \quad (4.1)$$

where  $\langle \cdot \rangle$  designates a horizontal average and  $\Delta\rho = \rho - \langle \rho \rangle$ . In the case of a perfect step-like density profile,  $\delta z$  increases with  $z$  inside well-mixed layers and decreases sharply at depths of high vertical density gradient separating layers. We consider a layer present when the vertical derivative of  $\delta z$  exceeds the threshold value of one.

At the equator, thermal wind balance implies that the vertical density gradient is weaker in eastward jets than in westward jets. We remove this bias by filtering out vertical length

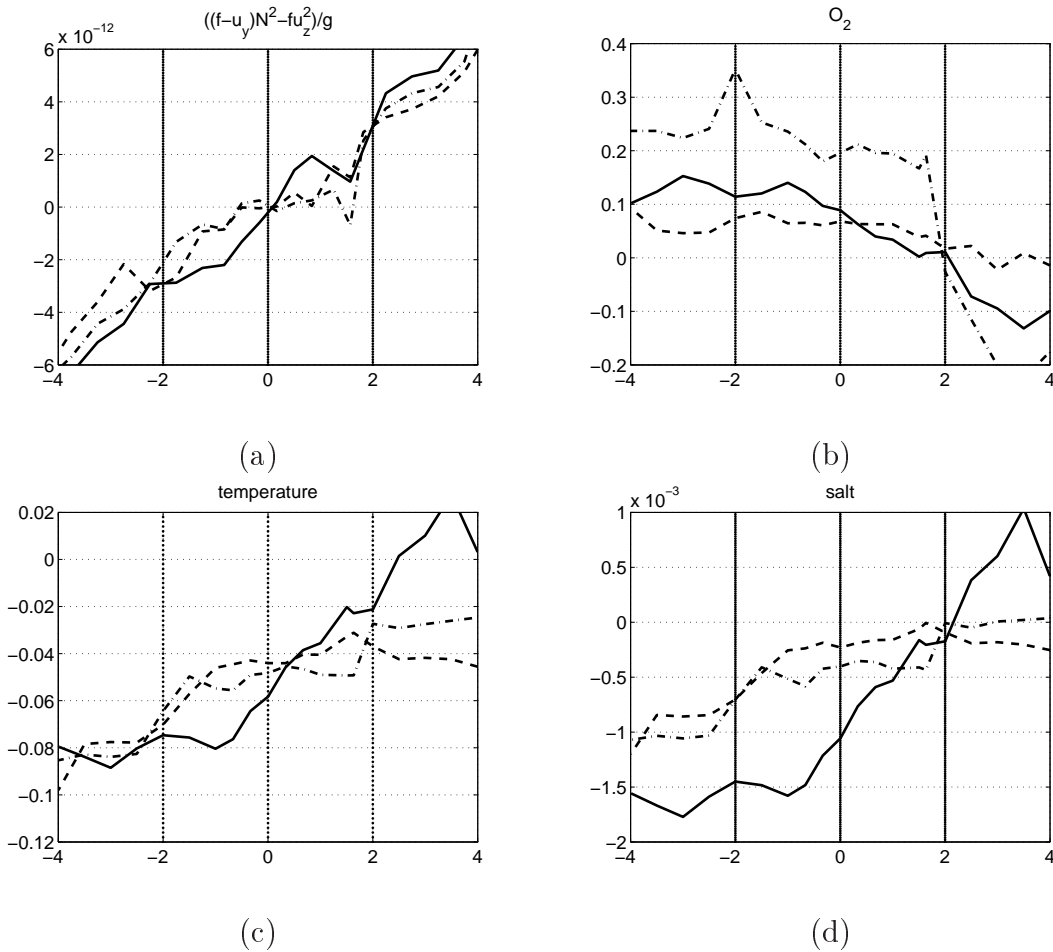


FIG. 4.2: Meridional profiles from different depth ranges from EQUALANT 2000 of (a) Potential vorticity as defined in expression (4.3) ( $m^{-1}s^{-1}$ ), (b) Oxygen ( $mm/kg$ ), (c) Temperature ( $^{\circ}C$ ), and (d) Salinity ( $ppt$ ). For dashed lines, isopycnal profiles are averaged within the upper homogeneous layer circled in Figure 4.1 (isopycnals between  $27.42 \text{ kg/m}^3$  and  $27.44 \text{ kg/m}^3$ ). Dot-dashed lines are isopycnal profiles averaged within the lower homogeneous layer circled in Figure 4.1 (isopycnals between  $27.49 \text{ kg/m}^3$  and  $27.53 \text{ kg/m}^3$ ). These profiles (dashed and dot-dashed lines) are characteristic of latitudinal homogenization within layers, located in westward jets. Solid lines are isopycnal profiles averaged within eastward jets (isopycnals between  $27.24 \text{ kg/m}^3$  and  $27.28 \text{ kg/m}^3$ ) and exhibit no latitudinal homogenization.

scales larger than 100 m.

Figures 4.3(a) and (b) show the positions of layers overlaid on the zonal velocity field for the 10W sections from the two datasets. Notice the concentration of density layers within westward jets and also close to the zero zonal velocity contours where vertical shear is generally strong.

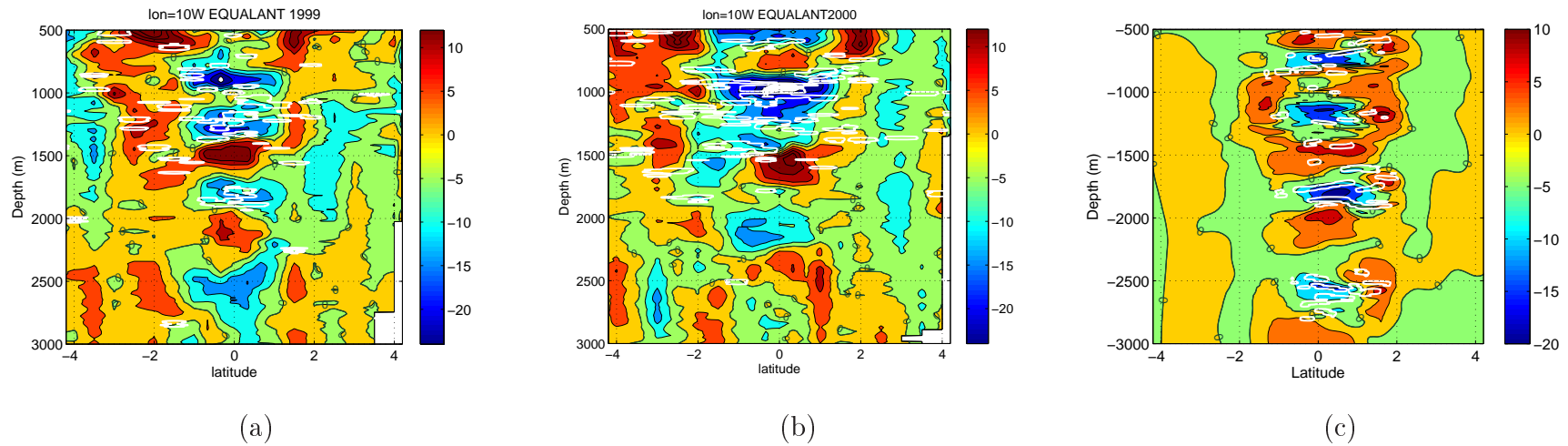


FIG. 4.3: Latitude-depth section of the zonal velocity ( $\text{cm.s}^{-1}$ ) using (a) data from *EQUALANT* 1999 at 10W. (b) data from *EQUALANT* 2000 at 10W. (c) Section taken from the numerical simulation at  $11^\circ$  from the western boundary of the basin. White contours indicate locations of homogenized density layers. The same method of locating the density layers has been applied to both observations and simulations.

## 4.4 Formation mechanisms of layering

Because of the smallness of the Coriolis parameter, equatorial regions are prone to inertial instability, which occurs in symmetric flows whenever the change in centrifugal force induced on a displaced fluid parcel cannot be balanced by the ambient pressure gradient force at its new position (Rayleigh, 1917). In the geophysical context, taking into account the effects of planetary rotation and density stratification, Hoskins (1974) showed that the condition for inertial instability is  $fQ < 0$ , where  $Q$  is the potential vorticity

$$Q = (2\boldsymbol{\Omega} + \nabla \wedge \mathbf{u}) \cdot \frac{\nabla \rho}{\rho_0}, \quad (4.2)$$

with  $\boldsymbol{\Omega}$  the Earth rotation vector,  $\mathbf{u}$  the 3D velocity field,  $\rho$  the density field and  $\rho_0$  its mean value, and  $f$  the Coriolis parameter. In Cartesian coordinates and for a zonally symmetric flow

$$fQ = \frac{f}{g}[(f - u_y)N^2 - fu_z^2], \quad (4.3)$$

where  $g$  is gravity and  $N = \sqrt{-(g/\rho_0)d\rho/dz}$  is the Brunt-Väaisälä frequency. For a zonally symmetric basic flow  $\mathbf{u} = (u(y, z), 0, 0)$ , where

$$u(y, z) = \bar{u}|_{y=0} + \bar{u}_y|_{y=0} y + \frac{1}{2}\bar{u}_{yy}|_{y=0} y^2 + \bar{u}_z z, \quad (4.4)$$

in thermal wind balance, where the overbar quantities are constant, Hua et al. (1997) showed that the necessary condition for inertial instability can be written on the equatorial  $\beta$  plane ( $f = \beta y$ ) as

$$\begin{aligned} f^2 & - f\bar{u}_y|_{y=0} & - f^2\left(\frac{\bar{u}_{yy}|_{y=0}}{\beta} + \frac{\bar{u}_z^2}{N^2}\right) & < 0. \\ \text{(i)} & & \text{(ii)} & \text{(iii)} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Let us discuss separately the last three terms, labeled (i), (ii) and (iii), that appear on the left hand side of equation (4.5), which correspond to different properties of the  $u$  field that can trigger inertial instability.

When only term (i) is non-zero, the flow is unstable only in the hemisphere where angular momentum decreases as the equator is approached, leading to the growth of perturbations that are asymmetric with respect to the equator (Stevens, 1983). For the case of a steady shear the fastest growing mode has the smallest available vertical scale and scale selection is determined by viscous effects (Dunkerton, 1981). This type of inertial instability occurs

when, for instance, an equatorial jet such as the Equatorial Undercurrent, has its axis displaced from the equator (Richards et Edwards, 2003).

For general oceanic conditions however, the lateral shear induced by the meridional excursions of the axis of the zonal jet from the equator is time-variable, leading Natarov et al. (2008) to study oscillatory effects in linear shear flows. The case of an oscillating zonal shear flow corresponding to a zonally-symmetric Mixed-Rossby gravity wave has been addressed by d’Orgeville et Hua (2005). In both cases, the flow is prone to so-called Parametric Subharmonic Inertial Instability (PSII), for which the unstable region alternates with time from one hemisphere to the other, leading to growing perturbations that are symmetric with respect to the equator. An important difference between steady and parametric subharmonic inertial instability is that the latter yields an inviscid vertical scale selection  $L_z$  (d’Orgeville et Hua, 2005) which is set by the period  $T$  of the oscillating shear

$$L_z = \frac{8\pi^3}{7.45T^2\beta N}. \quad (4.6)$$

Term (ii) corresponds to the meridional curvature of zonal velocity. Eastward jets have negative  $\bar{u}_{yy}$  and will therefore stabilize the flow while the opposite situation prevails for westward jets. This was elaborated by Stevens (1983) who introduced the concept of an “effective”  $\beta$  defined as  $\beta - \bar{u}_{yy}|_{y=0}$ .

Term (iii) involves the Richardson number of the large-scale flow in thermal wind balance

$$Ri = \frac{\bar{N}^2}{\bar{u}_z^2}. \quad (4.7)$$

Equation (4.5) shows that, if vertical shear acts alone, the condition for inertial instability is  $Ri < 1$ . However, (4.5) is only valid for zonally symmetric perturbations, but a realistic flow is also subject to zonally variable baroclinic instability and Kelvin-Helmholtz instability. Stone (1966) investigates in detail the regimes for which various types of instability of a vertically sheared flow on an  $f$ -plane of a vertically-sheared flow are predominant, with  $Ri < 0.25$  for Kelvin-Helmholtz instability,  $0.25 < Ri < 0.95$  for inertial instability and  $Ri > 0.95$  for non-symmetric baroclinic instability. Thus, even for three-dimensional dynamics, there is a range of Richardson number where the strongest instability is symmetric inertial instability.

The last two terms may be combined to define a “generalized Richardson number” (Hua et al., 1997) for the large-scale flow,

$$\frac{1}{\tilde{Ri}} \equiv \frac{\bar{u}_z^2}{\bar{N}^2} + \frac{\bar{u}_{yy}|_{y=0}}{\beta}, \quad (4.8)$$

to assess the importance of vertical shear and jet curvature on the layering process. Note that  $\bar{u}_z^2$  and  $\bar{u}_{yy}|_{y=0}$  play identical roles for the destabilisation. The patterns of the unstable disturbances found in both cases correspond to density and zonal velocity structures that are symmetric about the equator, with perturbation zonal velocity extrema that are off the equator (not shown). The case of a barotropic equatorial jet whose inertial instability is solely due to  $\bar{u}_{yy}|_{y=0}$  is treated in Figure 9 of Fruman et al. (2009). The density field of the fastest growing perturbation has a high vertical mode and is meridionally confined because of the finite meridional extent of the basic state (not shown). In contrast, meridionally-unbounded unstable regions of the basic state can lead to a meridional stacking of patterns as seen in Figures 3(c) and 3(d) of Hua et al. (1997).

## 4.5 Three-dimensional numerical simulations of layering

In order to investigate in detail the dynamics of the layering process, we have reproduced the main characteristics of the phenomenon through three-dimensional high resolution simulations using the Primitive Equations code ROMS (Regional Ocean Modeling System) (Shchepetkin et McWilliams, 2005). We use a 50 degrees longitude by 30 degrees latitude by 5000 m depth, rectangular basin centered on the equator. The boundary conditions are no normal flow at the bottom, eastern and western boundaries, a free upper surface, and sponge layers set at northern and southern boundaries. The grid resolution is  $1/11^\circ$  in the horizontal with 400 levels in the vertical. To better represent the observed Atlantic fields, a depth-varying Brunt-Väisälä frequency  $N(z)$  typical of the central equatorial Atlantic ocean is used. The vertical coordinate is stretched (Leaman et Sanford, 1975), with a resolution of 3.5 m at the surface and about 15 m at mid-depth.

The meridional velocity is driven with an oscillating western boundary forcing confined to the upper 2500 m and extending several degrees about the equator, mimicking the observed destabilization, through periodic eddy formation, of the western boundary current crossing the equator.<sup>1</sup>

Figure 4.3(c) shows a cross section of zonal velocity at 11 degrees from the western boundary of the basin after the system has reached a statistical equilibrium. Both the

---

<sup>1</sup>Full details of the model configuration and the simulation characteristics can be found in Section 5 of Ménesguen et al. (2009a). The simulation described here is labelled Exp.13 in that paper.

EDJ and eastward EEJ at 2S and 2N are well reproduced in the model.

The presence of small vertical scale layers can be observed in the simulated vertical profiles of density in Figure ??(a). As in the in situ observations of Figure 4.1(a), one can clearly identify 3 layers of about 50 – 100 m height possessing a weaker stratification than the mean profile. The model reproduces well such small vertical scale layers even if the homogenization of the density field is not as complete as the one in the observed profiles.

A requirement for layer formation is the presence of the combined EDJ and EEJ system. Section 6 of Ménesguen et al. (2009a) shows that, within westward EDJ bounded by strong EEJ, Ertel potential vorticity is homogenized to values close to zero between  $\pm 2$  degrees of latitude. In other words, the combination of the EEJ and EDJ has built “low-PV niches”. Such homogenization is seen in the potential vorticity plateaus about the equator as shown in Figure ??(b), quite similar to what is observed in the data shown in Figure 4.2(a).

Overlaying density layers (white contours) onto the zonal velocity field in Figure 4.3(c) shows a definite concentration of the layering inside the westward jets, especially near levels of zero zonal velocity, where the vertical shear is maximum.

Figure 4.5 presents a three-dimensional perspective of both the equatorial section and a meridional section between  $\pm 1$  degree of latitude and at 13 degrees from the western boundary. The density layers (white contours) are superimposed on the zonal velocity field. As in Figure 4.3, the meridional section shows the latitudinal continuity of the density layers, while the equatorial zonal section reveals their long zonal extent. Some of the layers are more than 10 degrees long in longitude. This three-dimensional view also shows the concentration of layers inside westward jets and, also for some of the layers, near regions of zero zonal velocity.

## 4.6 Statistical link between layering and inertial instability

In this Section different statistics are considered to assess a possible link between the location of the layers and the criteria for inertial instability. Various probability density functions (pdf) are computed by calculating the volume occupied by the density layers satisfying a specific condition (e.g. lying in a given region of space) and dividing by the



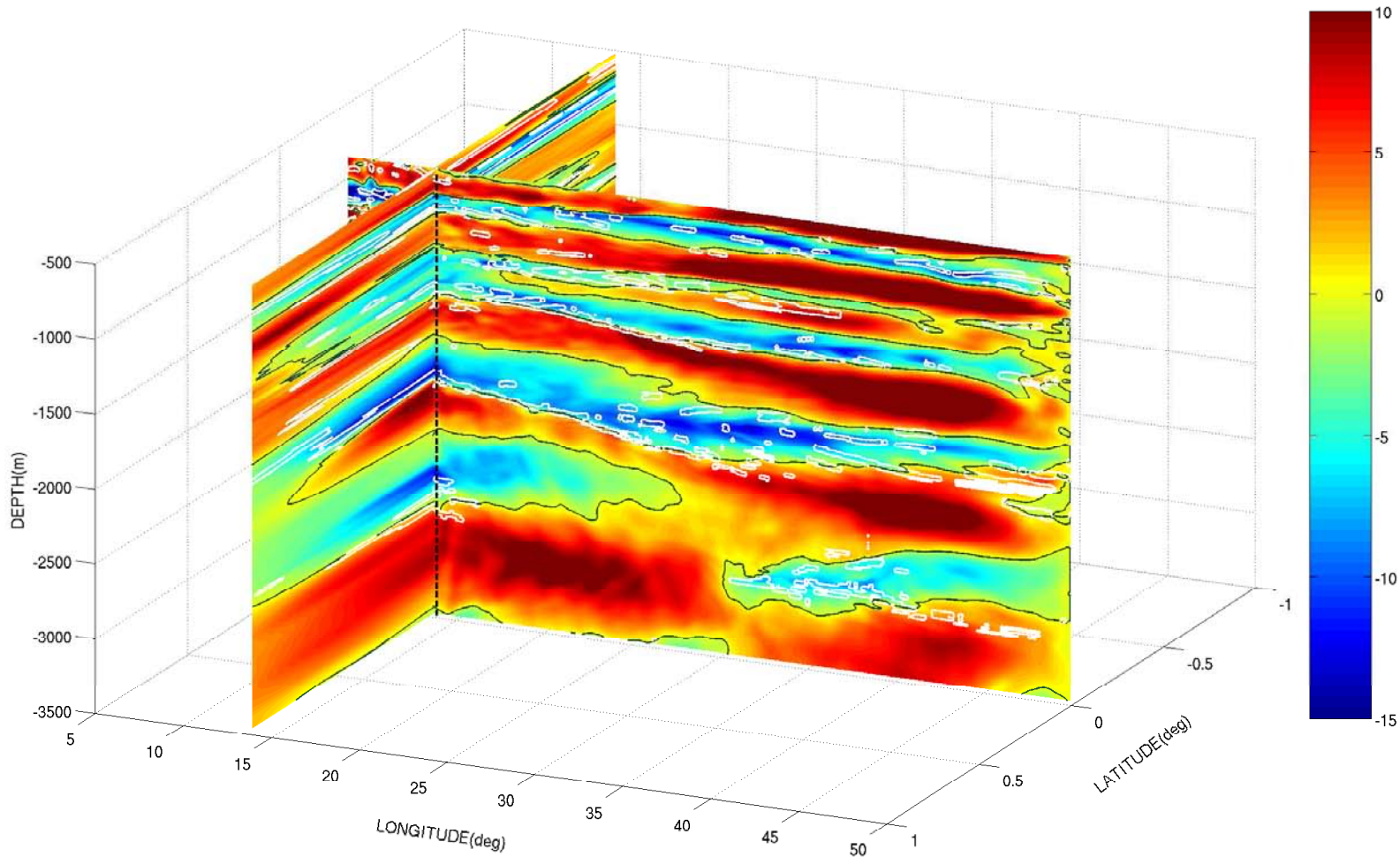


FIG. 4.5: Three-dimensional perspective view of density layers (white contours) overlaid on the zonal velocity field (color) for the equatorial plane and a meridional section at  $13^\circ$  from the western boundary of the basin from the numerical simulation. Units of the colorbar are in  $\text{cm.s}^{-1}$ .

total volume occupied by all the layers.

Figure ??(a) displays the pdf of the occurrence of layers as a function of latitude in both the section at 10W from EQUALANT1999 and the modeled 3D basin. As the pdf is clearly peaked in the very first degrees about the equator, the layering process must be the product of specifically equatorial dynamics.

The pdf of the occurrence of layers as a function of zonal velocity is shown in Figure ??(b). More than 70% of the layers lie in regions of westward flow. A “control pdf” plotted in red shows that the distribution of zonal velocity between 2S and 2N irrespective of layer occurrence is centered at zero and approximately equally distributed among negative and positive values. The spatial distribution of layers is therefore not random, and specific properties of westward flows must be involved in initiating and/or maintaining them.

We now address the question of how inertial instability criteria spatially match with layer formation. As discussed in Section 3, three terms in equation (4.5) contribute to variations of potential vorticity, each associated with a different flavor of inertial instability, namely (i) barotropic equatorial shear inertial instability or its parametric variant PSII, (ii) barotropic effective beta inertial instability, and (iii) baroclinic symmetric instability connected to vertical shear in zonal velocity.

In Figure ??(c) we assess the importance of mechanisms (ii) and (iii) by computing statistics of layering as a function of  $gQ/f\bar{N}^2$ , where  $Q$  is an approximation to the large scale potential vorticity. We define the large scale basic flow as the 3D velocity field with vertical length scales smaller than 250 m and meridional length scales smaller than  $1^\circ$  filtered out. This retains the EDJ and EEJ signal.  $gQ/f\bar{N}^2$  focuses on dynamical effects in the inertial instability criterion. The dashed black line is the pdf using  $gQ^*/f\bar{N}^2 \equiv 1 - \frac{\bar{u}_{yy}|_{y=0}}{\beta}$  the solid black line uses  $g\tilde{Q}/f\bar{N}^2 \equiv 1 - 1/\tilde{Ri}$ , where  $\tilde{Ri}$  is the generalized large scale Richardson number defined in (4.8). The red solid line is the control pdf of the distribution of  $g\tilde{Q}/f\bar{N}^2$  over the entire domain.  $g\tilde{Q}/f\bar{N}^2$  is approximately symmetrically distributed about the value 1, the planetary potential vorticity. When looking at the pdf of layers occurrence, their departure from the control pdf indicates a property of layers formation. The distribution of layers against the  $gQ^*/f\bar{N}^2$  is maximal between 0 and 1, such skewness shows that layers are preferentially formed in less inertially stable regions. The pdf of layers occurrence against  $g\tilde{Q}/f\bar{N}^2$ , combining  $\bar{u}_z$  and  $\bar{u}_{yy}$  is even more shifted near 0, the marginal condition for inertial instability. The fact that most layers are located in regions of marginal or weak inertial stability, and not regions of outright instability, can be attributed to nonlinear mechanisms having restabilized the flow field near the

instability threshold. Overall, Figure ??(c) suggests that the main cause of the layering is the combined effects of both strong vertical shear of the EDJ and strong meridional curvature of zonal velocity, enhanced by the coexistence of a strong westward EDJ and strong eastward EEJ.

Note that some layers remain unexplained by the criterion of  $g\tilde{Q}/f\bar{N}^2 < 0$ . Concerning the parametric variant of mechanism (i), d’Orgeville et al. (2004) explore the generation of fine structures by a basic state of EDJ embedded in a barotropic, time-oscillating meridionally sheared zonal flow. Although they also find that layers are preferentially located inside westward jets, their two-dimensional study is based on analytically imposed zonal jets. Our 3D simulation generates the jets dynamics itself so that the shears in zonal velocity associated with the jets as well as their time-variability are intrinsic to the simulated equatorial dynamics. PSII could be responsible for some layers located preferentially in westward jets but not necessarily in the marginality area of  $g\tilde{Q}/f\bar{N}^2 < 0$ . Indeed, using the linear theory of d’Orgeville et Hua (2005), we can predict growing perturbations from an oscillating shear with a period of 50 days with a vertical length scale of about 40 m for the surface stratification used in our simulation and 80 m at greater depth (cf. equation (4.6)). What is still lacking is a theory of PSII for spatially variable large scale flows and variable stratification.

Overall, we can state that the mechanisms (ii) and (iii), underlying the  $f\tilde{Q}$  criterion, capture the main features of layering dynamics. As illustrated in Figure 4.7, density layers are mostly located in regions where  $1/\tilde{R}i$  is greater than one. In addition, the layers appear to be nearly zonally symmetric. Long zonal jets create long zonal low-PV niches, inside which inertial instability, a zonally symmetric phenomenon, generates long zonal layers.

## 4.7 Discussion

The present study has shown using high-resolution numerical simulations that dynamical causes are sufficient to produce layering as observed in the equatorial regions, and that thermodynamic processes of double-diffusion are not required. The most likely mechanism for layer formation is inertial instability since the layering in the simulations statistically occurs in areas of marginal inertial stability. There are three varieties of inertial instability that can operate, namely barotropic inertial instability due to meridional shear in zonal velocity or its parametric form, barotropic “effective” beta inertial instability due to the

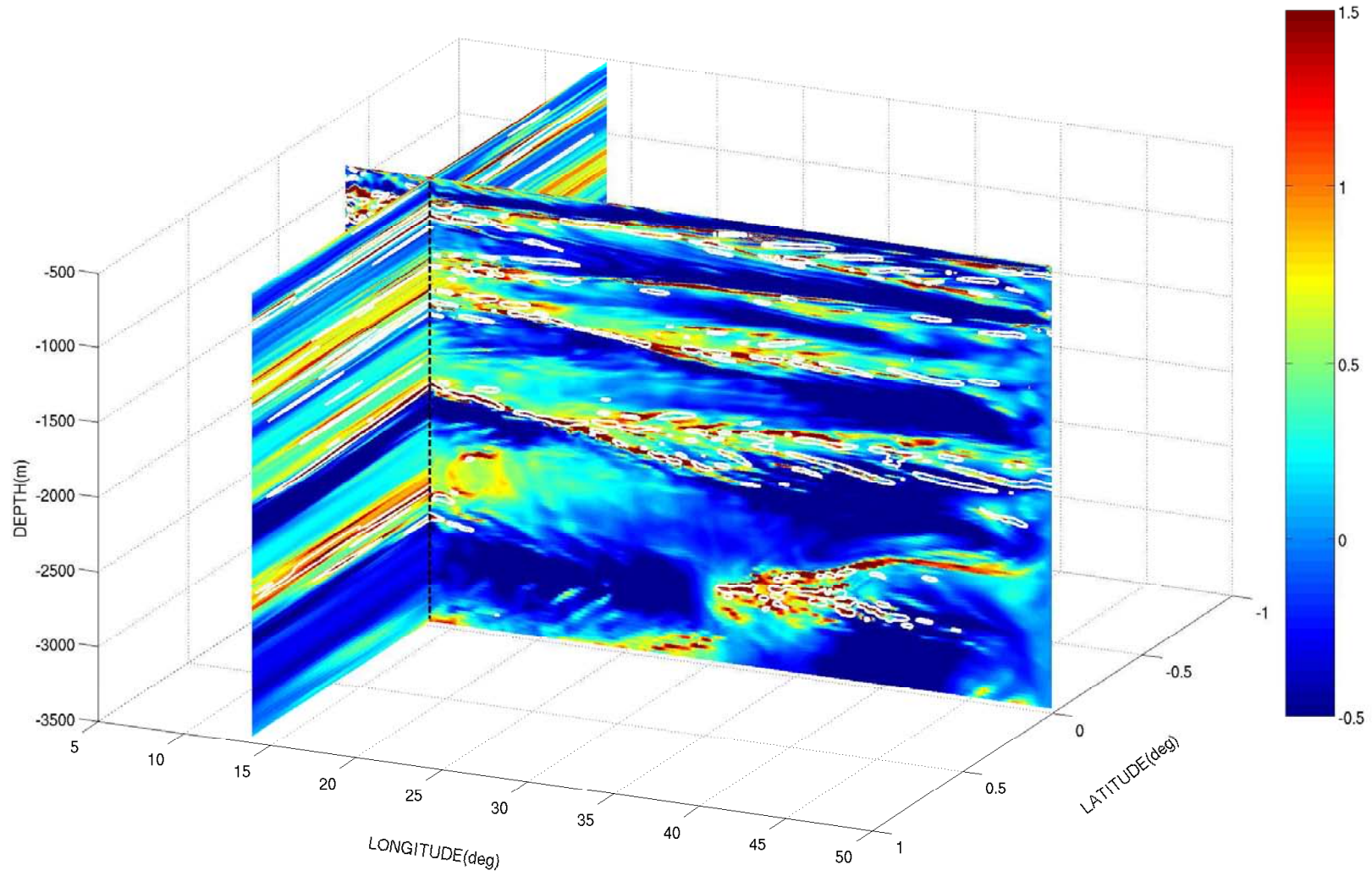


FIG. 4.7: Three-dimensional perspective view of density layers (white contours) overlaid on the inverse generalized Richardson number field  $1/\tilde{Ri}$  (color), for the equatorial plane and a meridional section at  $13^\circ$  from the western boundary of the basin in the numerical simulation. Inertial instability occurs for  $1/\tilde{Ri} > 1$ .

---

curvature of zonal velocity at the equator, and baroclinic symmetric instability due to the sloping of density surfaces induced by vertical shear in zonal velocity.

By comparing the probability density functions of layering occurrence as functions of the marginal condition for instability for each of the three mechanisms, we found that the instability is well explained by both vertical shear of zonal velocity and its meridional curvature. Instability conditions due to vertical shear is supported by the observation of very long layers aligned in the zonal direction between eastward and westward jets at depths of near-zero zonal velocity but maximum vertical shear.

Our results thus differ from previous works on the role of inertial instability in layer formation. Studies which focused on near-surface equatorial regions concluded that barotropic inertial instability is the main mechanism, either for the steady shear case (Richards et al., 2003; Kuzmina et al., 2005), or for the parametric variant (Natarov et al., 2008). In their realistic simulation of the equatorial Atlantic, Eden et al. (2008) also see small vertical scale structures at subthermocline depths which they attribute to barotropic inertial instability.

The closure of the mass budget in the global ocean circulation is still an open problem and the mixing required to resupply the abyssal oceans with potential energy lost through polar deep water formation is poorly understood. Future work would address the question of the mixing efficiency of the process we have studied and thereby quantify the potential importance of the equatorial track in the mass budget closure problem.

In order to be able to estimate dissipation due to equatorial dynamics alone, it is necessary that the equatorial region be energetically isolated from the outside and that small-scale dissipation in the interior of the equatorial track be sufficient to balance the energy input in the western boundary. If that is the case, the system is in a forced-dissipative equilibrium, and the downscale energy flux is linked to the small-scale dissipation. Energy was diagnosed in our simulation at the point at which no significant drift in total energy with time is observed over a period of six months (following an initial ten year spin-up period). This ensures that the simulation has reached a statistical equilibrium state. The energy density in the equatorial track (within  $3^\circ$  of the equator) is 2.4 times the averaged energy density over the basin. By comparison, the energy density drops to 0.7 times the basin mean value in the easternmost  $5^\circ$  longitude. The energy input at the western boundary is thus being dissipated mostly in the equatorial track, and the recirculation along the eastern boundary towards the sponge layers at the northern and southern

boundaries is less important. The equatorial region in the simulations is thus in a forced-dissipative equilibrium state. The spatial resolution of the simulations performed thus far has been insufficient to produce a clear inertial range near the scale of the layering, distinct in wavenumber space from the dissipation scale. With even higher resolution simulations, it should be possible to estimate the spectral energy flux through the small scales of the layering up to the even smaller mixing scales, and hence the mixing efficiency. While internal gravity wave theories consider low-latitudes as an area disadvantageous to mixing (Gregg et al., 2003), equatorial layering caused by inertial instability is a strong candidate for enhancing the flux of energy toward mixing scales.

Acknowledgments. This work has benefited from grant 81777 from IDRIS. Access to the Earth Simulator is through IFREMER-CNRS-ES MOU. We would like to thank S. Le Gentil for her development in ROMS. Support from the French ANR (Agence Nationale pour la Recherche), contract no. ANR 05 CIGC 010 is acknowledged. The authors gratefully acknowledge the insightful comments of the anonymous reviewers.

---

# Chapitre 5

## Discussion

### 5.1 Abstract

As the last two chapters discuss the scale interactions in the equatorial track, it is useful to study the turbulence in a statistical way. As long as nonlinear interactions are local, each scale is influenced by its neighborhood of Fourier space. Spectral analyses are useful to study the statistical properties of the turbulent regime and therefore the specific kind of dynamics involved. We give several examples of spectral laws and argue that vertical spectra observed in data and models can be the consequence of either a direct cascade of energy in a field of breaking internal gravity waves, or a direct cascade of energy in a stratified flow or a direct cascade of enstrophy in a turbulent geostrophic. Horizontal energy spectra are required in order to discriminate between these three dynamics but our spatial resolution ( $1/11^\circ$ ) is too low.

In order to resolve the direct energy cascade towards the mixing scale higher vertical grid resolution is required. The rate of mixing and its effect on large scale motion could then be addressed.

## 5.2 Résumé des résultats obtenus

Les résultats exposés dans les deux chapitres précédents exposaient différentes natures d'interaction d'échelles.

Tout d'abord, nous nous sommes penchés sur la *combinaison des deux systèmes de jets imbriqués* à l'équateur : EDJ et EEJ. Leur simulation dans un modèle numérique nous a permis de mettre en relief une conséquence directe de leur imbrication sur le champ de vortacité potentielle. Celle-ci présente, en effet, de forts gradients méridiens extra-équatoriaux, agissant, aux latitudes des maxima vers l'Est des EEJ, comme des barrières pour les mouvements méridiens. De plus, entre ces barrières et pour certaines gammes de profondeur, les jets équatoriaux vers l'Ouest, composants des EDJ, tendent à aplanir le gradient méridien de vortacité potentielle. La combinaison des jets vers l'Ouest en profondeur et des barrières méridiennes des EEJ forme des "niches" bien définies où la vortacité potentielle se trouve particulièrement bien homogénéisée à zéro, condition marginale de l'instabilité inertielle. L'interaction latérale des deux systèmes de jets a permis de créer des *niches favorables à l'instabilité inertielle*.

Les échelles verticales caractéristiques alors définies pour les conditions favorables à l'instabilité inertielle se trouvent être l'échelle des EDJ, c'est à dire quelques 600m dans l'Atlantique. Or, les observations in situ de différents profils montrent de plus petites structures au sein des niches de zéro-PV, caractérisée par une homogénéisation verticale sur  $\sim 50$ m. Ces couches homogénéisées s'étendent sur quelques degrés de latitude autour de l'équateur, plusieurs degrés en longitude ( $>10^\circ$  parfois) et sont superposées l'une sur l'autre dans les niches de zéro-PV. On retient le terme de "*layering*" pour ce phénomène. On a exposé dans le chapitre 4, comment l'*instabilité inertielle* était susceptible de créer du layering.

L'étude des échelles des jets, –créés par déstabilisation d'ondes cisailées équatoriales–, et celles du layering, –caractérisé par du mélange à plus petite échelle–, explore l'interaction des échelles spatiales et une transition dans la turbulence. La suite de cette étude est de se pencher sur le pan turbulent de la dynamique et son étude statistique.



## 5.3 Turbulence et flux d'énergie des grandes échelles vers le mélange

### 5.3.1 Principes généraux

En turbulence, le temps et l'espace ne sont plus reliés comme, par exemple, en dynamique ondulatoire par une relation de dispersion. En effet, le propre du régime turbulent est que la nature non-linéaire des mouvements permet des interactions entre les mouvements de différentes échelles. A cause de ces interactions d'échelles qui mènent à une très large gamme de mouvements et de structures, l'étude de la turbulence est plus utilement abordée avec des outils statistiques. On étudie alors des lois spectrales d'énergie qui caractérisent des dynamiques particulières. Le principe de *localité* suppose que l'énergie contenue dans chaque échelle spatiale ne dépend que des échelles avoisinantes, supposant les échanges non-linéaires d'énergie suffisamment locaux. Ce principe permet de considérer une zone inertielle où la dynamique ne sent plus les détails du forçage ni ne voit les effets de la viscosité. Ensuite, la zone inertielle est le propre d'une dynamique qui ne dépend pas de l'échelle spatiale. Autrement dit, dans cette zone, si les échelles correspondant à  $k$  et  $2k$  sont présentes, les deux écoulements sont régis par les mêmes lois. Les structures mises en place sont donc les mêmes. En cartographiant le mouvement, on retrouvera les mêmes champs à  $k$  ou  $2k$ , c'est à dire, quel que soit le zoom dans les échelles de la zone inertielle. Les mouvements sont *auto-similaires*. L'auto-similarité des mouvements est retrouvé dans les équations du mouvement quand elles sont invariantes par homothéties du groupe des variables les caractérisant. De plus, dans ces régimes turbulents, les mouvements conservent certaines quantités dont les flux entre l'échelle de forçage et l'échelle de la dissipation pour un régime statistiquement stable lient temps et espace dans le domaine. Cette contrainte impose une loi d'échelle au spectre de la quantité invariante. On comprend donc qu'une zone inertielle (i) est caractérisée par une cascade d'un invariant, imposant une loi spectrale, (ii) et est mise en place par une dynamique spécifique auto-similaire sur toute une gamme d'échelle. L'étude des lois spectrales dans des zones inertielles est donc intéressante pour mettre en avant une dynamique possible régissant le fluide pour une gamme d'échelle spatiale.

### 5.3.2 Différentes lois d'échelles

Dans cette partie, on présente différentes dynamiques avec leurs lois spectrales caractéristiques. Notre étude portant sur le mélange équatorial, on mettra en avant les caractéristiques nous semblant pertinentes pour l'équateur et propices au mélange.

Les plus grands mouvements (10-200km sur l'horizontale) dans l'océan aux moyennes latitudes sont soumis aux lois de la géostrophie. Enstrophie (correspondant au carré de la vorticité potentielle du fluide en QG) et énergie sont conservées. Charney (1971) a mis en évidence le fait que cette turbulence QG avait beaucoup de points communs avec une turbulence 2D. La présence des deux invariants contraint l'énergie à cascader vers les grandes échelles : de l'échelle du forçage, elle va nourrir les mouvements de plus grandes échelles. Par contre, l'enstrophie a une cascade directe en  $k_H^{-3}$ , avec  $k_H$  le nombre d'onde horizontal. La cascade vers les petites échelles du mélange est caractérisée par un flux constant d'enstrophie et non d'énergie. Charney (1971) prenait le cas d'un océan infiniment profond et une stratification constante et remarquait que l'opérateur de vorticité est isotrope en QG. Il en déduisait que la cascade d'enstrophie sur la verticale devait également être en  $k_z^{-3}$ . Or, l'opérateur d'advection de cette quantité reste 2D. Hua et Haidvogel (1986) montrent que malgré ces deux objections, la cascade turbulente d'enstrophie peut être simulée en  $k_z^{-3}$ .

En turbulence 3D, le seul invariant est l'énergie qui cascade vers les échelles de mélange. La turbulence 3D classique de Kolmogorov concerne les dynamiques isotropes. Les spectres d'énergie sont alors en  $k^{-5/3}$  pour les 3 directions. Pour une application océanique, cette hypothèse d'isotropie devient délicate dès lors que les échelles des mouvements sont supérieures à une échelle (échelle d'Ozmidov) de l'ordre du mètre et sentent la gravité et la stratification.

Pour les mouvements océaniques, d'autres théories ont donc été recherchées. L'étude des ondes internes de gravité est, comme on a pu le voir précédemment, largement explorée. Garrett et Munk (1975) proposent un champ d'ondes internes empiriques tant que les mouvements sont linéaires et que les différentes échelles n'interagissent pas. Le spectre vertical de l'énergie horizontale pour un tel champ présente une pente en  $k_z^{-2}$ . Pourtant, à de plus petites échelles, les ondes interagissent et déferlent. Le régime turbulent apparaît pour certains régimes de  $Ri$  (nombre de Richardson de la grande échelle) et cette transition ondes-turbulence est discutée plus précisément dans D'Asaro et Lien (2000). La pente du spectre vertical change alors. Dans des mesures in situ de microstructures, Gargett

et al. (1981) mettaient déjà en avant cette transition, observant pour des échelles supérieures à 10m, la pente prévue par GM, pour des échelles comprises entre 1 et 10m, une pente en  $k_z^{-3}$  spécifique du déferlement des ondes internes et pour des échelles inférieures à 1m, une pente en  $k_z^{-5/3}$ , caractéristique d'une turbulence 3D isotrope. Cette dernière échelle est présentée comme correspondant à l'échelle d'Ozmidov qui brise l'isotropie de la turbulence 3D par la stratification du fluide et les effets de la gravité.

En dynamique océanique, la rotation terrestre peut également être un facteur d'anisotropie. Billant et Chomaz (2001) étudient la turbulence stratifiée pour un régime de paramètres où ils définissent les nombre de Froude horizontal et vertical tels que  $F_H = U/(l_H * N) = 0$  et  $F_z = U/(l_z * N) = 1$  avec  $U$  l'amplitude de la vitesse horizontale du fluide,  $l_H$  une échelle horizontale caractéristique,  $l_z$  une échelle verticale caractéristique et  $N$ , la fréquence de Brunt-Väisälä. Dans ce régime, non seulement l'anisotropie est cassée par la stratification, puisque  $F_z = 1$  mais aussi par la rotation, tant que  $F_H = 0$ . Pour ces valeurs de nombres adimensionnels, Billant et Chomaz (2001) trouvent la possibilité d'une loi d'auto-similarité. La zone inertielle correspondante vérifie alors :

$$EK_H(k_H) = C_H \epsilon^{2/3} k_H^{-5/3},$$

avec  $C_H$  une constante,  $\epsilon$  le flux d'énergie et  $k_H$  le nombre d'onde horizontal et :

$$EK_H(k_z) = C_z N^2 k_z^{-3},$$

avec  $C_z$  une constante et  $k_z$  le nombre d'onde vertical. Brethouwer et al. (2007) ont simulé numériquement un écoulement stratifié turbulent. Ils montrent ces deux lois d'échelles sans pour autant atteindre de limite supérieure pour l'échelle de la loi inertielle. Cependant, ce régime de paramètres trouve sa limite dans les mouvements de très grande ampleur où les conditions redeviennent celle de la géostrophie 2D (Kitamura et Matsuda, 2006).

Pour récapituler : la turbulence est une dynamique non-linéaire qui empêche la relation simple entre le temps et l'espace que peut procurer la relation de dispersion des ondes. Mais, le principe de localité permet de relier les échelles spatiales dans la zone inertielle par le flux d'une quantité conservée qui reste l'énergie pour la turbulence 3D mais à laquelle peut s'ajouter l'enstrophie en turbulence 2D. Chaque dynamique impose une certaine loi d'échelle dans le spectre d'énergie, reflétant la cascade directe/indirecte de la quantité conservée.

### 5.3.3 Spectres d'énergie à l'équateur

Nos simulations numériques sont forcées autour de l'équateur, dans la couche de bord Ouest par des champs de vitesse méridienne et de densité rappelés vers une solution oscillante. La dynamique se mettant en place est alors principalement équatoriale, avec très peu d'énergie s'échappant à l'Est du bassin dans un cas où des ondes de Kelvin renverraient de l'énergie vers les couches éponges des deux frontières Nord et Sud. C'est ce que montre la Figure 5.1 (a), où on voit que 88% de l'énergie totale ( $EM = EC + EP$ , avec  $EC$  l'énergie cinétique et  $EP$ , l'énergie potentielle) est piégée entre  $\pm 5^\circ$  de latitude, les couches éponges n'intervenant qu'à  $\pm 12^\circ$  de latitude. – L'énergie cinétique est définie comme

$$EC = u^2 + v^2 + w^2,$$

avec  $(u, v, w)$  le champ de vitesse et l'énergie potentielle comme

$$EP = \frac{\rho_0}{2} \left[ -\frac{g}{\rho_0 N} (\rho - \bar{\rho}) \right]^2,$$

avec  $\bar{\rho}$  le champ moyen de densité. – De plus, quand on calcule la densité d'énergie (EM sur le volume considéré) dans le rail équatorial entre  $\pm 3^\circ$ , elle est 2.4 fois plus élevée que par rapport à la moyenne sur le bassin. Le bord Est (les  $5^\circ$  les plus à l'Est e bassin) quant à lui ne représente pas une dynamique très active, puisque sa densité d'énergie est 0.6 fois celle de la moyenne sur le bassin. La Figure 5.1 (b) sépare la partie cinétique de la partie potentielle de l'énergie et indique que la partie cinétique domine le signal énergétique. Le forçage le long du bord Ouest impose une période de 50 jours. L'énergie cinétique utilisant le carré de la vitesse, c'est donc une période de 25 jours qu'on retrouve dans son signal. De plus, on voit que toutes les courbes présentées dans la Figure 5.1 ne montrent aucune tendance basse fréquence. ***Un équilibre statistique oscillant est donc établi dans le rail équatorial.*** Une étude du régime turbulent dans cette simulation numérique est alors justifiée.

On trace alors les spectres verticaux de l'énergie cinétique horizontale  $EC_H = u^2 + v^2$ , avec  $(u, v)$  le champ de vitesse horizontal et de l'énergie potentielle  $EP$ .

Sur la Figure 5.2, on montre des spectres verticaux d'énergie cinétique et potentielle, compensés en  $k_z^{-5/3}$  pour les traits continus et  $k_z^{-3}$  pour les tiretés. Dans les données (Figures 5.2(a) et 5.2(b)), on peut repérer un plateau pour les spectres compensés en  $k_z^{-3}$  entre 125m et 50m. Puis, entre 50 et 20m, deux profils montrent un plateau en  $k_z^{-5/3}$ . Le modèle numérique semble bien représenter les pentes en  $k_z^{-3}$ , d'environ cent mètres

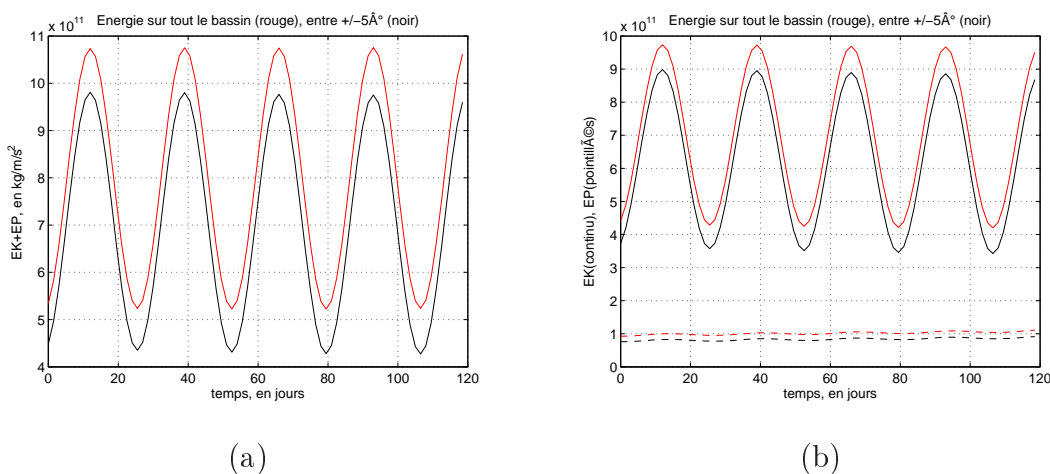


FIG. 5.1: *Evolutions temporelles d'énergie. (a) Energie mécanique : 88% de l'énergie mécanique présente dans tout le bassin (courbe rouge) sont apportés par la dynamique équatoriale entre  $\pm 5^\circ$  de latitude (courbe noire). (b) : Energie cinétique (traits continus) / Energie potentielle (traits pointillés) pour tout le bassin (courbes rouges) / pour la zone équatoriale entre  $\pm 5^\circ$  de latitude (courbes noires).*

jusqu'aux échelles de la résolution du modèle. Notre résolution déjà importante ne semble pas atteindre les échelles concernées par une pente en  $k_z^{-5/3}$ .

La pente spectrale en  $k_z^{-3}$  est possible pour plusieurs dynamiques. Elle avait déjà été repérée dans les données équatoriales de Dengler et Quadfasel (2002), et interprétée comme la cascade d'énergie dans un champ turbulent d'ondes internes. Mais, comme souligné dans le paragraphe précédent, elle intervient aussi en turbulence géostrophique pour la cascade directe d'énstrophie et en turbulence stratifiée. Nos spectres sont calculés pour l'équateur, exactement, où la dynamique géostrophique n'est pas toujours applicable. Cependant les modes de bassin qui mettent en place les EDJ (d'Orgeville et al., 2007) sont composés d'ondes lentes (Rossby et Kelvin de grandes périodes). Ces ondes, solutions des équations du mouvement, peuvent avoir des composantes en équilibre géostrophique dès lors que les termes qui l'établissent (force de Coriolis et gradient de pression) deviennent prédominants pour des dynamiques lentes. D'autre part, les ondes équatoriales constituant les EDJ sont de mode vertical élevé (22 dans l'Atlantique) et ainsi réduisent encore les vitesses de propagation et les pulsations par rapport aux modes verticaux graves.

Les spectres ont été établis en fonction de mètres sur la verticale. Or, les échelles de la dynamique est dépendante de la stratification. Les spectres, calculés entre 500 et 4500m de profondeur passent d'une stratification  $N$  de  $3.10^{-3}\text{s}^{-1}$  vers la surface pour atteindre des stratifications de l'ordre de  $1.10^{-3}\text{s}^{-1}$  au fond. Il est possible que la stratification variable entraîne des interactions non-linéaires entre les modes baroclines. Tous les modes

baroclines peuvent alors présenter une même loi spectrale sans pour autant avoir les spectres de chaque mode sur une seule et même courbe (Hua et Haidvogel, 1986). En traçant indistinctement tous les modes baroclines ensemble pour les spectres d'énergie, on peut donc se méprendre sur la loi de puissance. Plus simplement, Dengler et Quadfasel (2002) ont calculé leurs spectres en “stretched meters”, c'est à dire qu'ils ont ré-évalué la grille verticale en fonction de la stratification et de la dynamique WKB. Ces pistes seront sans doute à explorer dans le futur.

De plus, les phénomènes qu'ont cherché à atteindre sont non-hydrostatiques dans la mesure où ils peuvent induire des retournements d'isopycnes au sein des cellules de l'instabilité inertielle, par exemple. Or, notre modèle reste hydrostatique et paramétrise le mélange ultime. Quelles échelles seraient modifiées dans le cas d'un modèle non-hydrostatique ? et que cela impliquerait-il pour les lois spectrales ?

La question principale qui nous reste à résoudre est l'efficacité du mélange équatorial et la part qu'il prend dans la circulation thermohaline. Cependant, les échelles atteintes par nos simulations ne permettent pas encore de répondre. Simplement, tandis que les théories des ondes internes discutées dans le premier chapitre semblent peu appropriées au mélange équatorial et montrent un déferlement décroissant des ondes internes vers les basses latitudes, le layering et sa probable cause –l'instabilité inertielle– semblent être de bons candidats pour accroître les flux d'énergie vers les petites échelles.

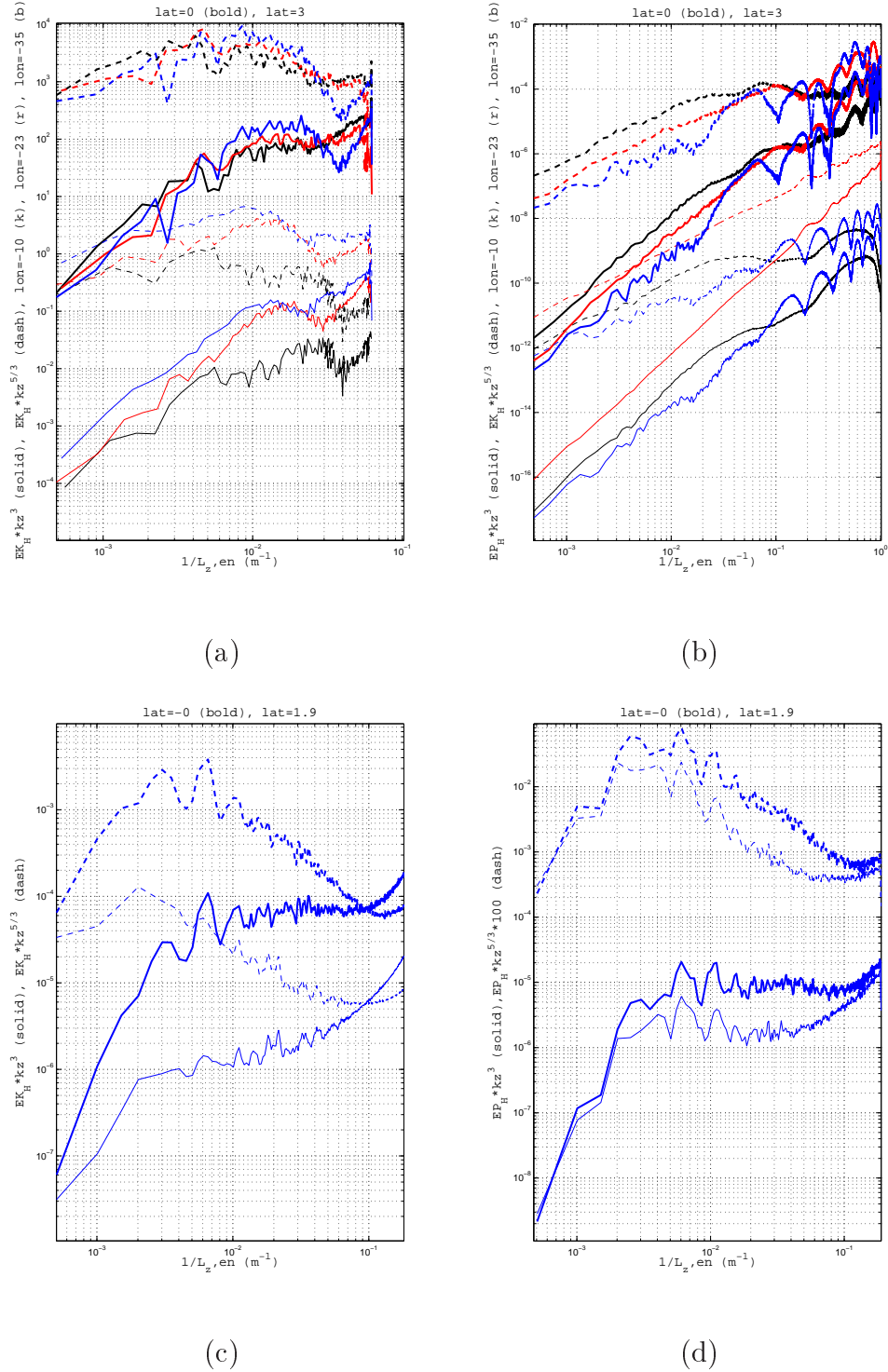


FIG. 5.2: Spectres verticaux en énergie cinétique (pour (a) : sections EQUALANT99 et (c) : moyenne pour les profils équatoriaux dans ROMS) et en énergie potentielle (pour (b) : sections EQUALANT99 et (d) : moyenne pour les profils équatoriaux dans ROMS). Pour chaque figure : traits en gras, continus : profils équatoriaux compensés en  $-3$ ; trait en gras, tiretés : profils équatoriaux compensés en  $-5/3$ ; traits fins, continus : profils extra-équatoriaux compensés en  $-3$ ; traits fins, tiretés : profils extra-équatoriaux compensés en  $-5/3$





# Bibliographie

- Alford M.** 2003 : Redistribution of the energy available for ocean mixing by long-range propagation of internal waves. *Nature*, **423**,159–162
- Arhan M., Carton X., Piola A., Zenk W.** 2002 : Deep lenses of circumpolar water in the argentine basin. *Journal of Geophysical Research*
- Arhan M., Mercier H., Lutjeharms J. R.** 1999 : The disparate evolution of three agulhas rings in the south atlantic ocean. *Journal of Geophysical Research*, **104**(C9),20987–21005
- Ascani F., Firing E., McCreary, J. P. and Dutrieux P.** (2008) Deep mean zonal equatorial currents generated by Yanai wave beam. In : Ocean Sciences Meeting, Orlando.
- Banks H.** (1997) Intrusions and mixing in the western equatorial Pacific Ocean. PhD thesis .University of Southampton
- Beal L. M.** 2007 : Is interleaving in the agulhas current driven by near-inertial velocity perturbations ? *Journal of Physical Oceanography*, **37**,932–945
- Billant P., Chomaz J.-M.** 2001 : Self-similarity of strongly stratified inviscid flows. *Physics of Fluids*, **13**(6),1645–1651
- Bjerknes V.** 1916 : Uber thermodynamische maschinen, die unter mitwirkung der schwerkraft arbeiten. *Abh. Akad. Wissensch. Leipzig*, **35**(1),1–33
- Boccaletti G., Pacanowski R. C., Philander S. G. H., Federov A. V.** 2004 : The thermal structure in the upper ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **34**,888–902
- Brethouwer G., Billant P., Lindborg E., Chomaz J.-M.** 2007 : Scaling analysis and simulation of strongly stratified turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **585**,343–368

- Broecker W.** 1987 : The biggest chill. *Natural History Magazine*, **97**,74–82
- Bunge L., Provost C., Hua B. L., Kartavtseff A.** 2008 : Variability at intermediate depths at the equator in the Atlantic ocean on 2000–2006 : annual cycle and equatorial deep jet. *Journal of Physical Oceanography*
- Charney J. G.** 1971 : Geostrophic turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28**,1087–1095
- Colin de Verdière A.** 1993 : On the oceanic thermohaline circulation. *Modeling Climate-Ocean Interactions, NATO ASI Series*, **12**,151–183
- Colin de Verdière A., Harvey J., Arhan M.** 1986 : Stirring and mixing of thermohaline anomalies. *Journal of Marine Research*, **44**,93–118
- Coman M., Griffiths R., Hughes G.** 2006 : Sandström’s experiments revisited. *Journal of Marine Research*, **64**,783–796
- Daniault N., Mazé J.-P., Arhan M.** 1994 : Circulation and mixing of mediterranean water west of the iberia peninsula. *Deep-Sea Research*, **41**(11/12),1685–1714
- Danioux E. A., Klein P.** (2008) A resonance mechanism leading to wind-forced motions with a 2f frequency. In press
- Danioux E. A., Klein P., Rivière P.** (2008) Propagation of wind energy into the deep ocean through a fully turbulent mesoscale eddy field. In press
- D’Asaro E. A., Lien R.-C.** 2000 : The wave-turbulence transition for stratified flows. *Journal of Physical Oceanography*, **30**,1669–1678
- Dengler M., Quadfasel D.** 2002 : Equatorial deep jets and abyssal mixing in the indian ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **32**,1165–1180
- d’Orgeville M., Hua B. L.** 2005 : Equatorial inertial parametric instability of zonally symmetric oscillating shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **531**,261–291
- d’Orgeville M., Hua B., Sasaki H.** 2007 : Equatorial deep jets triggered by a large vertical scale variability within the western boundary layer. *Journal of Marine research*, **65**,1–25

- d'Orgeville M., Hua B., Schopp R., Bunge L.** 2004 : Extended deep equatorial layering as a possible imprint of inertial instability. *Geophysical Research Letters*
- Dritschel D., McIntyre M.** 2008 : Multiple jets as PV staircases : the phillips effect and the resilience of eddy-transport barriers. *Journal of the Atmospheric Sciences* in press
- Dunkerton T.** 1981 : On the inertial stability of the equatorial middle atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **38**,2354–2364
- Eden C., Dengler M.** 2008 : Stacked jets in the deep equatorial Atlantic ocean. *Journal of Geophysical Research*
- Edwards C. A., Pedlosky J.** 1998a : Dynamics of nonlinear cross-equatorial flow. part 1 : Potential vorticity transformation. *Journal of Physical Oceanography*, **28**,2382–2406
- Edwards C. A., Pedlosky J.** 1998b : Dynamics of nonlinear cross-equatorial flow. part 2 : The tropically enhanced instability of the western boundary current. *Journal of Physical Oceanography*, **28**,2406–2417
- Edwards N., Richards K.** 1999 : Linear double-diffusive-inertial instability at the equator. *Journal of Fluid Mechanics*, **395**,295–319
- Eriksen C.** 1982 : Geostrophic equatorial deep jets. *Journal of Marine Research*, **40**,143–157
- Ferron B., Mercier H., Speer K., Gargett A., Polzin K.** 1998 : Mixing in the romanche fracture zone. *Journal of Physical Oceanography*, **28**,1929–1945
- Firing E.** 1987 : Deep zonal currents in the central equatorial Pacific. *Journal of Marine Research*, **45**,791–812
- Fruman M. D., Hua B. L., Schopp R.** 2009 : Equatorial zonal jet formation through the barotropic instability of a low-frequency mixed Rossby gravity wave, equilibration by inertial instability, and transition to super-rotation. *J. Atmos. Sci.* (in press) available at [http://www.geo.uni-frankfurt.de/iau/ThMet/Mitarbeiter/Fruman/fruman\\_hua\\_schopp\\_jas\\_2009\\_jets.pdf](http://www.geo.uni-frankfurt.de/iau/ThMet/Mitarbeiter/Fruman/fruman_hua_schopp_jas_2009_jets.pdf)

- Gargett A., Hendricks P., Sanford T., Osborn T., Williams III A.** 1981 : A composite spectrum of vertical shear in the upper ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **11**,1258–1271
- Garrett C., Munk W.** 1975 : Space-time scales of internal waves : A progress report. *Journal of Geophysical Research*, **80**,291–297
- Gerkema T., Staquet C., Boruet-Aubertot P.** 2006 : Decay of semi-diurnal internal-tide beams due to subharmonic resonance. *Geophysical Research Letters*
- Gill** 1974 : The stability of planetary waves on an infinite beta-plane. *Geophysical Fluid Dynamics*, **6**,29–47
- Gnanadesikan A., Slater R., Swath P., Vallis G.** 2005 : The energetics of ocean heat transport. *Journal of Climate*, **18**,2604–2616
- Gouriou Y., Andrié C., Boulès B., Freudenthal S., Arnault S., Aman A., Eldin G., du Penhoat Y., Baurand F., Gallois F., Chuchla R.** 2001 : Deep circulation in the equatorial Atlantic Ocean. *Geophysical Research Letter*, **28**(5),819–822
- Gouriou Y., Boulès B., Mercier H., Chuchla R.** 1999 : Deep jets in the equatorial Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, **104**,21216–21226
- Gregg M., Sanford T., Winkel D.** 2003 : Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. *Nature*, **422**,513–515
- Hebert D., Moum J., Caldwell D.** 1991 : Does ocean turbulence peak at the equator? : Revisited. *Journal of Physical Oceanography*, **21**,1690–1698
- Heywood K. J., Garabato A. C. N., Stevens D. P.** 2002 : High mixing rates in the abyssal southern ocean. *Nature*, **415**,1011–1014
- Hibiya T., Nagasawa M.** 2004 : Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline estimated using a finescale parametrisation. *Geophysical Research Letters*
- Hibiya T., Nagasawa M., Niwa Y.** 2006 : Global mapping of diapycnal diffusivity in the deep ocean based on the results of expendable current profiler (xcp) surveys. *Geophysical Research Letters*

- Horne E.** 1978 : Interleaving at the subsurface front in the slope water off nova scotia. *Journal of Geophysical Research*, **83**,3659–3671
- Hoskins B.** 1974 : The role of potential vorticity in symmetric stability and instability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, pp 480–482
- Howe M., Tait R.** 2006 : Further observations of thermohaline stratification in the deep ocean. *Geophysical Research Letters*
- Hua B. L., d’Orgeville M., Fruman M. D., Ménesguen C., Schopp R., Klein P., Sasaki H.** 2008 : Destabilization of mixed Rossby gravity waves and equatorial zonal jets formation. *Journal of Fluid Mechanics*, **610**,311–341
- Hua B. L., Haidvogel D.** 1986 : Numerical simulations of the vertical structure of quasi-geostrophic turbulence. *Deep-sea research*, **17**,963–972
- Hua B. L., Moore D. W., Le Gentil S.** 1997 : Inertial nonlinear equilibration of equatorial flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **331**,345–371
- Huang R.** 1999 : Mixing and energetics of the thermohaline circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **29**,727–746
- Huang R.** 2004 : Ocean, energy flows. *Encyclopedia of energy*, **4**,497–509
- Hughes G., Griffiths R.** 2006 : A simple convective model of the global overturning circulation, including effects of entrainment into sinking regions. *Ocean modelling*, **12**,46–79
- Jeffreys H.** 1925 : On fluid motions produced by differences of temperature and humidity. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **51**,347–356
- Johnson G. C., Zhang D.** 2003 : Structure of the Atlantic ocean equatorial deep jets. *Journal of Physical Oceanography*, **33**,600–609
- Joyce T.** 1977 : A note on the lateral mixing of water masses. *Journal of Physical Oceanography*, **7**,626–629
- Karsten R., Jones H., Marshall J.** 2002 : The role of eddy transfer in setting the stratification and transport of a circumpolar current. *Journal of Physical Oceanography*, **32**,39–54

- Kawase M., Rothstein, L. M., Springer, S. R.** 1992 : Encounter of a deep western boundary current with the equator : A numerical spin-up experiment. *Journal of Geophysical Research*, **97**,5447–5463
- Kelley D. E., Van Scoy K. A.** 1999 : A basinwide estimate of vertical mixing in the upper pycnocline : Spreading of bomb tritium in the north pacific ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **29**,2294–2317
- Kitamura Y., Matsuda Y.** 2006 : The  $k_n^{-3}$  and  $k_n^{-5/3}$  energy spectra in stratified turbulence. *Geophysical Research Letters*
- Koudella C., Staquet C.** 2006 : Instability mechanism of a two-dimensional progressive internal gravity wave. *Journal of Fluid Mechanics*, **548**,165–196
- Kuhlbrodt T., Griesel A., Montoya M., Levermann A., Hoffmann M., Rahmstorf S.** 2007 : On the driving process of the atlantic meridional overturning circulation. *Reviews of Geophysics* noté Kal07
- Kunze E., Firing E., Hummon J., Chereskin T., Thurnherr A.** 2006 : Global abyssal mixing inferred from lowered adcp shear and ctd strain profiles. *Journal of Physical Oceanography*, **36**,1553–1576
- Kuzmina N., Lee J. H.** 2005 : Driving forces of interleaving in the baroclinic front at the equator. *Journal of Physical Oceanography*, **35**,2501–2519
- LaCasce J., Pedlosky J.** 2004 : The instability of Rossby basin modes and the oceanic eddy field. *Journal of Physical Oceanography*, **34**,2027–2041
- Leaman K. D., Sanford T. B.** 1975 : Vertical energy propagation of inertial waves : A vector spectral analysis of velocity profiles. *Journal of Geophysical Research*, **80**,1975–1978
- Ledwell J., Watson A., Law C.** 1993 : Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer-release experiment. *Nature*, **367**,701–703
- Ledwell J., Watson A., Law C.** 1994 : Tracer dispersion during th north-atlantic tracer-release experiment (natre). *Eos, Trans. Amer. Geophys. Union*, **75**,121
- Lee J. H., Richards K.** 2004 : The three-dimensional structure of the interleaving layers in the western equatorial pacific ocean. *Geophysical Research Letters*

- 
- Leetma A., Spain P.** 1981 : Results from a velocity transect along the equator from  $125^{\circ}w$  to  $159^{\circ}w$ . *Journal of Physical Oceanography*, **11**,1030–1033
- Lux M., Mercier H., Arhan M.** 2001 : Interhemispheric exchanges of mass and heat in the atlantic ocean in january-march 1993. *Deep-Sea Research I*, **48**,605–638
- Luyten J., Swallow J. C.** 1976 : Equatorial undercurrents. *Deep-Sea Research*, **23**,999–1001
- Manfroi A. J., Young W. R.** 1999 : Slow evolution of zonal jets on the beta-plane. *Journal of Atmosphere Science*, **56**,784–800
- Marotzke J., Klinger B. A.** 2000 : The dynamics of equatorially asymmetric thermal circulations. *Journal of Physical Oceanography*, **30**,955–970
- Marshall J.** (2007) Atmosphere-ocean convection in climate dynamics. cours à l'Ecole d'été du Val d'Aoste
- Maximenko N., Bang B., Sasaki H.** 2005 : Observational evidence of alternating zonal jets in the world. *Geophysical Research Letters*
- May B. D., Kelley D. E.** 1997 : Effect of baroclinicity on double-diffusive interleaving. *Journal of Physical Oceanography*, **27**,1997–2008
- May B. D., Kelley D. E.** 2002 : Contrasting the interleaving in two baroclinic ocean fronts. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **36**,23–42
- McIntyre M.** 1970 : Diffusive destabilization of the baroclinic circular vortex. *Geophysical Fluid Dynamics*, **1**,19–57
- McPhaden M.** 1985 : Fine-structure variability observed in ctd measurements from the central equatorial pacific. *Journal of Geophysical Research*, **90**,11726–11740
- Ménesguen C., Hua B. L., Fruman M. D., Schopp R.** (2009a) Dynamics of the combined extra-equatorial and equatorial deep jets in the atlantic. accepted
- Ménesguen C., Hua B. L., Fruman M. D., Schopp R.** (2009b) Intermittent mixing in equatorial deep jets. accepted
- Minato S.** 1992 : Two layer model of the steady ocean response to large-scale heating and cooling. *Journal of Oceanography*, **48**,329–344
-

- Moum J., Osborn T., Crawford W.** 1986 : Pacific equatorial turbulence : Revisited. *Journal of Physical Oceanography*, **16**,1516–1522
- Muench J., Kunze E., Firing E.** 1994 : The potential vorticity structure of equatorial deep jets. *Journal of Physical Oceanography*, **24**,418–428
- Munk W.** 1966 : Abyssal recopiesi. *Deep Sea Research*, **13**,707–730
- Munk W., Wunsch C.** 1998 : Abyssal recopiesii : Energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Research*, **45**,1977–2010
- Nagasawa M., Niwa Y., Hibiya T.** 2000 : Spatial and temporal distribution of the wind-induced internal wave energy available for deep water mixing in the north pacific. *Journal of Geophysical Research*, **105(C6)**(13),933–943
- Natarov A., Richards K. J., McCreary J. P.** 2008 : Two-dimensional instabilities of time-dependant zonal flows : Linear shear. *Journal of Fluid Mechanics*, **599**,29–50
- Neshyba S., Neal V., Denner W.** 1971 : Temperature and conductivity measurements under ice island t-3. *Journal of Geophysical Research*, **76**,8107–8120
- Ollitrault M., Lankhorst M., Fratantoni D., Richardson P., Zank W.** 2006 : Zonal intermediate currents in the equatorial Atlantic ocean. *Geophysical Research Letters*
- Osborn T.** 1980 : Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *Journal of Physical Oceanography*, **20**,83–89
- Paparella F., Young W.** 2002 : Horizontal convection is non-turbulent. *Journal of Fluid Mechanics*, **466**,205–214
- Pezzi L., Richards K.** 2003 : The effects of lateral mixing on the mean state and eddy activity of an equatorial ocean. *Journal of Geophysical Research*
- Polzin K., Speer K., Toole J., Schmitt R.** 1996 : Intense mixing of antarctic bottom water in the equatorial atlantic ocean. *Nature*, **380**,54–57
- Polzin K., Toole J., Ledwell J., Schmitt R.** 1997 : Spatial variability of turbulent mixing in th abyssal ocean. *Science*, **276**,93–96



- Rayleigh L.** 1917 : On the dynamics of revolving fluids. *Proc. R. Soc. Lond.*, **A93**(648),148–154
- Rhines P.** 1975 : Waves and turbulence on a beta-plane. *Journal of Fluid Mechanics*, **69**,417–443
- Richards K.** 1991 : Double-diffusive interleaving at the equator. *Journal of Physical Oceanography*, **21**,933–938
- Richards K.** (1998) *Ocean Modelling and Parametrization, Interleaving at the equator.* E.P. Chassignet and J. Verron Proceedings of NATO ASI Series C, 516, Kluwer
- Richards K., Banks H.** 2002 : Characteristics of interleaving in the western equatorial pacific. *Journal of Geophysical Research*, **107**(C12),24.1–24.12
- Richards K., Edwards N.** 2003 : Lateral mixing in the equatorial Pacific : the importance of inertial instability. *Geophysical Research Letters*, **30**(17),OCE3.1–OCE3.4
- Richards K., Maximenko N., Bryan F., Sasaki H., Ruddick B., Richards K.** 2006 : Zonal jets in the Pacific. *Geoph. Res. Let.*
- Richards K., Pollard R.** 1991 : Structure of the upper ocean in the western equatorial pacific. *Nature*, **350**,48–50
- Ruddick B., Kerr O.** 2003 : Oceanic thermohaline intrusions : theory. *Progress In Oceanography*, **56**(3-4),483–497
- Ruddick B., Richards K.** 2003 : Oceanic thermohaline intrusions : observations. *Progress in Oceanography*, **56**,499–527
- Ruddick B., Walsh D., Oakey N.** 1997 : Variations in apparent mixing efficiency in the north atlantic central water. *Journal of Physical Oceanography*, **27**,2589–2605
- Sandström J.** 1908 : Dynamische versuche mit meerwasser. *Ann. Hydrograph. Mar. Meteorol.*, **36**,6–23
- Sandström J.** 1916 : Meteorologische studien im schwedischen hochgebirge. *Göteborgs K. Vetensk. Vitterhetssamhällets Handkl.*, **27**,48pp
- Schiermeier Q.** 2007 : Churn, churn, churn. *Nature*, **447**,522–524

- Schmitt R., Perkins J., Boyd J., Stalcup M.** 1987 : C-salt : an investigation of the thermohaline staircase in the western tropical north atlantic. *Deep-Sea Research*, **34**(10),1655–1665
- Schmitz Jr, W. J.** 1995 : On the interbasin-scale thermohaline circulation. *Reviews of Geophysics*, **33**(2),151–173
- Scott J. R., Marotzke J.** 2002 : The location of diapycnal mixing and the meridional overturning circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **32**,3578–3595
- Shchepetkin A., McWilliams J.** 2005 : The regional oceanic modelling system : A split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate ocean model. *Ocean Modelling*, **9**,891–902
- Sriver R. L., Huber M.** 2007 : Observational evidence for an ocean heat pump induced by tropical cyclones. *Nature*, **447**,577–580
- Stern M.** 1967 : Lateral mixing of water masses. *Deep-Sea Research*, **14**,747–753
- Stevens D.** 1983 : On symmetric stability and instability of zonal mean flows near the equator. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **40**,882–893
- St. Laurent L., Simmons H., Jayne S.** 2002 : Estimating tidally driven mixing in the deep ocean. *Geophysical Research Letters*
- Stommel H., Arons A.** 1960 : On the abyssal circulation of the world ocean. i. stationary planetary flow patterns on a sphere. ii. an idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins. *Deep-Sea Research*, **6**,140–154.217–233
- Stone P. H.** 1966 : On non-geostrophic baroclinic stability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **23**,390–400
- Tait R., Howe M.** 1968 : Some observations of thermo-haline stratification in the deep ocean. *Deep-Sea Research*, **15**,275–280
- Thompson A.** (2006) Eddy fluxes in baroclinic turbulence. PhD thesis .University of California, San Diego.
- Tian J., Zhou L., Zhang X.** 2006 : Latitudinal distribution of mixing rate caused by the m2 internal tide. *Journal of Physical Oceanography*, **36**,35–42

- Toggweiler J. R., Samuels B.** 1998 : On the ocean's large-scale circulation near the limit of no vertical mixing. *Journal of Physical Oceanography*, **26**,1832–1852
- Toole J. M.** 1981a : Anomalous characteristics of equatorial thermohaline finestructure. *Journal of Physical Oceanography*, **11**,871–876
- Toole J. M.** 1981b : Intrusion characteristics in the antarctic polar front. *Journal of Physical Oceanography*, **11**,780–793
- Toole J. M., Hayes S. P.** 1984 : Finescale velocity-density characteristic and richardson number statistics of the eastern equatorial pacific. *Journal of Physical Oceanography*, **14**,712–726
- Turner J.** (n.d.) *Buoyancy Effects in Fluids*.
- Vallis G., Maltrud M.** 1993 : Generation of mean flows and jets on a beta plane and over topography. *Journal of Physical Oceanography*, **23**,1346–1362
- van Haren H.** 2005 : Sharp near-equatorial transitions in inertial motions and deep-ocean step formation. *Geophysical Research Letters*
- van Haren H., Millot C.** 2004 : Rectilinear and circular inertial motions in the western mediterranean sea. *Deep Sea Research*, **51**(I),1441–1455
- von Storch J.-S., Sasaki H., Marotzke J.** 2007 : Wind-generated power input to the deep ocean : An estimate using a 1/10° general circulation model. *Journal of Physical Oceanography*, **37**,657–672
- Wang W., Huang R.** 2005 : An experimental study on thermal circulation driven by horizontal differential heating. *Journal of Fluid mechanics*, **540**,49–73
- Webb, Suginohara** 2001 : Oceanography : Vertical mixing in the ocean. *Nature*, **409**,37
- Weisberg R. H., Horigan A. M.** 1981 : Low-frequency variability in the equatorial Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, **11**,913–920
- Weiss, R. F., Bullister, J. L., Gammon, R. H., Warner, M. J.** 1985 : Atmospheric chlorofluoromethanes in deep equatorial atlantic. *Nature*, **314**,608–610
- Wunsch C., Ferrari R.** 2004 : Vertical mixing, energy, and the general circulation of the ocean. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **36**,281–314

## Résumé

La circulation méridienne grande échelle des océans se maintient grâce à un équilibre subtil entre différents mécanismes. Cette thèse se focalise sur le mélange équatorial turbulent, un mécanisme clé de l'équilibre thermique global.

L'étude menée a été motivée par l'observation de fines couches homogènes se superposant de façon intermittente sur la verticale. Ces couches s'insèrent dans la dynamique de plus grande échelle des jets équatoriaux.

Une exploration numérique a permis d'obtenir une représentation réaliste de la dynamique équatoriale constituée de jets extra-équatoriaux et de jets équatoriaux profonds. La combinaison de ces deux systèmes de jets forme des niches de faibles valeurs de vorticité potentielle, propices à l'instabilité inertielle et au mélange.

Une étude numérique de très haute résolution a recréé dans ce contexte des petites structures actives aux propriétés identiques à celles observées en Atlantique. Le phénomène s'avère irréversible et son développement amène l'écoulement de plus grande échelle à s'ajuster aux zones marginales des critères d'instabilité inertielle. Ces mélanges équatoriaux permettent d'étendre la distribution globale des coefficients de diffusivité turbulente jusqu'à l'équateur où le mélange dû au déferlement des ondes internes n'est pas actif.

La résolution atteinte par les simulations numériques ne permet pas encore de conclure sur une cascade d'énergie vers les échelles du mélange mais invite à de nouvelles études vers les plus petites échelles.

## Abstract

The large scale meridional overturning circulation in the ocean is maintained by a combination of several mechanisms. This dissertation focuses on turbulent equatorial mixing, one of the key mechanisms to balance heat forcing.

The motivation for the research is observations of thin layers of well-mixed density and tracers distributed intermittently over the vertical that coincide with particular features of a larger scale pattern of equatorial jets.

A large number of numerical experiments at moderately high resolution was performed in order to successfully replicate the observed equatorial dynamics, which involves both quasi-barotropic extra-equatorial jets and small vertical scale equatorial deep jets. The combination of the two systems of jets builds low-potential-vorticity niches, favouring the development of inertial instability and mixing. A very high resolution simulation was performed to study the formation of fine-scale layer structures with properties similar to those observed in the Atlantic. The creation of layers appears to be irreversible and the spatial distribution of the layers matches that of the marginal condition for inertial stability. The new appreciation gained for the importance of equatorial mixing leads one to revisit the question of the global distribution of diapycnal diffusivity coefficients, the estimation of which is often based on the breaking of internal waves, whose activity decreases with latitude.

The resolution of the simulations performed for this study is not fine enough to produce a direct cascade of energy toward mixing scales but invites further investigation in that area.