

**UNIVERSITÉ de la MÉDITERRANÉE  
CENTRE d'OCÉANOLOGIE de MARSEILLE**

---

**MASTER d'OCÉANOGRAPHIE**

**Spécialité : Océanographie et Biogéochimie Marine**

*Romain RAINAUD*

*Mesures de turbulence dans le Golfe du Lion. Analyses et  
interprétations*

**Rapport de Stage réalisé au sein du laboratoire : *Laboratoire  
d'Océanographie Physique et Biologique***

**Sous la Direction de : *Anne Petrenko et Andrea Doglioli***

**Année Universitaire : 2011–2012**

## Remerciements

Je tiens à remercier particulièrement Mme Anne Petrenko et Mr Andrea Doglioli pour m'avoir permis de faire mon stage de Master 2 sous leur tutelle. Je les remercie également pour leur soutien, leurs nombreux conseils et leur bonne humeur toujours présente.

Je tiens également à remercier Mr Jean-Luc Devenon et Mme Cristele Chevalier pour m'avoir accueilli dans leur bureau durant ces 5 mois de stage.

Un grand merci également à Marion Kersalé, Jérôme Bouffard et Francesco Nencioli pour tous leurs précieux conseils, leur aide et leur soutien pendant mon stage.

Je remercie également tous les membres du *MIO* de m'avoir accueilli pendant mon stage.

Merci également à Mr Yannis Cuypers (*LOCEAN* Paris, France) pour son aide et ses conseils sur l'utilisation du *SCAMP*.

Je remercie aussi Mr Michael Head (*PME* Californie, États-Unis) pour m'avoir envoyé les codes sources d'utilisation du *SCAMP* ainsi que pour avoir répondu à mes nombreuses questions.

Je tiens aussi à remercier Mme Elena Roget (Université de Gérone, Espagne) et Mr Hidekatsu Yamazaki (Université de Tokyo, Japon), rencontrés lors du Workshop Turbintermed en avril 2012 à Toulon, pour leurs réponses aux nombreuses questions que nous nous posions.

Merci donc à tous ceux et celles avec qui j'ai pu vivre cette expérience très enrichissante et très intéressante durant ces 5 mois de stage.

## Résumé

La turbulence est un des principaux processus physiques responsables du transport et des échanges dans la colonne d'eau. L'hypothèse d'un nombre de Prandtl turbulent égal à 1 permet de considérer que le coefficient de viscosité cinétique due à la turbulence  $\nu_T$  est égal au coefficient de diffusivité de la température due à la turbulence  $K_{Turb}$  et d'utiliser les mesures de température afin de quantifier la turbulence. Le *MIO* a acquis en 2010 un *SCAMP*, permettant de faire des mesures à très petites échelles de la température et de la conductivité afin de pouvoir estimer  $K_{Turb}$  grâce à une étude spectrale. L'appareil a été déployé entre 2010 et 2011 pendant différents projets. Cette étude a pour but d'analyser les premières données mesurées par le *SCAMP* et d'améliorer la méthodologie d'utilisation de ce dernier. Les données mensuelles de février à octobre 2011 du projet *SPECIMED* permettent de voir que la turbulence n'évolue pas en fonction des saisons en 2011 dans la baie de Marseille malgré l'évolution saisonnière de l'équilibre de la colonne d'eau. Les données de vents fournies par Météo France permettent d'établir un lien entre le vent et la turbulence. Les profils de  $K_Z$  obtenus *in situ* sont comparés à des profils calculés numériquement ainsi qu'à des études précédentes.

## Abstract

Turbulence is a main physical process responsible of transport and changes in water column. The hypothesis of a turbulent Prandtl number equals to 1 allows to consider that the coefficient of turbulent kinematic viscosity  $\nu_T$  is equal to the coefficient of turbulent temperature diffusivity  $K_{Turb}$  and use temperature measurements to quantify the turbulence. The *MIO* acquired in 2010 a *SCAMP*. This instrument can make fine scale measurements of temperature and conductivity to estimate  $K_{Turb}$  with a spectral study. The instrument was used between 2010 and 2011 during different projects. This study's aim is to analyse the first data acquired with *SCAMP* and improve the methodology of *SCAMP* utilisation. *SPECIMED* mensual data from February to October 2011 show that there is no seasonal evolution of the turbulence despite the one of the water column stability. Wind data from Météo France enable to make a link between wind and turbulence. *In situ*  $K_Z$  profiles are compared between modeling profiles and previous studies.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Matériel et Méthodes</b>	<b>4</b>
2.1	Le <i>SCAMP</i> . . . . .	4
2.2	Campagnes en mer . . . . .	6
2.3	Traitement des données . . . . .	6
2.3.1	Méthode de Batchelor . . . . .	8
2.3.2	Méthode de Thorpe . . . . .	11
2.3.3	Le critère de Shih . . . . .	12
2.3.4	Programmes numériques de traitement des données . . . . .	13
2.4	Autres données . . . . .	14
2.4.1	La <i>CTD</i> . . . . .	14
2.4.2	Données météo . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Résultats</b>	<b>15</b>
3.1	Études de sensibilité aux paramètres $\nu$ , $\kappa_T$ et $\Gamma$ . . . . .	15
3.2	Limites d'utilisation du critère de Shih . . . . .	16
3.3	Comparaison entre $\epsilon_{Th}$ et $\epsilon_B$ . . . . .	18
3.4	Profils de température et salinité . . . . .	18
3.5	Profils de $\epsilon_B$ et $K_Z$ . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Discussion</b>	<b>29</b>
<b>5</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>37</b>

# 1 Introduction

La turbulence se définit comme un état du mouvement énergétique, rotationnel et tourbillonnant. C'est le processus physique dominant dans le transport et la dispersion des particules ainsi que de différentes grandeurs telles que la température, la salinité ou l'énergie (Thorpe, 2005). Ce processus est tridimensionnel, rotationnel et instationnaire avec des trajectoires irrégulières et imprévisibles. Contrairement à la viscosité moléculaire, la turbulence est une propriété de l'écoulement et non du fluide. Deux états permettent de caractériser l'écoulement d'un fluide, à savoir laminaire ou turbulent. Le critère utilisé pour séparer ces deux états est le nombre de Reynolds  $Re$  (le Tableau IV en annexes liste les nombres adimensionnels utilisés dans ce mémoire), adimensionnel. Ce nombre de Reynolds est défini par :

$$Re = \frac{U L}{\nu}$$

où  $U$  représente la vitesse caractéristique de l'écoulement,  $L$  l'échelle de longueur caractéristique de l'écoulement et  $\nu$  une constante représentant la viscosité moléculaire du fluide (le Tableau III en annexes liste les constantes utilisées dans ce mémoire). On considérera que l'écoulement est turbulent si  $Re > Re_c$ , avec  $Re_c$  qui représente une valeur seuil critique. Le choix de la valeur de ce nombre de Reynolds critique ou le choix des grandeurs caractéristiques font de ce critère un critère subjectif.

Pour l'étude des écoulements turbulents, on utilise les équations de Navier-Stokes simplifiées grâce aux approximations suivantes :

- fluide incompressible : la divergence de la vitesse du fluide est nulle.
- fluide newtonien : la contrainte exercée par le fluide est proportionnelle au gradient de vitesse.
- approximation hydrostatique : il existe un équilibre entre la force de pression et la force de pesanteur.
- approximation de Boussinesq : la masse volumique de l'eau de mer  $\rho$  est considérée comme la somme entre une composante constante  $\rho_0$  et une composante variable dans l'espace et le temps  $\rho'$ ,  $\rho = \rho_0 + \rho'$  avec  $\rho' \ll \rho_0$ . Il en est de même avec la pression  $p$ , on aura  $p = \bar{p} + p'$  avec  $p' \ll \bar{p}$ .

On a alors, pour la composante  $u_i$ , l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\rho'}{\rho_0} g \delta_{i3} - 2 \varepsilon_{ijk} \Omega_j u_k + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

pour  $i, j, k = 1, 2$  ou  $3$  avec  $i \neq j \neq k$ . Le terme de Coriolis est représenté par  $-2 \varepsilon_{ijk} \Omega_j u_k$  où  $\varepsilon_{ijk} = \pm 1$  représentant le signe de la *ième* composante du produit vectoriel. On applique la méthode de Reynolds qui propose de remplacer la vitesse instantanée  $u$  par la somme d'une vitesse moyenne  $\bar{u}$  et d'une vitesse turbulente instantanée  $u'$ . Ceci nous amène donc à écrire une nouvelle forme de l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\rho'}{\rho_0} g \delta_{i3} - 2 \varepsilon_{ijk} \Omega_j \bar{u}_k + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_j}$$

Ces équations font apparaître de nouvelles inconnues,  $-\bar{u}'_i \bar{u}'_j$ , c'est le tenseur de Reynolds des moments d'ordre 2 (normalisé par la masse volumique). Ces termes représentent la turbulence et amènent au problème de la fermeture de la turbulence. Ce problème est encore ouvert aujourd'hui et intéresse aussi bien l'industrie que la recherche fondamentale. Dans des organismes d'océanographie opérationnelle tels que Mercator-Ocean (<http://www.mercator-ocean.fr/fre/>) ou Actimar (<http://www.actimar.fr/>), une bonne connaissance des processus turbulents, permettant de décrire précisément l'hydrodynamique régionale, est nécessaire à des prévisions de bonne qualité. La compréhension des processus turbulents est également primordiale pour l'étude des flux nutritifs (MacIntyre et al., 1999; MacIntyre and Jellison, 2001) ou l'évolution du phytoplancton (Denman and Gargett, 1983).

Boussinesq a proposé de considérer ces termes proportionnels au gradient de la vitesse moyenne (en analogie avec l'hypothèse de fluide newtonien) :

$$-\bar{u}'_i \bar{u}'_j = \nu_T \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$$

$\nu_T$  représente le coefficient de viscosité cinématique due à la turbulence, souvent appelée "viscosité turbulente" et s'exprime en  $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ . Ceci permet de regrouper les termes de turbulence et de viscosité cinématique en définissant un coefficient  $A$  (le Tableau VI en annexes liste les paramètres physiques utilisés dans ce mémoire) tel que  $A = \nu_T + \nu$ , avec  $\nu \ll \nu_T$ . Généralement, on se restreint à un coefficient sur l'horizontale, que l'on note  $A_H$  et un sur la verticale, que l'on note  $A_Z$ . Pour la suite, on ne s'intéressera qu'à  $A_Z$ .

Il existe plusieurs approches pour déterminer les valeurs de  $A_Z$ . Une des plus utilisées résout une équation d'évolution de l'énergie cinétique de la turbulence moyenne  $E_{CT}$ . On définit l'énergie cinétique de turbulence moyenne par  $E_{CT} = 0,5 \bar{u}'_i \bar{u}'_j$ . L'équation de conservation de l'énergie cinétique moyenne utilise l'approximation de grand nombre de Reynolds et s'écrit :

$$\frac{\partial E_{CT}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial E_{CT}}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \bar{u}'_j \overline{E'_{CT}} + \frac{\overline{p' u'_j}}{\rho} \right) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\overline{p' u'_i}}{\rho_0} g \delta_{i3} - \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}$$

Le taux de dissipation visqueuse, noté  $\epsilon$ , exprimé en  $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$  et s'écrit donc :

$$\epsilon = -\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$$

Les modèles numériques *SYMPHONIE* et *MARS3D* (dont on étudiera les sorties de  $A_Z$ ), utilisent le schéma de fermeture de la turbulence de Gaspar et al. (1990) qui propose d'écrire  $\epsilon$  de la façon suivante :

$$\epsilon = \frac{C_\epsilon E_{CT}^{3/2}}{l_G}$$

avec  $C_\epsilon = 0,7$  une constante, et  $l_G = \sqrt{2} N^{-1} E_{CT}^{-1/2}$ , l'échelle de longueur où  $N$  représente la fréquence de Brünt-Väisälä (voir section 2.3). Pour évaluer  $\nu_T$ , le schéma de fermeture de la turbulence de Gaspar et al. (1990) utilise ensuite la relation de Prandtl-Kolmogorov :

$$\nu_T = C_K \sqrt{E_{CT}} l_G$$

avec  $C_K = 0,1$  une constante.

En ce qui concerne la température, on a également l'équation de conservation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \kappa_T \frac{\partial T}{\partial x_j} - \overline{T' u'_j} \right) + \phi_T$$

où  $\phi_T$  représentent les termes de source ou puits et  $\kappa_T$  la diffusivité thermique moléculaire, constante. Comme pour l'équation de conservation du mouvement, les termes  $-\overline{T' u'_j}$  représentent la turbulence, cette fois due au transport thermique. On peut donc écrire, selon la suggestion de Boussinesq :

$$-\overline{T' u'_j} = K_{Turb} \frac{\partial T}{\partial x_j}$$

où  $K_{Turb}$  est l'analogue de  $\nu_T$  pour la température, c'est-à-dire le coefficient de diffusivité de la température due à la turbulence. On peut également regrouper les termes de diffusivité thermique et de turbulence afin de définir un coefficient  $K$  tel que  $K = K_{Turb} + \kappa_T$  avec  $\kappa_T \ll K_{Turb}$ . De même que précédemment, on aura un coefficient horizontal  $K_H$  et un coefficient vertical  $K_Z$ . Pour la suite, on ne s'intéressera qu'à  $K_Z$ .

On définit alors le nombre de Prandtl turbulent, noté  $Pr_T$ , qui représente le rapport entre la viscosité

cinématique due à la turbulence et la diffusivité de la température due à la turbulence :

$$Pr_T = \frac{\nu_T}{K_{Turb}}$$

On fait l'hypothèse  $Pr_T \simeq 1$  en considérant que les processus turbulents agissent d'une façon similaire en diffusant la chaleur ou la quantité de mouvement, ce qui nous permet d'utiliser des mesures de température pour quantifier les processus turbulents.

Un instrument, le *SCAMP* (*Self Contained Autonomous Micro-Profiler*), permet de mesurer des grandeurs servant à estimer les paramètres de turbulence, et sera décrit dans la section 2.1. Le but de notre étude sera, à partir de données *in situ* recueillies à l'aide du *SCAMP* (le Tableau V en annexes liste les définitions des acronymes utilisés dans ce mémoire), d'estimer ce coefficient  $K_Z$ . L'estimation de  $K_Z$  se fait dans un premier temps à partir de la mesure à très petite échelle de la température et de la conductivité permettant de calculer des échelles de longueur telles que celles de Batchelor, Thorpe, Oztmidov (voir section 2.3) ainsi que de paramètres comme la fréquence de Brünt-Väisälä  $N$  (voir section 2.3). On trouve dans la littérature plusieurs valeurs pour les constantes  $\nu$  et  $\kappa_T$ , il faudra alors effectuer un test de sensibilité (voir section 3.1) pour choisir ces dernières. Ensuite, ces paramètres nous permettent de calculer  $\epsilon$ , grâce à l'implémentation de deux méthodes, la méthode de Batchelor et la méthode de Thorpe (voir section 2.3). On pourra alors calculer  $K_Z$  grâce au critère de Shih ou grâce à la formulation de Osborn (1980), toutes deux décrites dans la section 2.3. Nous verrons les limites de ce critère de Shih dans la section 3.2. Grâce aux données mensuelles de l'année 2011, nous pourrons voir dans la section 3.5 l'évolution des paramètres turbulents durant cette même année. Nous discuterons ensuite de nos résultats dans la partie 4 en les associant au vent, en les comparant aux résultats de modèles numériques et à ceux de la littérature.

## 2 Matériel et Méthodes

### 2.1 Le *SCAMP*

Développé par l'entreprise PME (*Precision Measurement Ingeenering, Californie, USA*, [http://www.pme.com/HTML%20Docs/Scamp\\_Home.html](http://www.pme.com/HTML%20Docs/Scamp_Home.html)), cet instrument permet de mesurer, à très petite échelle (environ 1 mm), des fluctuations de température et de conductivité. Ces mesures permettent d'établir des profils verticaux de température, salinité, masse volumique, d'échelles de longueur caractéristiques, de taux de dissipation visqueuse  $\epsilon$ , et de diffusivité de la température due à la turbulence  $K_{Turb}$  et donc par conséquent de  $K_Z$  (voir section 2.3). Le *SCAMP* peut être utilisé jusqu'à une profondeur de 100 m. Différents poids peuvent être fixés sur l'instrument afin de modifier sa flottaison afin que sa vitesse dans la colonne d'eau reste comprise entre 10 cm s<sup>-1</sup> et 15 cm s<sup>-1</sup>. Il effectue des mesures à une fréquence de 100 Hz. Cet instrument peut aussi bien faire des profils verticaux descendants (Figure 1-a) que montants (Figure 1-b). La position de la rondelle de

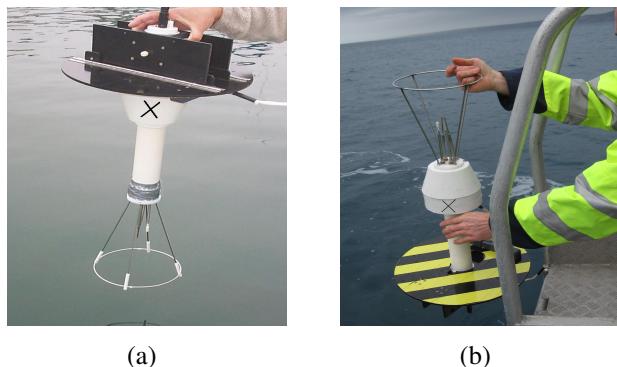


FIGURE 1 – Disposition du *SCAMP* pour réaliser des profils descendants (a) ou montants (b). Image (a) tirée de [http://www.pme.com/USB\\_smanual/default.htm](http://www.pme.com/USB_smanual/default.htm).

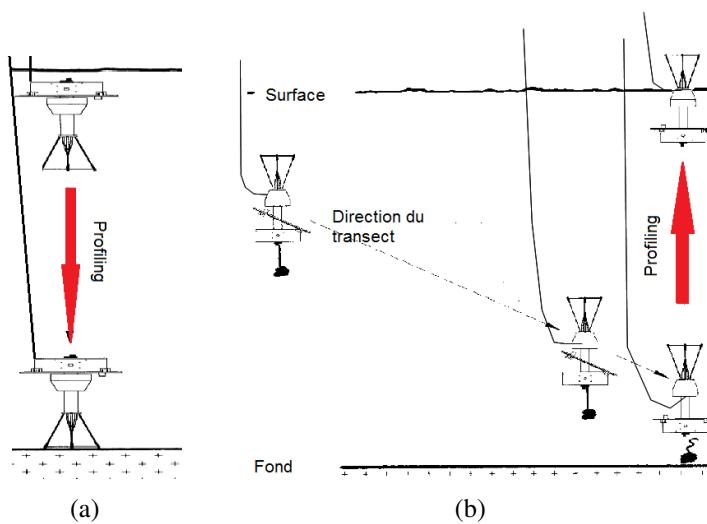


FIGURE 2 – Description de l'établissement des profils descendants (a) et montants (b) faits par le *SCAMP*. Images tirées du site internet de *PME* : [http://www.pme.com/USB\\_smanual/default.htm](http://www.pme.com/USB_smanual/default.htm).

flottaison (marquée d'une croix sur la Figure 1) lors du montage de l'instrument, détermine si le profil sera montant ou descendant. Avant d'être déployé en mer, plusieurs tests en bassin sont réalisés. Pour les profils descendants, il suffit de laisser l'appareil descendre jusqu'à la profondeur choisie par l'utilisateur, puis à la fin du profil, il faut le remonter en tirant sur son fil d'attache (Figure 2-a). Ce profil sera choisi si l'utilisateur souhaite étudier principalement la turbulence au fond. Pour les profils montants, un lest est ajouté pour faire couler l'instrument avant la remontée, qui se fait d'elle-même grâce à la flottaison positive de l'instrument. Arrivé à la profondeur choisie par l'utilisateur, l'appareil lâche son lest pour remonter en effectuant ses mesures (Figure 2-b). Ce profil sera choisi si l'utilisateur souhaite étudier principalement la turbulence en surface. Pour notre étude, on exploitera des données issues de profils montants. Un avantage supplémentaire de cette méthode de déploiement réside dans la sécurité de l'instrument. En effet, si le fil d'attache casse, la flottaison du *SCAMP* le fait remonter à la surface.

## 2.2 Campagnes en mer

Les données utilisées pendant ce stage ont été recueillies lors de plusieurs projets menés dans le Golfe du Lion (Figure 3) par des chercheurs du *MIO (Mediterranean Institute of Oceanography)* :

- *SPECIMED (Structure of Planktonic Ecosystem in the North-Western Mediterranean, <http://www.com.univ-mrs.fr/~queguiner/SPECiMed.html>)* dirigé par B. Quéguiner, est un projet qui a pour objectifs d'établir une plate-forme d'observation des différents paramètres physiques et biogéochimiques et de prédire les réponses des cycles des éléments face aux changements climatiques. Les profils *SCAMP* des campagnes *SPECIMED* ont été réalisés du 08 février 2011 au 18 octobre 2011 à raison d'une campagne mensuelle (sauf pour les mois de juillet et août où il n'y a pas eu de sortie).
- *MASSILIA (Modélisation de la baie de Marseille : Influence des apports anthropiques de la métropole sur l'environnement marin, <http://www.com.univ-mrs.fr/LOB/spip.php?article407>)* dirigé par C. Pinazo, est projet qui a pour objectif la compréhension de l'écosystème de la baie de Marseille soumis à de forts apports anthropiques et son rôle dans la qualité des eaux. Le projet *MASSILIA* regroupe les données recueillies pendant les campagnes *RHOMA2* et *PHYBIO*. Les profils *SCAMP* des campagnes *RHOMA2* ont été réalisés du 12 au 16 octobre 2011. Les profils *SCAMP* des campagnes *PHYBIO* ont été réalisés du 18 mai 2011 au 16 septembre 2011 à raison d'une campagne mensuelle (sauf pour le mois d'août où il n'y a pas eu de sortie).
- *LATEX (Lagrangian Transport Experiment, [www.com.univ-mrs.fr/LOPB/LATEX](http://www.com.univ-mrs.fr/LOPB/LATEX))* dirigé par A. Petrenko et F. Diaz, est un projet qui a pour objectif d'étudier l'influence des échanges côte-large à sub-mésoéchelle dans le Golfe du Lion. Les données *SCAMP* ont été recueillies durant la campagne *LATEX10*, du 11 au 23 septembre 2010.

## 2.3 Traitement des données

L'objectif final du traitement de ces données est de pouvoir estimer  $K_Z$ .  $\kappa_T$  étant une constante, il faudra estimer le coefficient  $K_{Turb}$ . Il existe plusieurs méthodes pour déterminer  $K_{Turb}$  (Osborn and Cox, 1972; Osborn, 1980; Shih et al., 2005) à partir des mesures de température. Dans cette étude, on utilise la méthode de Osborn (1980) :

Le taux de production de turbulence  $P$  se définit comme la somme de la dissipation visqueuse  $\epsilon$  et du flux turbulent de flottabilité  $J_b$  (Klymak and Nash (2007), non publié) :

$$P = \epsilon + J_b$$

On admet (Klymak and Nash (2007), non publié) que :

$$J_b = \epsilon \Gamma$$

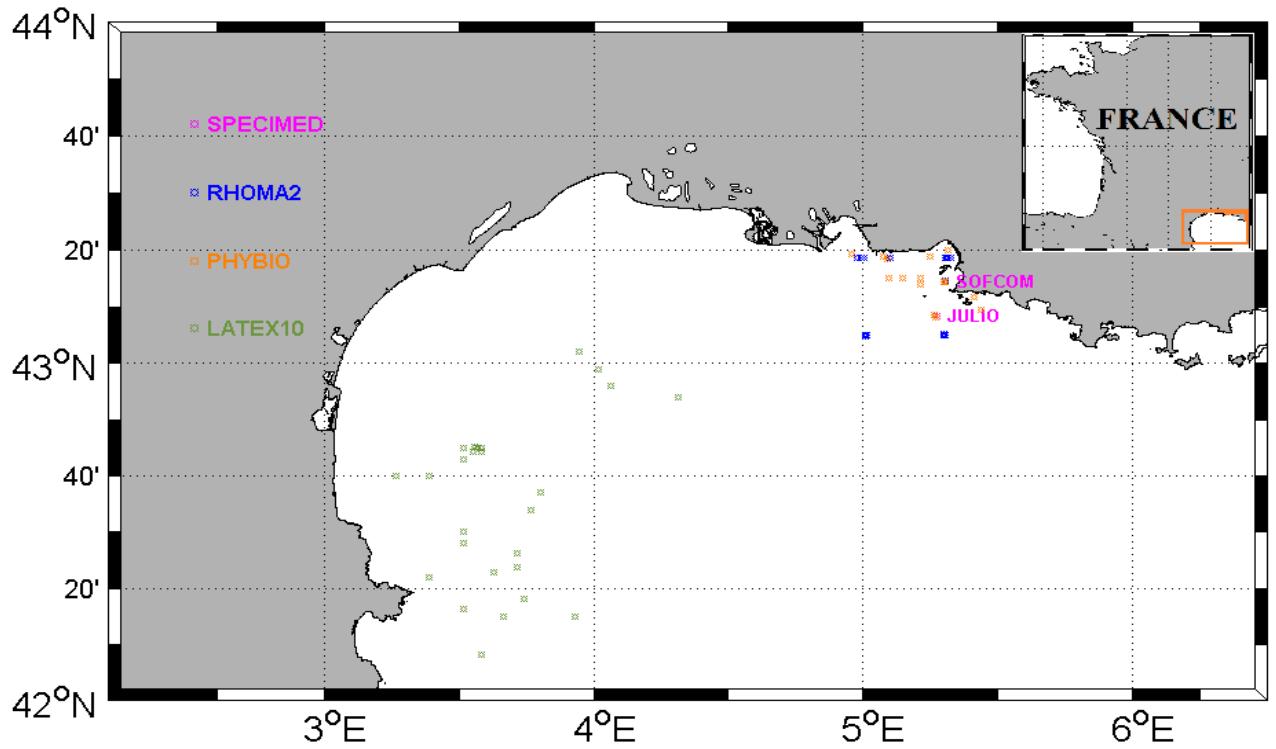


FIGURE 3 – Carte du Golfe du Lion avec les positions des stations où ont été faites les mesures du SCAMP. Les couleurs représentent les différentes campagnes. Les sites des campagnes mensuelles *SOFCOM* et *JULIO* sont mis en évidence.

où  $\Gamma$  représente l'efficacité de mélange :

$$\Gamma = \frac{R_f}{1 - R_f} \leq 0,2$$

avec  $R_f$  le nombre de Richardson de flux. Ce nombre de Richardson représente le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle. Il est courant d'avoir  $R_f = 0,15$ , donc  $\Gamma = 0,2$  (Osborn, 1980; Oakey, 1982). La valeur de  $\Gamma$  ainsi que son statut de constante est encore un sujet à controverse (Elena Roget, Université de Gérone, Espagne, communication personnelle).

Quand on utilise les mesures de température, on peut également admettre (Klymak and Nash (2007), non publié) que :

$$J_b = K_{Turb} N^2$$

On déduit donc  $K_{Turb}$  :

$$K_{Turb} = \frac{\Gamma \epsilon}{N^2}$$

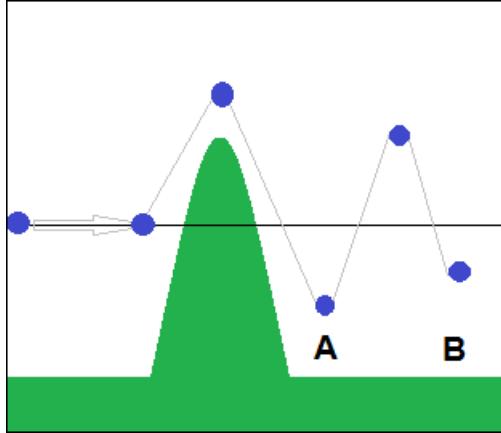


FIGURE 4 – Illustration de l’effet orographique. La particule oscille avec la pulsation  $N$ . L’amplitude des oscillations est amortie par frottement. La période d’oscillation entre le point A et B est  $T = 2\pi/N$ .

Il faudra, à partir des mesures, commencer par obtenir  $N$ , la fréquence de Brunt-Väisälä, calculée de la façon suivante (2.3) :

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}$$

$N$  s’exprime en  $\text{rad s}^{-1}$  et représente la pulsation d’oscillation d’une particule de masse volumique  $\rho$  dans un milieu stratifié autour de sa position d’équilibre après s’être déplacée à cause d’un obstacle (effet orographique illustré par la Figure 4) ou d’un mouvement tourbillonnaire. Sa vitesse d’oscillation  $v_o$  dans ce milieu sera donnée par la formulation de Tuan et al. (1979) :

$$v_o = a_o(t) \sin(Nt)$$

où  $a_o(t)$  représente l’amplitude maximale de la vitesse de la particule en fonction du temps.

Une fois la fréquence de Brunt-Väisälä obtenue, le paramètre  $\epsilon$  reste à définir. Il existe à nouveau plusieurs méthodes qui peuvent être utilisées (Luketina and Imberger, 2000; Thorpe, 2005). Ici, on définira deux méthodes que nous appellerons "Méthode de Batchelor" et "Méthode de Thorpe" en référence aux échelles de longueurs respectives utilisées.

### 2.3.1 Méthode de Batchelor

Cette méthode repose sur une analyse spectrale décrite par Batchelor (1959). Les mesures de température du *SCAMP* permettent d’établir un profil vertical du gradient de température. Pour faire une analyse spectrale de ce signal, on doit passer par une transformée de Fourier du gradient vertical de température. On obtient alors un spectre énergétique de ce gradient vertical, qui peut être divisé en cinq parties (Figure 5) : structures fines, ondes internes, domaine inertiel, spectre de Batchelor, bruit (Luketina and Imberger, 2000).

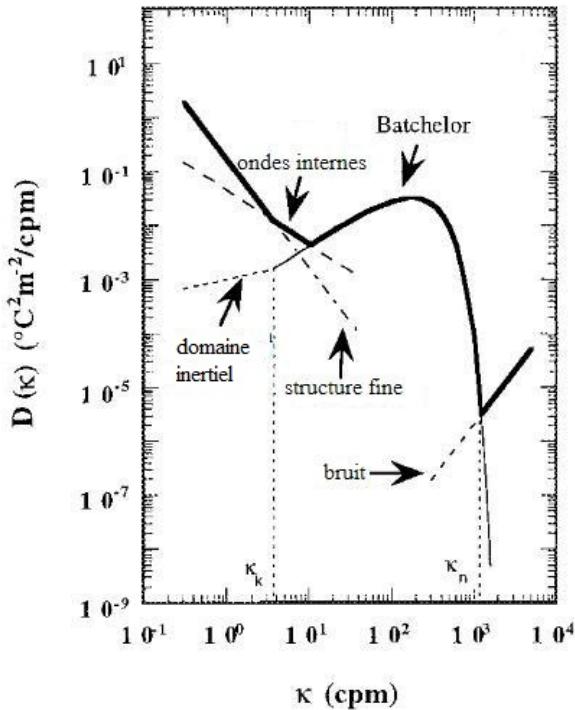


FIGURE 5 – Spectre obtenu par transformée de Fourier d'un signal théorique du gradient vertical de température dans lequel on voit les contributions de différents processus physiques, et en particulier le spectre de Batchelor. Image tirée de Luketina and Imberger (2000) et traduite.

La partie structures fines du spectre caractérise une zone où la dissipation de la quantité de mouvement se fait à des échelles très petites et où la stratification en densité est permanente (Luketina and Imberger, 2000). Dans le cas où la température est la cause de la stratification, le spectre est une droite à pente négative.

La partie ondes internes du spectre caractérise les ondes internes dont la longueur d'onde est inférieure au rayon de Rossby  $Ro$  (Pedlosky (1987)).  $Ro$  représente l'échelle spatiale à partir de laquelle la propagation d'une onde est affectée par la rotation de la Terre.

La partie domaine inertiel du spectre caractérise les ondes d'inertie (Monin and Yaglom, 1975).

La partie du spectre qui caractérise la turbulence est donnée par Batchelor (1959), avec les hypothèses de grand nombre de Reynolds et de turbulence homogène isotrope (turbulence invariante par rotation autour d'un axe, translation ou réflexion par rapport à un plan). C'est cette partie du spectre qui va nous intéresser particulièrement.

La partie bruit du spectre caractérise les anomalies de mesure dues au bruit des instruments. Plusieurs méthodes (Fozdar et al., 1985; Roget et al., 2006) permettent de réduire les effets du bruit. La méthode utilisée dans ce travail est celle de Fozdar et al. (1985).

Comme la turbulence n'est pas constante sur toute la colonne d'eau, si on veut un profil vertical de  $K_Z$ , on ne peut pas faire la transformée de Fourier sur tout le profil. Il faut donc séparer le profil en plusieurs parties, c'est ce qu'on appelle la segmentation. La segmentation par défaut utilisée par *PME* repose sur une analyse acoustique du signal (méthode développée par le *CWR, Centre for Water Research, Crawley, Australie*

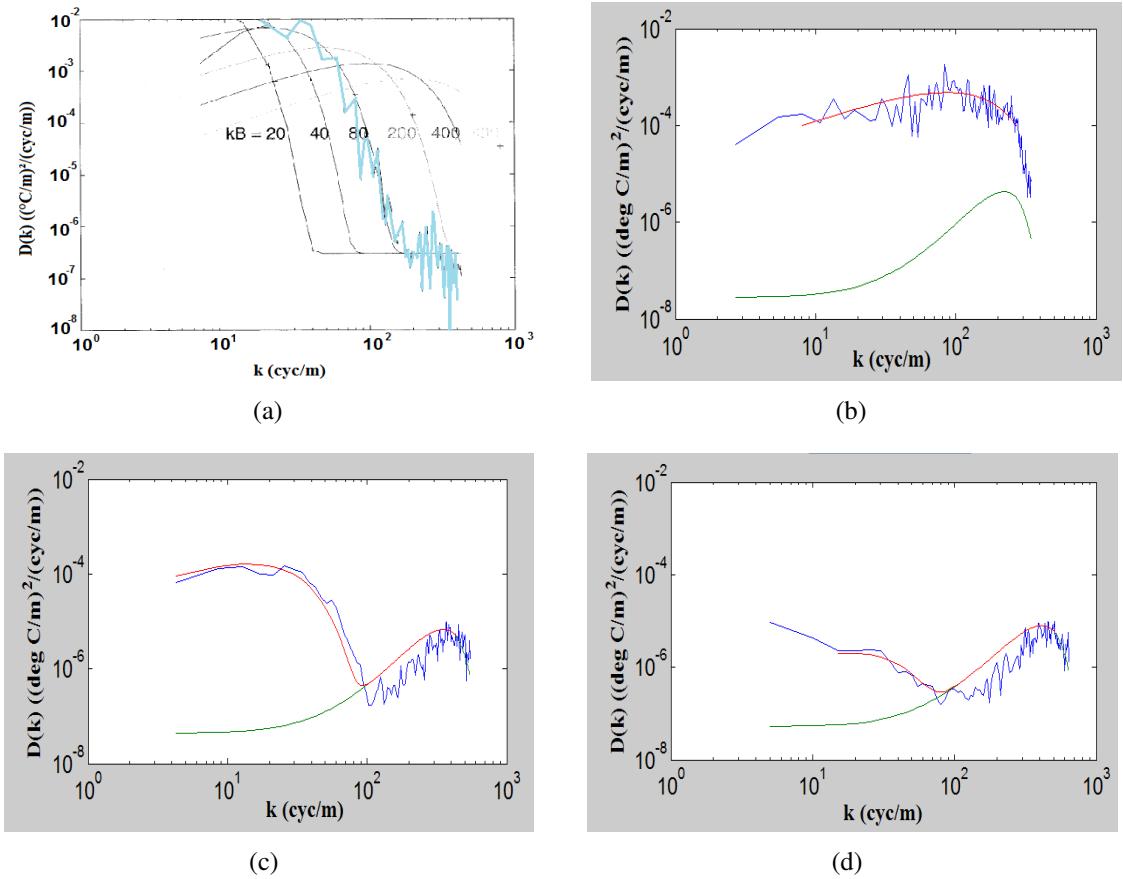


FIGURE 6 – (a) : Comparaison entre le spectre de Batchelor observé et différents spectres de Batchelor théoriques afin de déterminer le nombre d’onde de Batchelor expérimental  $K_B$ . Dans cet exemple,  $K_B = 80 \text{ cyc m}^{-1}$ . (b), (c) et (d) : Spectres du gradient vertical de la température pour 3 segments du profil du 12 septembre 2010 (données provenant du projet *LATEX10*). On a en bleu le spectre obtenu, en rouge le spectre de Batchelor théorique le plus proche du spectre obtenu et en verte le spectre du bruit. En (b),  $K_B \approx 400 \text{ cyc m}^{-1}$ , l’énergie du bruit est faible devant celle de la turbulence. En (c),  $K_B \approx 60 \text{ cyc m}^{-1}$ , l’énergie du bruit est plus forte qu’en (a) mais ne dépasse pas celle de la turbulence. En (d),  $K_B \approx 700 \text{ cyc m}^{-1}$  mais l’énergie du bruit est supérieure celle de la turbulence, ce segment est inutilisable.

et baptisée du même nom). Suite à de nombreux essais, la méthode *CWR* n’est pas apparue convaincante dans le traitement des données à disposition. En effet, elle ne semble pas donner une segmentation en rapport avec le profil du gradient vertical de température. Nous avons décidé alors de faire une segmentation toutes les 1000 acquisitions, ce qui, à une vitesse de descente du *SCAMP* de  $10 \text{ cm s}^{-1}$ , nous donne des segments de 1 m. Cette méthode, plus simple, est utilisée aussi par Cuypers et al. (2012).

Une fois la segmentation fixée, l’analyse spectrale est effectuée afin d’obtenir pour chaque segment un spectre qui est ensuite comparé à des spectres de Batchelor théoriques. Ces derniers ont été tracés avec plusieurs nombres d’onde de Batchelor afin déterminer celui obtenu expérimentalement que l’on notera  $K_B$ , en  $\text{cyc m}^{-1}$  (Figure 6-a). Le spectre obtenu expérimentalement présente en plus le bruit de la mesure. Si l’énergie de la partie bruit du spectre obtenu est faible devant la partie de la turbulence (Batchelor), on pourra déterminer  $K_B$  (Figure 6-b et -c). En revanche, si l’énergie de la partie bruit du spectre obtenu est plus forte que la partie de la turbulence, on ne pourra pas déterminer  $K_B$  (Figure 6-d).

Une fois  $K_B$  déterminé, on en déduit l’échelle de longueur de Batchelor (Luketina and Imberger, 2000) :

$$L_B = (2\pi K_B)^{-1}$$

Cette échelle de longueur de Batchelor  $L_B$  représente la plus petite échelle spatiale de dominance des processus turbulents (le Tableau II en annexes liste les définitions des échelles de longueur caractéristiques de la turbulence utilisées dans ce mémoire). En-dessous de cette échelle, ce sont les processus moléculaires qui contrôlent principalement la dissipation de la quantité de mouvement. Luketina and Imberger (2000) proposent la relation suivante entre  $L_B$  et  $\epsilon_B$  :

$$L_B = \left( \frac{\kappa_T^2 \nu}{\epsilon_B} \right)^{\frac{1}{4}}$$

On peut donc, à partir de là, obtenir  $\epsilon_B$  :

$$\epsilon_B = \frac{\nu \kappa_T^2}{L_B^4}$$

### 2.3.2 Méthode de Thorpe

Le déplacement de Thorpe,  $dn = Zm - Zn$ , représente le déplacement d'une particule de masse volumique  $\rho$  entre sa position à un instant  $t$ , notée  $Zn$  et sa position théorique dans une colonne d'eau entièrement stable, notée  $Zm$  (Figure 7). On utilise généralement la moyenne du carré des déplacements de Thorpe sur chaque segment du profil pour définir l'échelle de Thorpe (Thorpe, 2005) :

$$L_{Th} = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^Q \sqrt{dn_i^2}$$

Grâce à cette échelle de Thorpe  $L_{Th}$  dérivée des mesures *SCAMP*, on peut obtenir  $\epsilon_{Th}$  défini par Thorpe (2005) :

$$\epsilon_{Th} = c_1 L_{Th}^2 N^3$$

où  $c_1$  représente le rapport au carré entre l'échelle de longueur d'Ozmidov  $L_O$  et celle de Thorpe  $L_{Th}$  :

$$c_1 = \left( \frac{L_O}{L_{Th}} \right)^2 \quad (1)$$

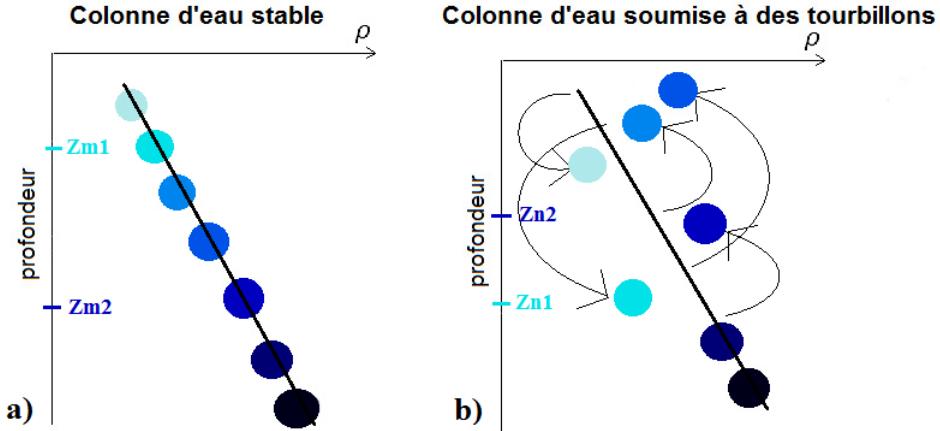


FIGURE 7 – En (a), un profil vertical schématique de masse volumique dans une colonne d'eau entièrement stable (masse volumique croissante en fonction de la profondeur). En (b), un profil vertical schématique de masse volumique dans une colonne d'eau sujette à des processus tourbillonnaires. La disposition des particules en (b) y est aléatoire.

La valeur de  $c_1$  est déterminée empiriquement (Dillon, 1982; Peters et al., 1988; Ferron et al., 1998) entre 0,64 et 0,91. Dillon (1982) a montré que  $L_O = 0,8L_{Th}$ . L'échelle de longueur d'Ozmidov  $L_O$  est l'échelle verticale de renversement des plus larges structures tourbillonnaires dans un fluide stratifié (Dillon, 1982). C'est l'échelle de longueur où l'équilibre entre les forces de flottaison et l'inertie est atteint.

### 2.3.3 Le critère de Shih

Shih et al. (2005) proposent de calculer  $K_{Turb}$  en fonction de  $I_T$ , l'intensité turbulente :

$$I_T = \frac{\epsilon}{\nu N^2}$$

Ils identifient trois régimes différents (Figure 8) :

- si  $7 < I_T$ , le régime est dit diffusif. On considère que  $K_{Turb} = 0$ , alors  $K_z = \kappa_T$ .
- si  $7 < I_T < 100$ , le régime est dit intermédiaire. On utilise la formulation de Osborn (1980), section (2.3).
- si  $I_T > 100$ , le régime est dit énergétique. On utilise la formulation de :

$$K_{Turb} = 2\nu \left( \frac{\epsilon}{\nu N^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

L'étude de Shih et al. (2005) est réalisée par simulations numériques permettant de calculer différents  $K_Z$  en faisant varier  $\nu$  de  $3.10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  à  $1.10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $R_i$ , nombre de Richardson de gradient, de 0,04 à 1, et  $Sh$ , le cisaillement vertical, de  $4 \text{ s}^{-1}$  à  $16 \text{ s}^{-1}$ .

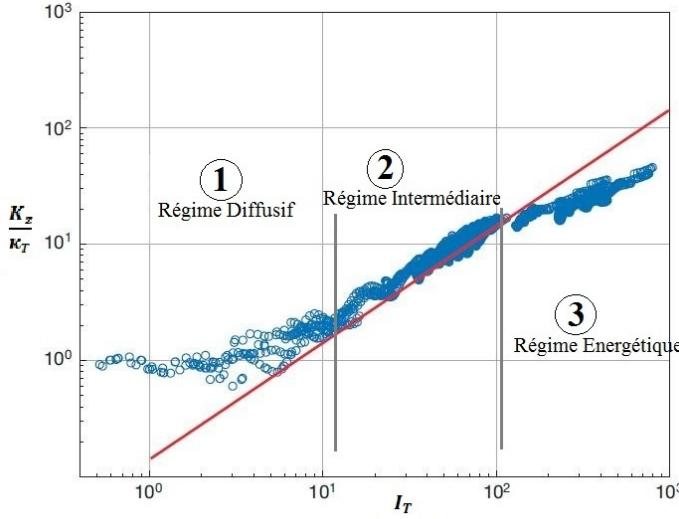


FIGURE 8 –  $K_Z$  normalisé par la diffusion moléculaire thermique  $\kappa_T$  en fonction de l'intensité turbulente  $I_T$  provenant de simulations numériques, justifiant la proposition de Shih et al. (2005) en illustrant les trois régimes en fonction de  $I_T$ . La droite rouge représente la formulation de Osborn (1980) avec  $\Gamma = 0, 2$ . Image provenant de Ivey et al. (2008).

### 2.3.4 Programmes numériques de traitement des données

*PME* fourni une suite de modules Matlab avec interface graphique (*SCAMP.m*) pour traiter des données mesurées à l'aide du *SCAMP*. Toutefois, cela ne permet pas de faire une analyse en profondeur ni des tests de sensibilité. En collaboration avec A. Doglioli, D. Malengros, F. Nencioli, A. Petrenko, j'ai développé de nouveau modules Matlab décrits ci-dessous :

- *MI0scamp\_load.m* : ce module charge les données mesurées.
- *MI0scamp\_analyze.m* : ce module permet de calculer les quantités dérivées  $\epsilon$  et  $K_Z$ .
- *MI0scamp\_ploting.m* : ce module trace en fonction de la profondeur les données mesurées et les quantités dérivées.
- *all\_plot.m* : ce module boucle pour toutes les données des différentes campagnes les modules précédents et sauvegarde automatiquement toutes les images.

En Figure 9 est représenté l'organigramme de la suite de modules *MI0scamp\_\*.m*.

Lorsque le *SCAMP* se retrouve à proximité de la surface libre, les mouvements de cette dernière ainsi que la présence du bateau vont modifier la vitesse de l'instrument et induire un bruit de mesure. Ce bruit apparaît lorsque la vitesse du *SCAMP* n'est plus comprise entre 0,1 et 0,2  $\text{m s}^{-1}$ . Ces bruits tendent à fausser les valeurs de température sur le profil vertical, donc par conséquent de tous les paramètres étudiés. Généralement, les auteurs choisissent de retirer directement les données des 5-10 premiers mètres (Cuypers et al., 2012; Carniel et al., 2011; Huang et al., 2012; Lozovatsky et al., 2006). Nous avons effectué des tests de sensibilité pour savoir quelle profondeur nous devions retirer pour s'affranchir de ces bruits.

Suite à plusieurs essais, nous avons alors décidé de retirer pour chaque profil les 4 premiers mètres sous la surface.

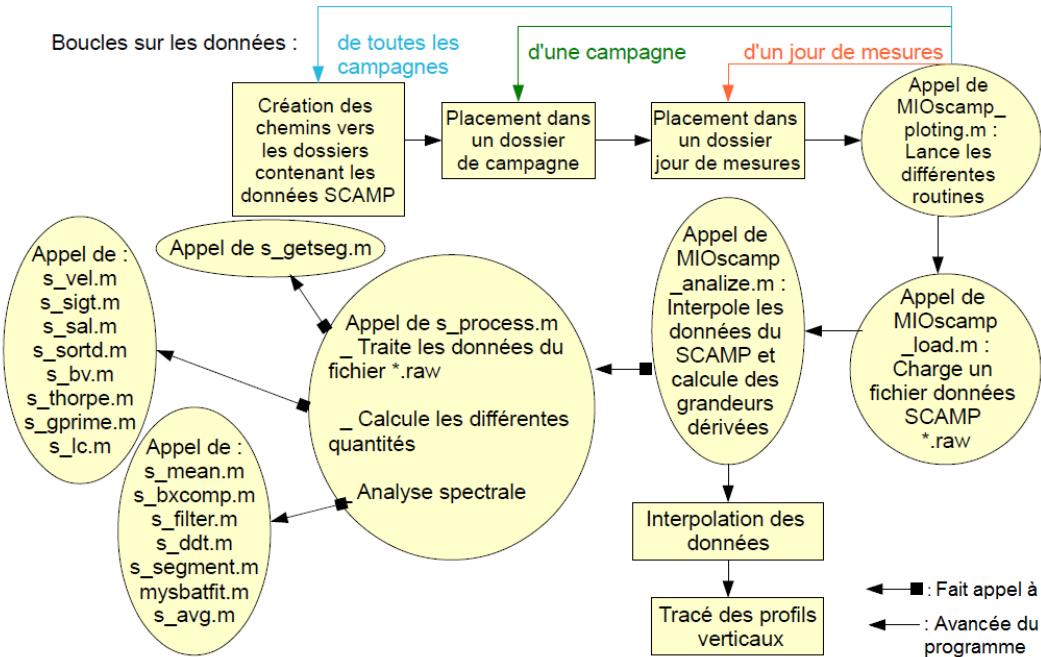


FIGURE 9 – Organigramme d’organisation et de fonctionnement des modules matlab utilisés pour traiter les données SCAMP.

## 2.4 Autres données

### 2.4.1 La CTD

La *CTD* (*Conductivity Temperature Depth*) est une sonde munie de plusieurs capteurs permettant de mesurer la température, la conductivité et la pression. Ces mesures vont permettre, après traitement, d’établir des profils verticaux de température et de salinité.

Nous pouvons calculer grâce aux données *CTD* et *SCAMP* l’excès de masse volumique  $\sigma_T$  à partir de la température et de la salinité avec l’équation d’état suivante :

$$\sigma_T = \rho_0(1 - \alpha_T(T - T_0) + \beta_S(S - S_0)) - 1000 \quad (2)$$

avec  $\alpha_T = 2,41 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  le coefficient d’expansion thermique,  $\beta_S = 7,45 \cdot 10^{-4}$  le coefficient de contraction saline,  $T_0 = 19,7^\circ\text{C}$  et  $S_0 = 35$  la température et la salinité de référence.

### 2.4.2 Données météo

Le navire sur lequel ont été effectuées les campagnes en mer, l’Antédon II, ne dispose pas de station météo. Pour avoir des informations sur les conditions météorologiques, nous utilisons alors les données de modèles numériques. Les données de vent sont fournies par Météo France et proviennent du modèle *ALADIN* (<http://www.cnrm.meteo.fr/aladin/>). La résolution temporelle de ce modèle est de 3 h, tandis que la résolution spatiale est de  $0,1^\circ \times 0,1^\circ$  (environ  $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ ). Une interpolation est ensuite faite sur une grille de  $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ . Nous avons pu avoir accès aux données du modèle *ALADIN* pour les années 2010 et 2011. Nous avons développé les programmes pour dessiner les cartes des vents dans le Golfe du Lion à une date donnée

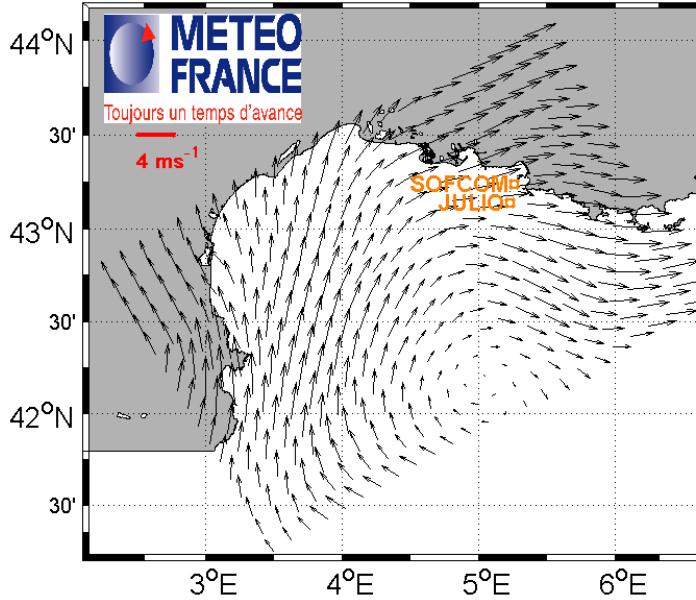


FIGURE 10 – Carte des vents du Golfe du Lion du 9 mars 2011 obtenue grâce aux données fournies par Météo France. Les stations *SOFCOM* et *JULIO* y sont indiquées.

(un exemple est montré en Figure 10) et extraire à des points d'intérêt comme les stations *SOFCOM* et *JULIO* la vitesse et la direction du vent.

On a calculé également les roses des vents à partir des données fournies par Météo France, nous renseignant sur la fréquence, l'intensité et la direction du vent ayant soufflé pendant 3 jours avant la mesure *SCAMP*. En effet, le régime de vent du Golfe du Lion est dominé principalement par des vents de Nord Nord-Ouest, à savoir Mistral et Tramontane soufflant en moyenne rarement plus de 3 jours et leur intensité est généralement comprise entre 10 et 15  $\text{m s}^{-1}$  (Millot, 1990). Ces vents sont responsables de développements d'upwellings générés quelques heures après le début du coup de vent sur des portions rectilignes de quelques dizaines de kilomètres au Nord du golfe (Millot, 1990). On considérera alors un vent fort comme un vent dont l'intensité dépasse 8  $\text{m s}^{-1}$ . Le régime de vent est déterminé par la dominance en fréquence que présentent chaque rose des vents.

### 3 Résultats

#### 3.1 Études de sensibilité aux paramètres $\nu$ , $\kappa_T$ et $\Gamma$

L'une des premières étapes de cette étude a été de définir la valeur des paramètres constants utilisés. Pour les paramètres  $\nu$  et  $\kappa_T$ , nous avons le choix entre plusieurs valeurs que nous retrouvons dans la littérature (Tableau I).

Dans les modules matlab fournis par *PME*, les valeurs de Thorpe (2005) et Gill (1982) sont celles utilisées par défaut car plus communes (Michael Head, *PME*, communication personnelle). Nous avons donc décidé de faire une étude de sensibilité des variables  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  à ces deux paramètres (Figure 11).

TABLEAU I – Valeurs de  $\nu$  et de  $\kappa_T$  de la littérature. Les valeurs utilisées par défaut dans les modules matlab de *PME* sont les mêmes que Thorpe (2005) et Gill (1982)

Littérature	$\nu$ ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )	$\kappa_T$ ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )
Thorpe (2005), Gill (1982)	$1.10^{-6}$	$1, 4.10^{-7}$
Shih et al. (2005)	$3.10^{-7}$ à $1.10^{-6}$	$1.10^{-7}$
Cuypers et al. (2012)	$1, 9.10^{-6}$	$1.10^{-7}$

Chaque paramètre ( $\nu$  et  $\kappa_T$ ) est soumis à une gamme de variation de  $\pm 90\%$  par rapport à une valeur de référence. On choisit pour référence  $\nu = 1.10^{-6} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$  et  $\kappa_T = 1.10^{-7} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$  pour obtenir aisément les valeurs comparées. À chaque pas de variation (10 %), nous avons calculé les valeurs de  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  correspondantes. Pour calculer un critère de sensibilité, on pourra appliquer la formule :

$$\xi = \sqrt{\frac{1}{Q} \sum_{i=1}^Q \left( \frac{X(i) - X_{ref}(i)}{X_{ref}(i)} \right)^2} \times 100$$

où  $Q$  est la taille de la matrice  $X$ .  $X_{ref}$  est la variable calculée avec la valeur de référence du paramètre testé et  $X$  est la variable calculée avec le paramètre testé soumis à une variation.

Entre les deux valeurs de  $\nu$  proposées dans le Tableau I, on a pour  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  :  $\xi \simeq 75\%$ . Entre les deux valeurs de  $\kappa_T$  proposées dans le Tableau I, on a pour  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  :  $\xi \simeq 48\%$ . Aux vues de ces résultats, nous choisirons d'utiliser  $\nu = 1.10^{-6} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$  et  $\kappa_T = 1, 4.10^{-7} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$  car ces valeurs se retrouvent plus souvent dans la littérature.

Les modèles *SYMPHONIE* et *MARS3D* utilisent le schéma de fermeture de la turbulence de Gaspar et al. (1990). Dans ce schéma, les constantes  $C_e$  et  $C_K$  sont paramétrées en utilisant  $\Gamma = 0, 3$ , alors que nous avons choisi  $\Gamma = 0, 2$ . Or, on constate (Figure 12) que cette différence de valeurs de  $\Gamma$  n'influe pas les résultats des mesures *SCAMP*. Nous pouvons alors garder  $\Gamma = 0, 2$ , valeur commune dans la littérature (Osborn (1980), Oakey (1982) et Elena Roget, Université de Gérone, Espagne, communication personnelle).

### 3.2 Limites d'utilisation du critère de Shih

Le critère de Shih permet de donner la relation à utiliser pour le calcul de  $K_{Turb}$  en fonction de  $I_T$  et a déjà été utilisé dans plusieurs travaux (Cuypers et al., 2012; Ivey et al., 2008). Or, on remarque dans nos mesures que l'intensité turbulente  $I_T$  se retrouve souvent au voisinage de 7 (Figure 13-a). Ceci a pour conséquence une forte discontinuité dans le profil vertical de  $K_Z$  (Figure 13-b), que l'on ne retrouve pas lorsqu'on utilise uniquement la formulation de Osborn (1980) (Figure 13-b). L'étude des données *SCAMP* a été réalisée selon les deux méthodes, mais après réflexion et discussion (Hidekatsu Yamazaki, Université de Tokyo, Japon, communication personnelle), nous avons décidé de garder uniquement le calcul de  $K_Z$  avec la formulation de Osborn (1980).

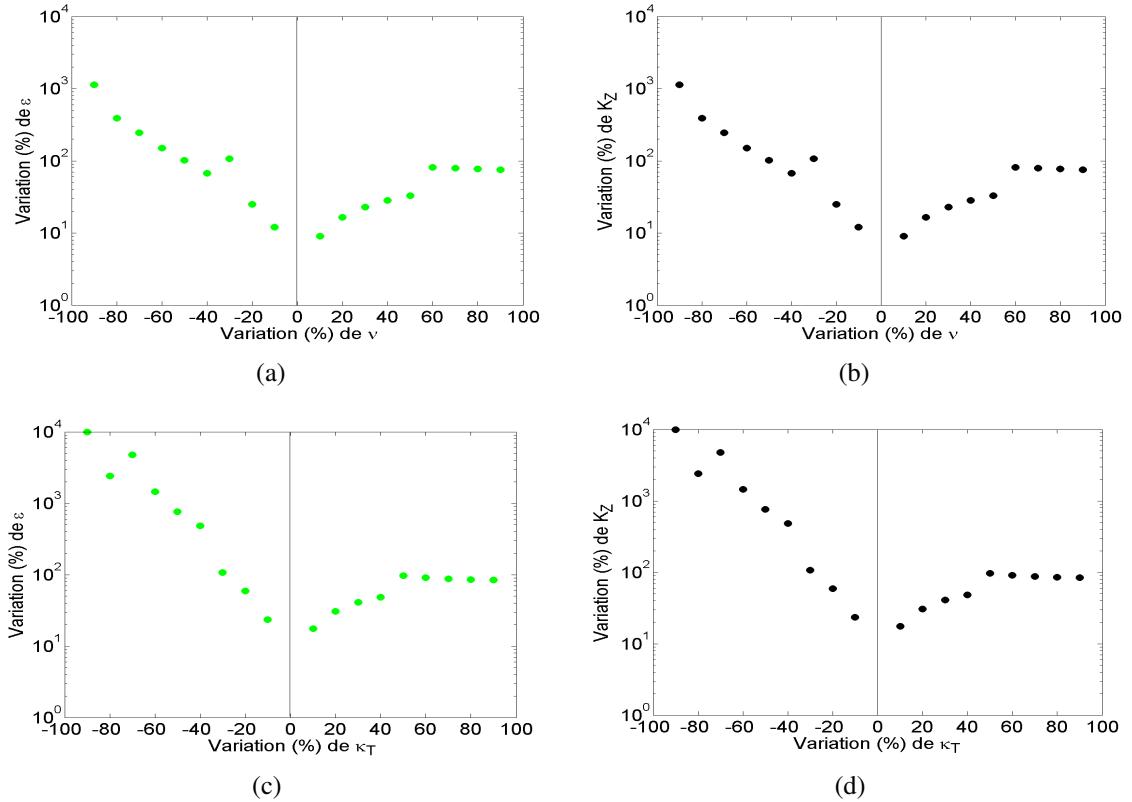


FIGURE 11 – Courbes de sensibilité aux paramètres  $\nu$  pour les variables  $\epsilon_B$  (a) et  $K_Z$  (b), et  $\kappa_T$  pour les variables  $\epsilon_B$  (c) et  $K_Z$  (d).

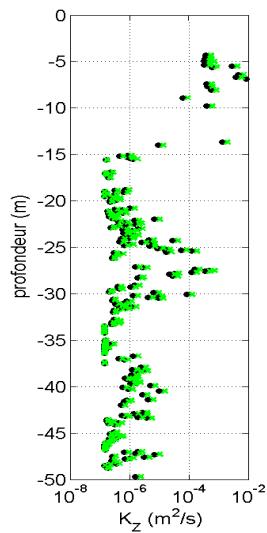


FIGURE 12 – Profils verticaux du 13 septembre à la station *SOFCOM* de  $K_Z$  mesurés avec le *SCAMP*, avec  $\Gamma = 0, 2$  (points noirs) et  $\Gamma = 0, 3$  (croix vertes), montrant que le choix entre les deux valeurs de  $\Gamma$  n'a pas d'influence sur  $K_Z$ .

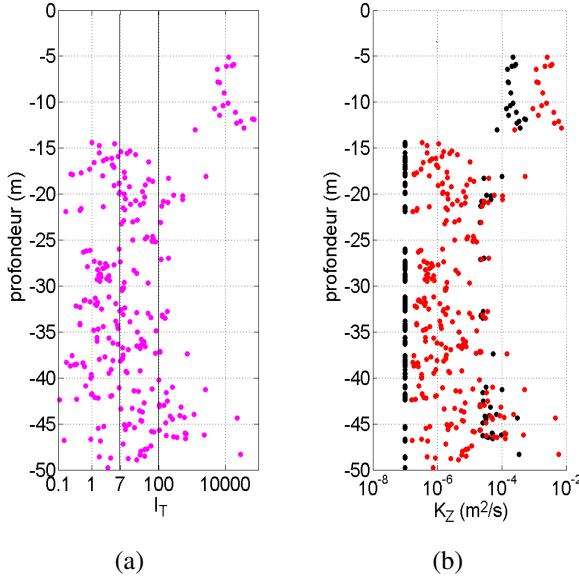


FIGURE 13 – Profils verticaux de  $I_T$  (a), avec  $K_Z$  calculé avec le critère de Shih (b, noir) et  $K_Z$  calculé uniquement avec la formulation de Osborn (1980) (b, rouge) du 13 septembre 2011 à la station *SOFCOM* (données provenant du projet *SPECIMED*). À partir de 15 m, de fortes variations de  $K_Z$  sont visibles dans (b) à cause des valeurs de  $I_T$  au voisinage à droite et à gauche de 7, visibles dans (a).

### 3.3 Comparaison entre $\epsilon_{Th}$ et $\epsilon_B$

Nous avons présenté précédemment deux méthodes (la méthode de Batchelor et la méthode de Thorpe) pour le calcul du taux de dissipation visqueuse,  $\epsilon$ , que nous comparons dans cette partie (Figure 14). On voit un écart net de plusieurs ordres de grandeur entre  $\epsilon_{Th}$  et  $\epsilon_B$ , et ceci sur toute la colonne d'eau. À environ 28 m, on a  $\epsilon_{Th} \simeq 10^5 \epsilon_B$ . Ces écarts entre les deux méthodes de calculs de  $\epsilon$  peuvent dépendre du fait que nous avons pris  $c_1$ , le ratio entre les échelles de Thorpe et d'Ozmidov (1), constant. Or celui-ci peut ne pas être constant et dépendre de facteurs comme la turbulence fossile (Yannis Cuypers, *LOCEAN* Paris, France, communication personnelle). La turbulence fossile se définit comme le témoignage à l'instant  $t$  de la turbulence antérieure du fluide observé. Nous avons préféré pour la suite garder uniquement la méthode de Batchelor.

### 3.4 Profils de température et salinité

Nous étudions les mesures effectuées lors des sorties *SPECIMED* (et *PHYBIO* pour le mois de juillet) de 2011. Les stations de mesures étudiées, à savoir *SOFCOM* et *JULIO* (Figure 3), sont considérées de part leur éloignement respectif de la côte comme station à la baie de Marseille (*SOFCOM*, 60 m de profondeur) et station côtière (*JULIO*, 100 m de profondeur). On commence dans un premier temps par regarder l'évolution de l'équilibre de la colonne d'eau à ces deux stations.

À *SOFCOM*, la salinité (Figure 15) mesurée par la *CTD* ne montre pas d'évolution importante. Son évolution temporelle et en profondeur varie entre 37,9 et 38,2. La salinité mesurée par le *SCAMP* est en accord avec celle mesurée par la *CTD* hormis pour les mois de septembre et octobre, où elle est entre 38,5 et 38,6. La salinité étant quasiment constante sur toute la colonne d'eau, on peut considérer que l'évolution de la masse volumique

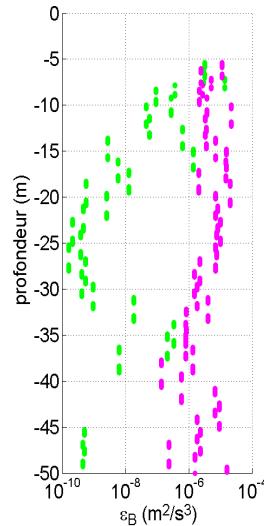


FIGURE 14 – Profils verticaux de  $\epsilon_{Th}$  (en magenta) et  $\epsilon_B$  (en vert) du 18 octobre 2011 à la station *SOFCOM* (projet *SPECIMED*).

calculée avec la formule (2) ne dépend que de l'évolution de la température. La température (Figure 16), quant à elle, montre une évolution importante tout au long de l'année. En effet, on voit qu'en hiver, elle est constante (environ 13 °C) sur toute la colonne d'eau. Au printemps, elle se réchauffe légèrement en surface (environ 15 °C). En automne on voit la mise en place d'une thermocline à environ 30 m. Au cours de l'automne, la base de la thermocline s'approfondit (environ 40 m). Les données *SCAMP* et *CTD* sont quasiment identiques toute l'année. On voit apparaître progressivement une stratification estivale, puis l'approfondissement de la couche mélangée en automne (d'environ 30 m à environ 40 m). Les mesures *SCAMP* où deux réplicats ont été effectués sont quasiment identiques, que ce soit pour la température, la salinité ou la masse volumique.

À *JULIO*, la salinité (Figure 17) est constante la première partie de l'année. On peut toutefois voir une halocline se mettre en place au début de l'automne à environ 15 m de profondeur puis s'approfondir au cours de la saison (environ 30 m). Entre les données *SCAMP* et les données *CTD*, on a une différence de salinité d'environ 0,5 sur tout le profil pour les mois de septembre et octobre. La température (Figure 18) quant à elle, suit la même évolution qu'à la station *SOFCOM* (augmentation de la température de surface, mise en place d'une thermocline dont la base s'approfondit en automne d'environ 15 à 35 m). On a également la stratification progressive de la colonne d'eau ainsi que l'approfondissement de la couche mélangée (d'environ 15 à 35 m). À nouveau, les mesures *SCAMP* où deux réplicats ont été effectués sont quasiment identiques, que ce soit pour la température ou la salinité.

Que ce soit à *SOFCOM* (baie) ou *JULIO* (côte), la stratification de la colonne d'eau a sensiblement évolué de la même façon pendant l'année 2011. En hiver, la colonne d'eau était entièrement mélangée, puis une légère stratification au printemps s'est mise en place. Plus on avance vers la fin de l'année, plus on voit l'établissement d'une couche mélangée d'environ 40 m, au-dessus d'une thermocline. Sous cette thermocline, la colonne d'eau est légèrement stratifiée.

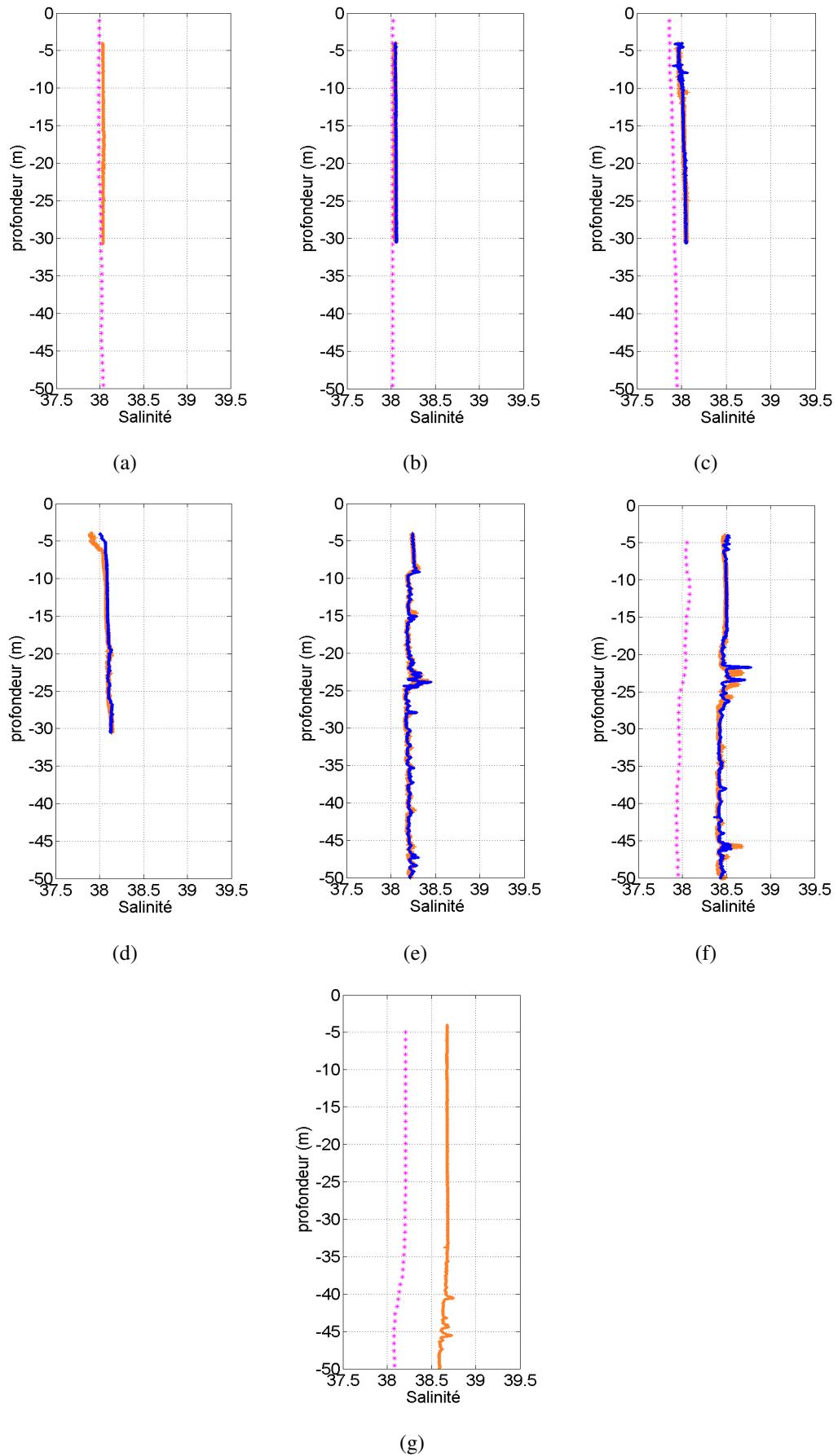


FIGURE 15 – Profils verticaux de salinité à la station *SOFCOM* (baie). (a) : 08 février. (b) : 10 mars. (c) : 19 avril. (d) : 03 mai. (e) : 11 juillet. (f) : 13 septembre. (g) : 18 octobre. En magenta, on a les données CTD tandis qu'en orange, on a les données SCAMP. Pour certaines sorties, des réplicats des mesures SCAMP ont été effectués (données en bleu).

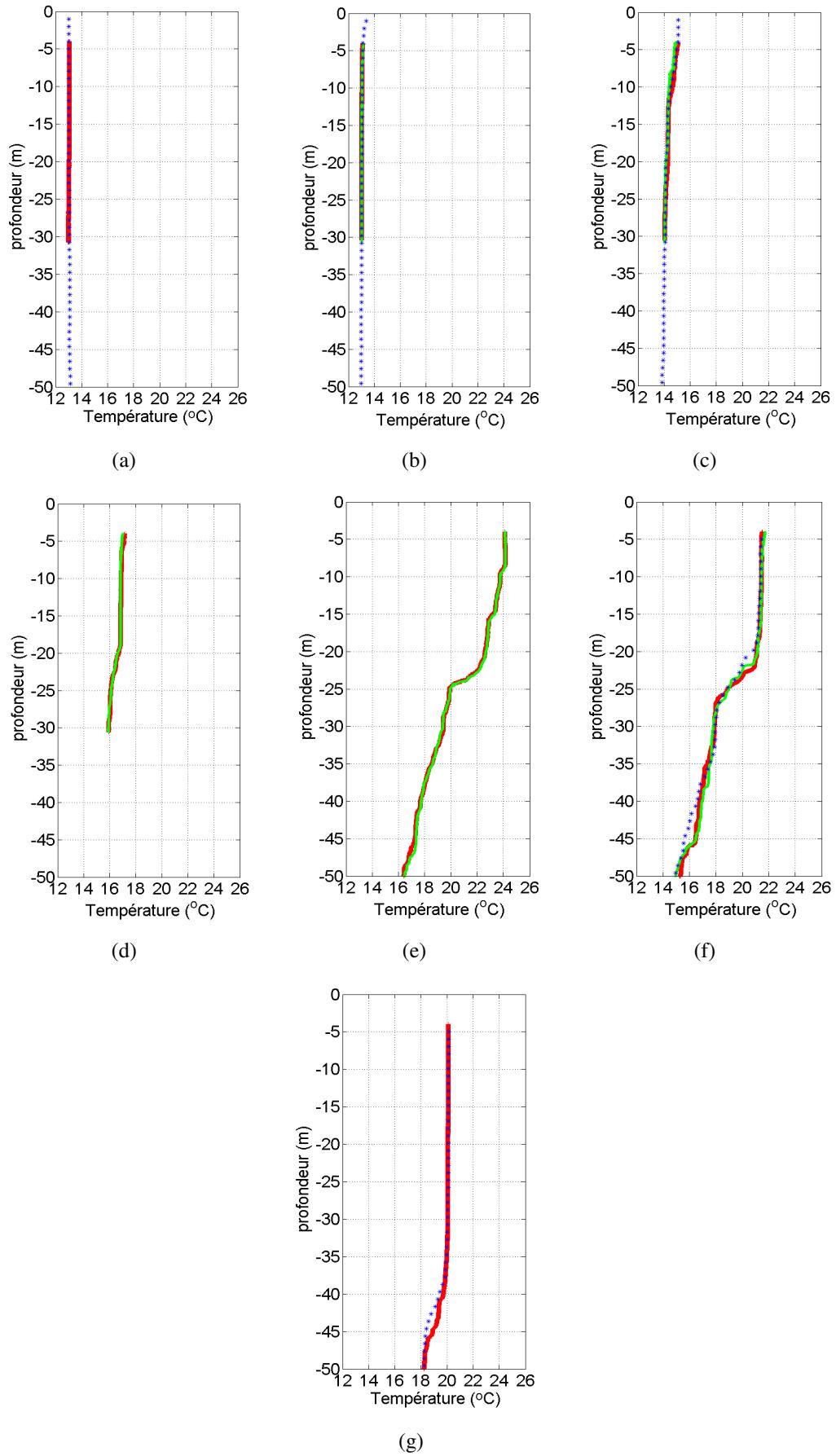


FIGURE 16 – Profils verticaux de température à la station *SOFCOM* (baie). Les dates sont les mêmes que pour la Figure 15. En bleu, on a les données *CTD* tandis qu'en rouge, on a les données *SCAMP*. Pour certaines sorties, des répliques des mesures *SCAMP* ont été effectués (données en vert).

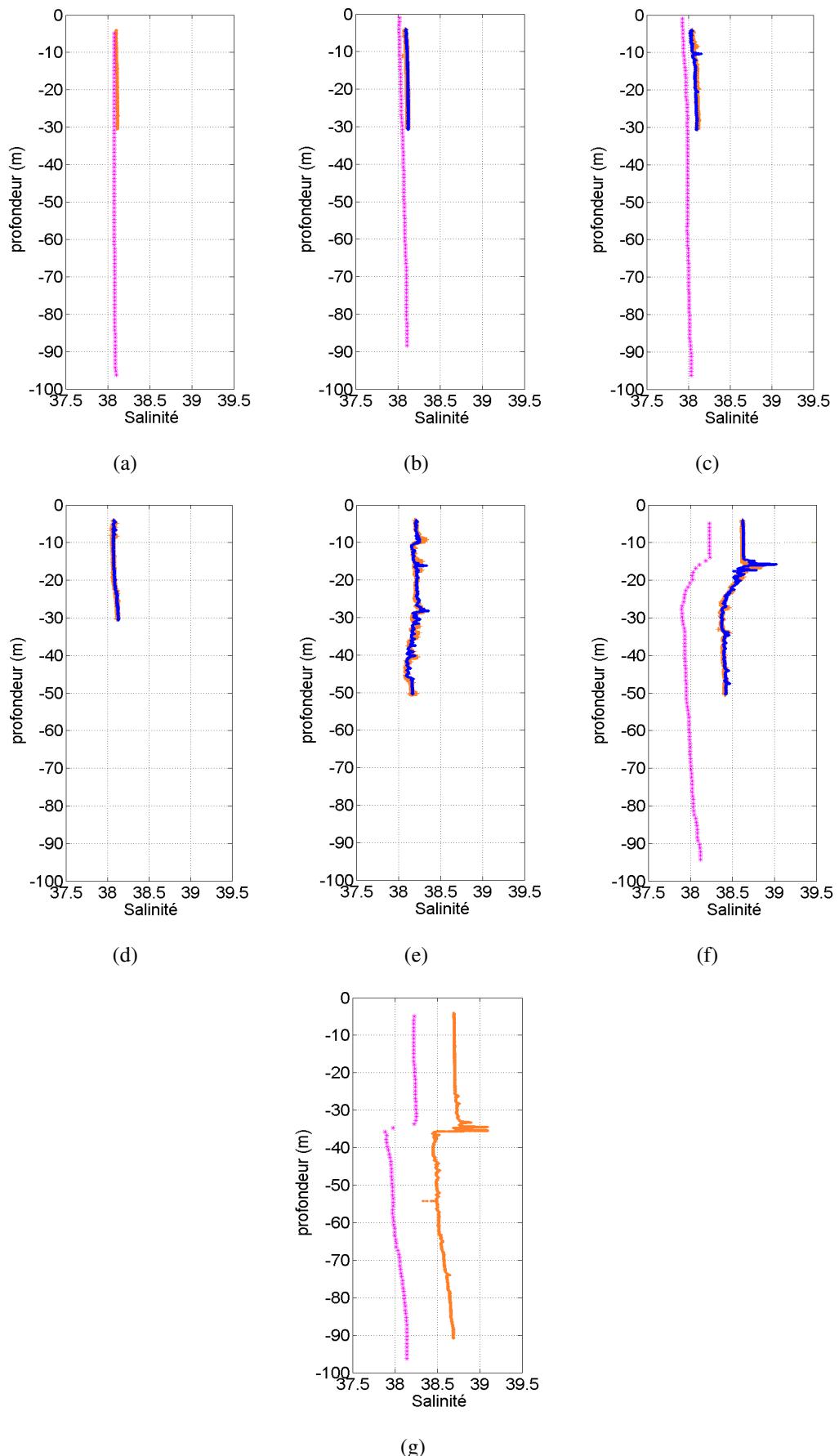


FIGURE 17 – Profils verticaux de salinité à la station *JULIO* (côte). Les dates sont les mêmes que pour la Figure 15. Les profils en magenta sont les profils *CTD* tandis que les profils jaunes et bleus sont les deux réplicats des mesures *SCAMP*.

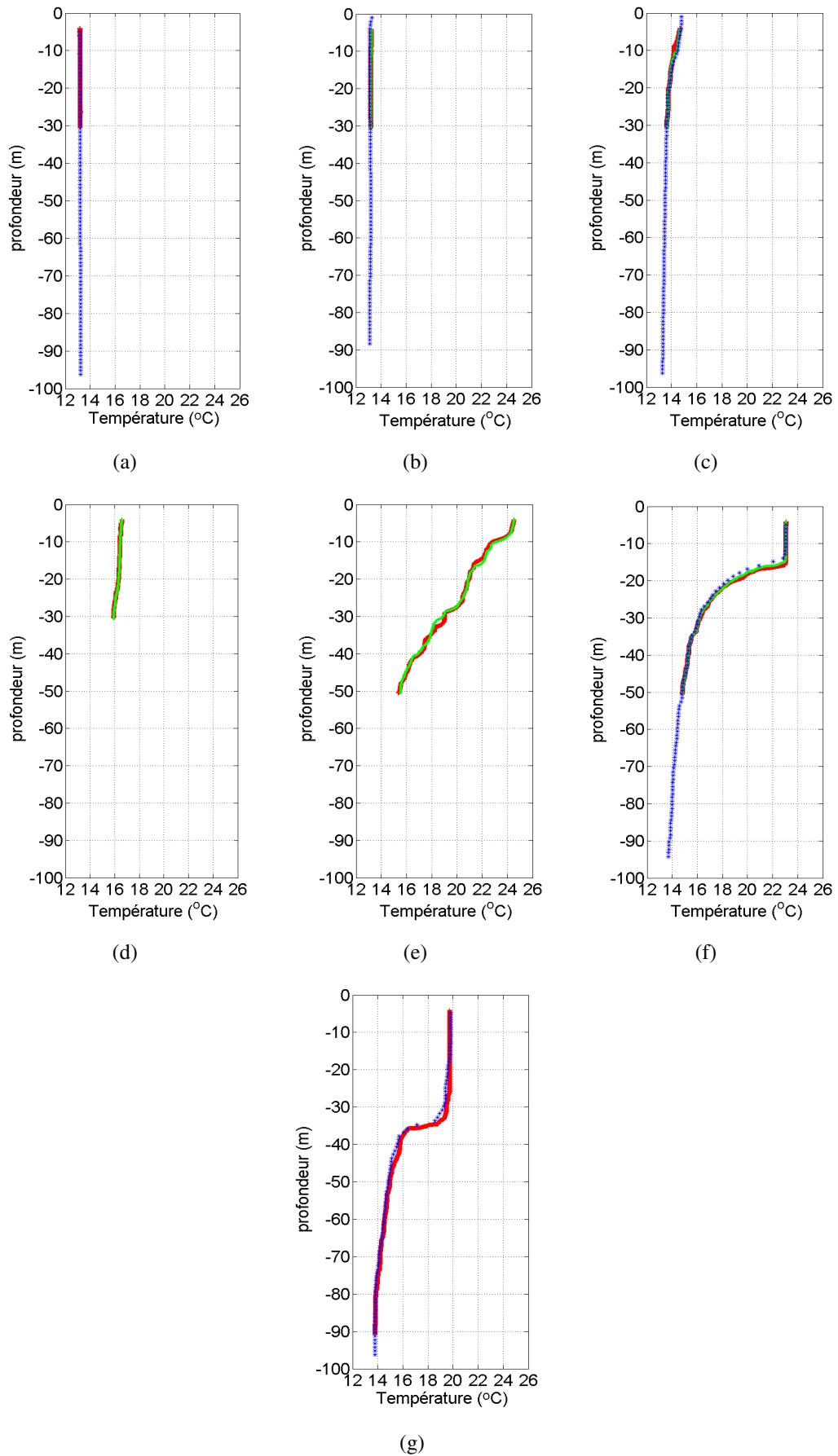


FIGURE 18 – Profils verticaux de température à la station *JULIO* (côte). Les dates sont les mêmes que pour la Figure 15. Les profils bleus sont les profils *CTD* tandis que les profils rouges et verts sont les deux réplicats des mesures *SCAMP*.

### 3.5 Profils de $\epsilon_B$ et $K_Z$

À *SOFCOM*, concernant  $\epsilon_B$  (Figure 19), on voit dans un premier temps que les profils verticaux peuvent être séparés en deux zones. La première zone sera la couche de mélange entre environ 5 et 15, voire 25 m, où  $\epsilon_B$  vaut entre  $10^{-5}$  et  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ . La deuxième zone sera la couche située sous la première, où  $\epsilon_B$  vaut entre  $10^{-7}$  et  $10^{-10} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ .

Concernant  $K_Z$  (Figure 20), on voit que les profils verticaux peuvent aussi être séparés de la même façon que  $\epsilon_B$ . Dans la couche de mélange, on a  $K_Z$  compris entre  $10^{-2}$  et  $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ . Dans la couche située sous cette couche de mélange,  $K_Z$  est compris entre  $10^{-4}$  et  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ .

Ces profils nous montrent qu'il ne semble pas y avoir d'évolution saisonnière pour  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  en 2011 à *SOFCOM*. De plus, sur les profils où l'on a deux réplicats, on voit que  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  de ces deux réplicats sont sensiblement similaires.

À *JULIO*, concernant  $\epsilon_B$  (Figure 21), on voit dans un premier temps que les profils verticaux peuvent ici aussi être séparés en deux zones, de la même façon qu'à *SOFCOM*. La couche de mélange est entre 5 et 15 voire 25 m, où  $\epsilon_B$  vaut entre  $10^{-6}$  et  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ . La deuxième zone sera la couche située sous la première, où  $\epsilon_B$  vaut entre  $10^{-7}$  et  $10^{-10} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ .

Concernant  $K_Z$  (Figure 22), on voit également que les profils verticaux peuvent aussi être séparés de la même façon que  $\epsilon_B$ . Dans la couche de mélange,  $K_Z$  vaut à nouveau entre  $10^{-2}$  et  $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ . Dans la couche située sous la couche de mélange,  $K_Z$  vaut à nouveau entre  $10^{-4}$  et  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ .

Ces profils nous montrent également qu'il ne semble pas y avoir d'évolution saisonnière pour  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  en 2011 à *JULIO* comme pour *SOFCOM*. De plus, nous voyons que sur les profils où l'on a deux réplicats,  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  sont à nouveau sensiblement similaires.

Que ce soit à *SOFCOM* ou à *JULIO*, on a vu que  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  ne semblaient pas évoluer en fonction des saisons durant l'année 2011 malgré l'évolution marquée de l'équilibre de la colonne d'eau. De plus, les deuxièmes réplicats ne montre pas une différence significative par rapport aux premiers réplicats, et ceci au même titre à *SOFCOM* qu'à *JULIO*.

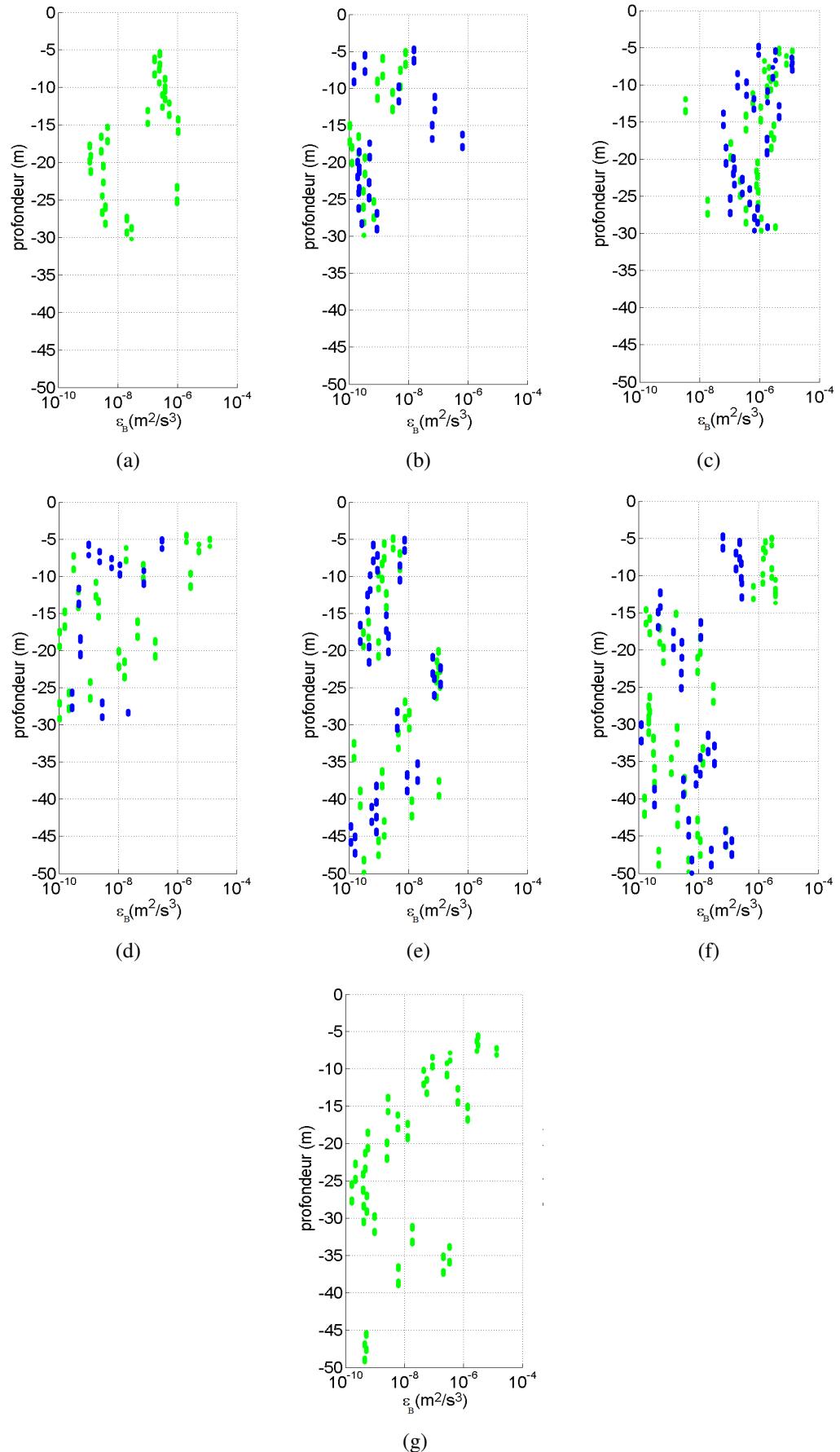


FIGURE 19 – Profils verticaux de  $\epsilon_B$  à la station *SOFCOM* (baie). Les dates sont les mêmes que pour la Figure 15. Les profils verts représentent le premier réplicat alors que les bleus représentent les seconds réplicats (lorsque l'on a deux réplicats).

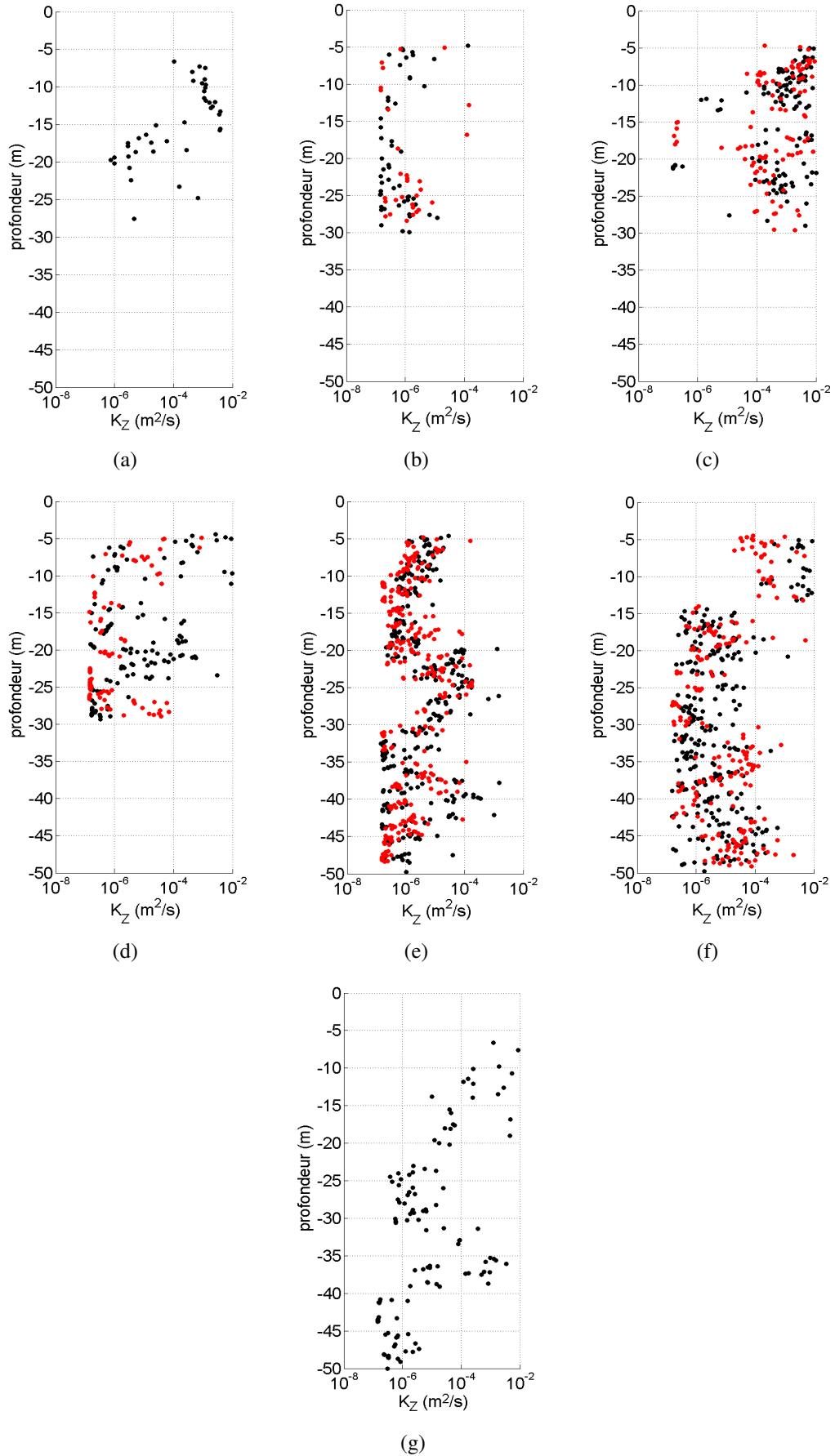


FIGURE 20 – Profils verticaux de  $K_Z$  à la station SOFCOM (baie). Les dates sont les mêmes que pour la Figure 15. Les profils noirs représentent le premier réplicat alors que les rouges représentent les seconds répliquats (lorsque l'on a deux répliquats).

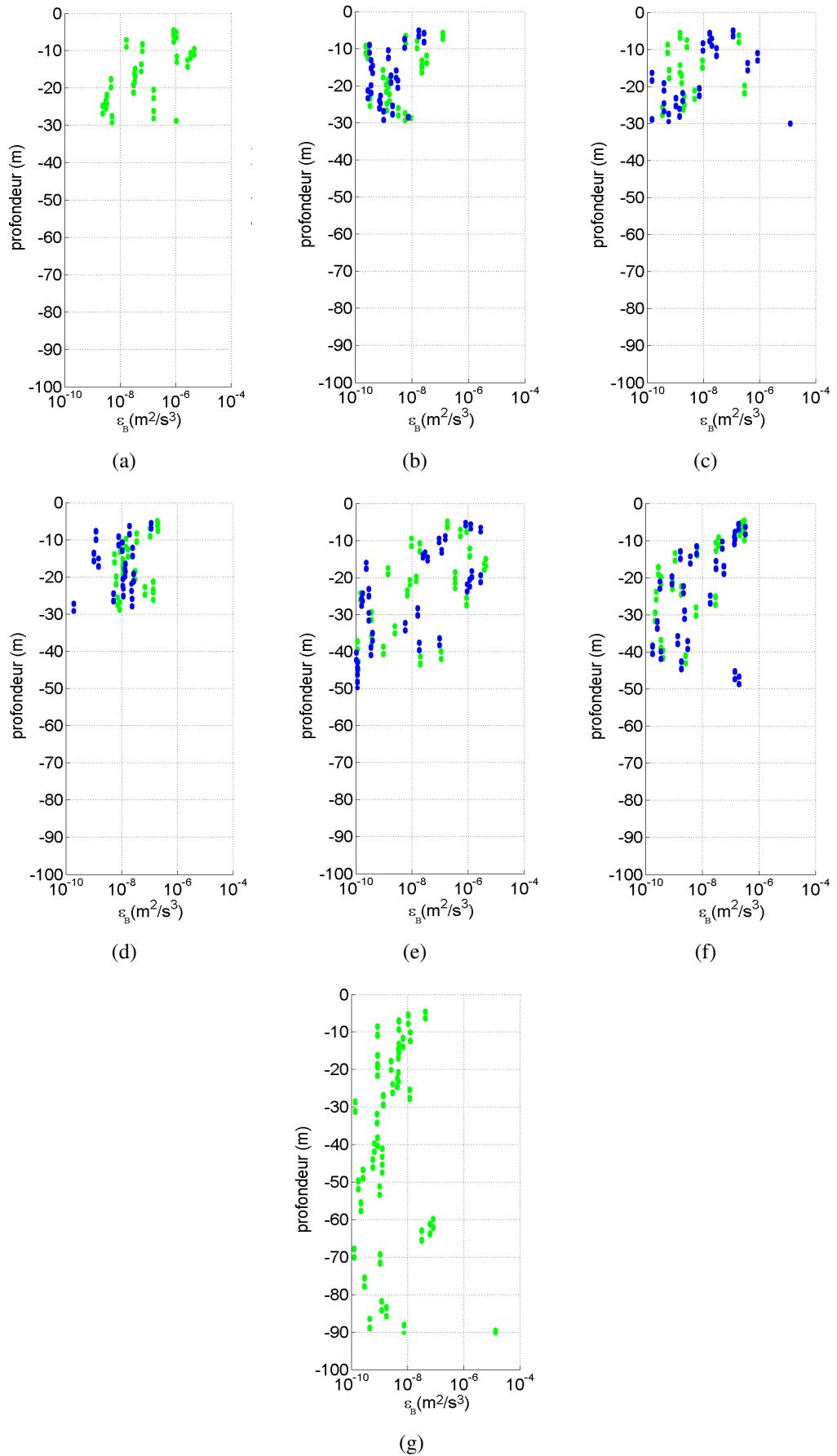


FIGURE 21 – Profils verticaux de  $\epsilon_B$  à la station *JULIO* (côte). Les dates sont les mêmes que pour la Figure 15. Les profils verts représentent le premier réplicat alors que les bleus représentent les seconds réplicats (lorsque l'on a deux réplicats).

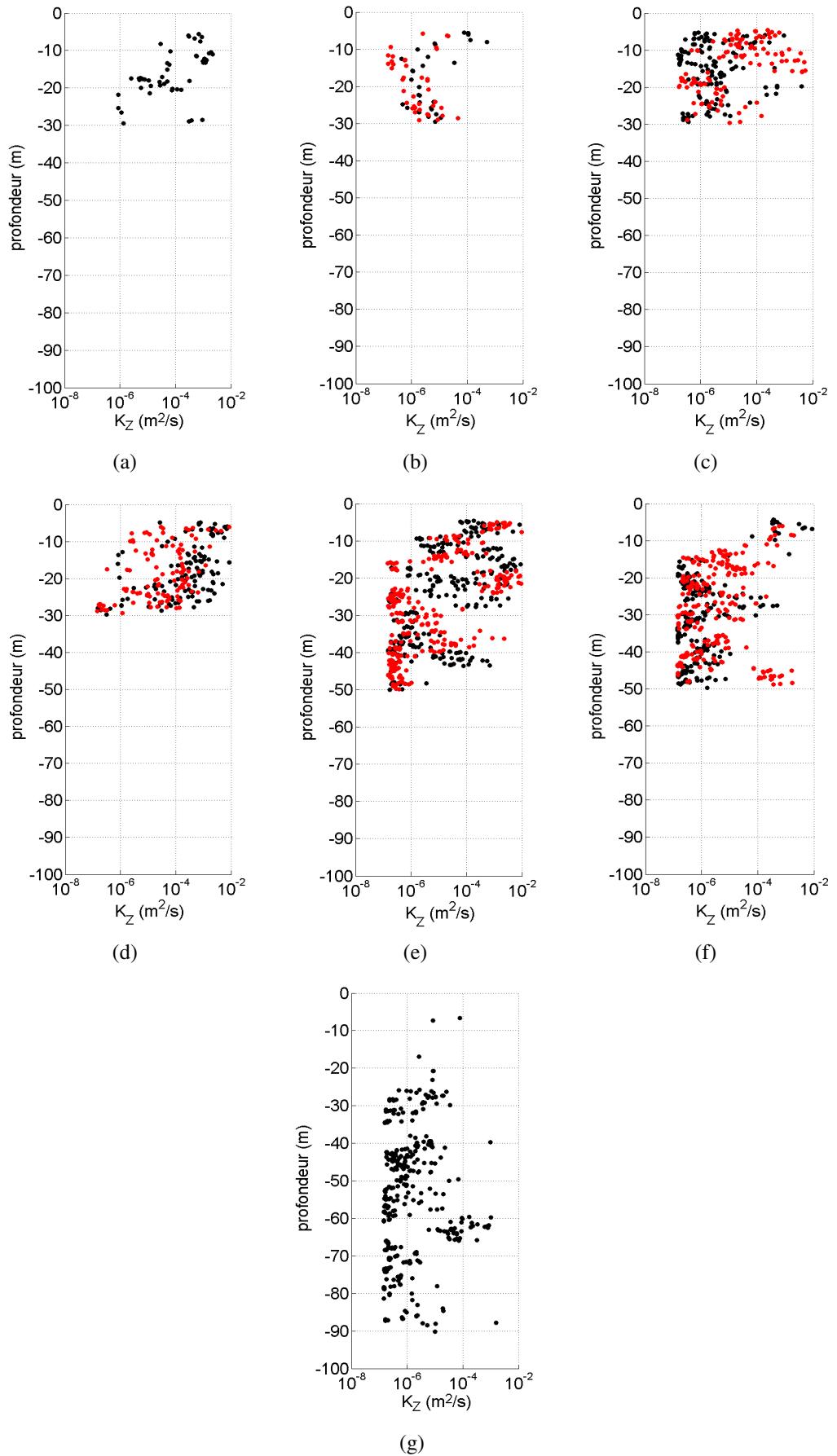


FIGURE 22 – Profils verticaux de  $K_Z$  à la station *JULIO* (côte). Les dates sont les mêmes que pour la Figure 15. Les profils noirs représentent le premier réplicat alors que les rouges représentent les seconds répliquats (lorsque l'on a deux répliquats).

## 4 Discussion

Comme  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  n'ont pas montré d'évolution en fonction des saisons en 2011, nous avons travaillé sur l'influence du vent dans la détermination des caractéristiques de mélange. Pour cela, nous avons tracé la rose des vents ayant soufflé pendant 3 jours avant chaque mesure de turbulence en utilisant les données du modèle *ALADIN* de Météo France.

À la station *SOFCOM*, le 13 septembre (Figure 23-a), on a un épisode de fort vent (entre 8 et 14 m s<sup>-1</sup>) de Nord-Nord Ouest (Mistral et Tramontane) pendant les 3 jours avant la mesure. On voit sur le profil de  $\epsilon_B$  une forte discontinuité à environ 15 m, où  $\epsilon_B$  passe de 10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup> (valeur à peu près constante sur cette profondeur) à 10<sup>-9</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup>, puis reste relativement constant ensuite. Le 18 octobre (Figure 23-b), on a un épisode de vent faible (entre 0 et 6 m s<sup>-1</sup>) pendant 3 jours avant la mesure. On voit sur le profil de  $\epsilon_B$  une diminution progressive de 10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup> à 10<sup>-9</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup> de ce paramètre. Le vent a une influence sur l'évolution de  $\epsilon_B$  à *SOFCOM* dans la couche de mélange. Lorsque le vent est fort,  $\epsilon_B$  semble être à peu près constant et plus élevé dans la couche de mélange, alors que lorsque le vent est faible,  $\epsilon_B$  semble diminuer progressivement dans cette couche de mélange. Il semble également y avoir une forte discontinuité entre la couche de mélange et la couche de fond lorsque le vent est fort.

À *JULIO*, le 13 septembre (Figure 24-a), on retrouve le même épisode de vent qu'à *SOFCOM* (Mistral et Tramontane soufflant entre 8 et 14 m s<sup>-1</sup> pendant les 3 jours avant la mesure).  $\epsilon_B$  est relativement constant (10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup>) sur les 10 premiers mètres puis diminue rapidement jusqu'à 10<sup>-9</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup> à 15 m, puis reste relativement constant. Le 18 octobre (Figure 24-b), on retrouve aussi le même épisode de vent qu'à *SOFCOM* (vent faible pendant 3 jours avant la mesure).  $\epsilon_B$  va ici diminuer de 10<sup>-7</sup> à 10<sup>-9</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup> sur les 10 premiers mètres puis restera relativement constant dans la couche de fond. Le vent a à nouveau une influence sur l'évolution de  $\epsilon_B$  à *JULIO* dans la couche de mélange. Lorsque le vent est fort,  $\epsilon_B$  semble être constant sur la couche de mélange puis diminue progressivement, pour rester relativement constant dans la couche de fond. Lorsque le vent est faible,  $\epsilon_B$  semble directement diminuer progressivement dans la couche de mélange.

Le vent semble donc être un moteur principal de la turbulence à ces deux stations. Ce vent agit sur l'évolution de  $\epsilon_B$  dans la couche de mélange à *SOFCOM* comme à *JULIO*. Sous la couche de mélange,  $\epsilon_B$  est similaire à *SOFCOM* et *JULIO* (entre 10<sup>-9</sup> et 10<sup>-10</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup>). Nous pouvons également avoir environ un ordre de grandeur de différence pour  $\epsilon_B$  en surface entre *SOFCOM* et *JULIO* (Figure 25). Or, cette différence ne se retrouve pas pour  $K_Z$ . En effet, le calcul de  $K_Z$  par la méthode de Osborn (1980) ne semble pas être sensible à ces possibles variations de  $\epsilon_B$ .

Étant donné que la turbulence induite par le vent se propage de la surface en profondeur grâce au cisaillement vertical, elle va favoriser le mélange de la colonne d'eau. Or, il peut y avoir une différence entre la profondeur de la couche mélangée  $h_D$  et la profondeur de la couche sous l'influence des processus permettant le mélange, la couche de mélange  $h_\epsilon$ . Lozovatsky et al. (2006) définissent cette dernière comme la profondeur où  $\epsilon_B$  passe rapidement de 10<sup>-7</sup> à 10<sup>-8</sup> m<sup>2</sup> s<sup>-3</sup>, tandis que  $h_D$  est défini comme la couche de surface où  $\sigma_T$  est

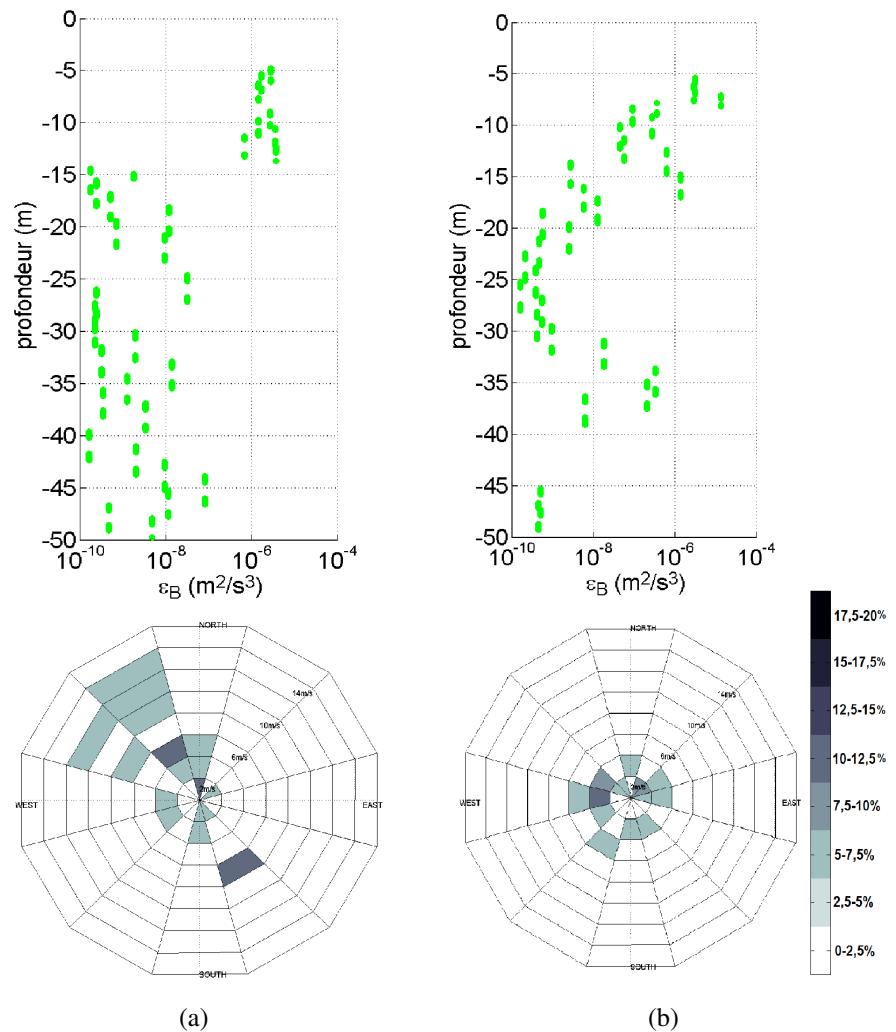


FIGURE 23 – (a) : Profil vertical de  $\epsilon_B$  (en haut) et rose des vents ayant soufflé pendant 3 jours (en bas) du 13 septembre à la station SOFCOM. (b) : Même chose pour le 18 octobre. L'échelle de couleur des fréquences des vents est montrée sur la droite de la figure.

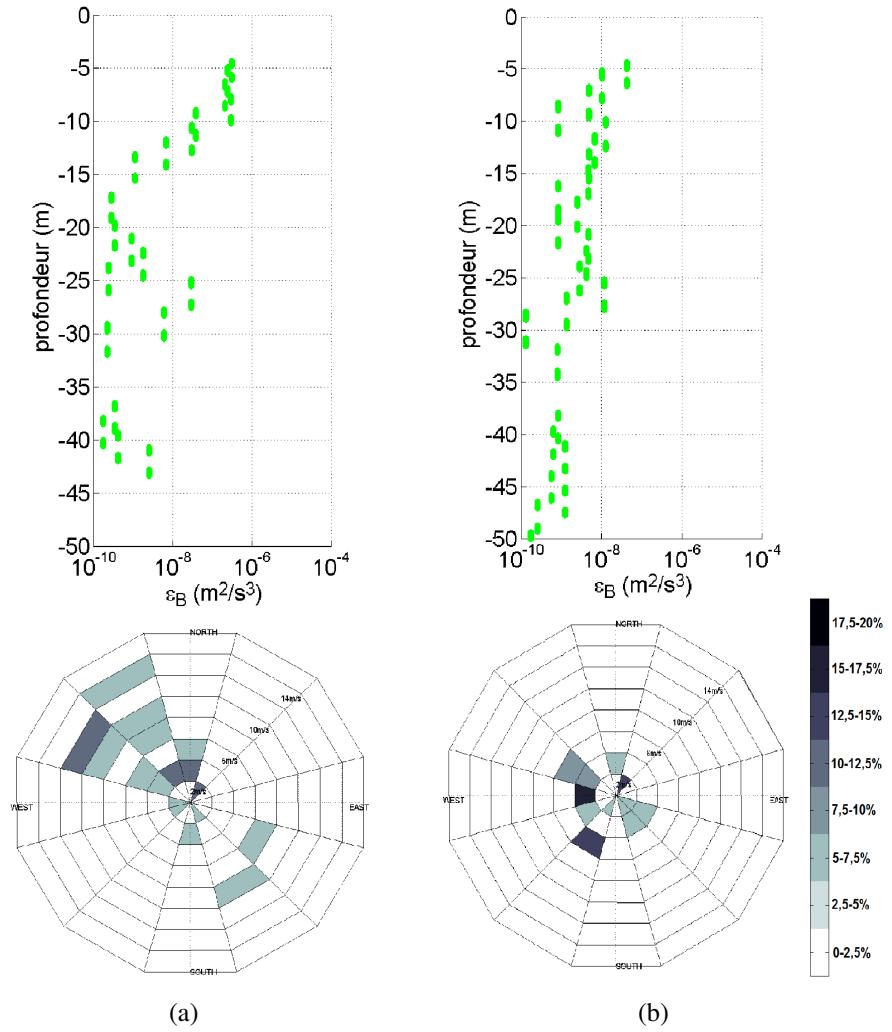


FIGURE 24 – Idem que Figure 23 mais à JULIO.

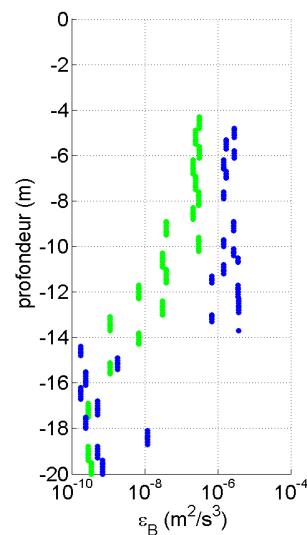


FIGURE 25 – Profils verticaux sur les 20 premiers mètres de  $\epsilon_B$  du 13 septembre aux stations JULIO (vert) et SOFCOM (bleu), montrant un ordre de grandeur de différence entre les deux stations.

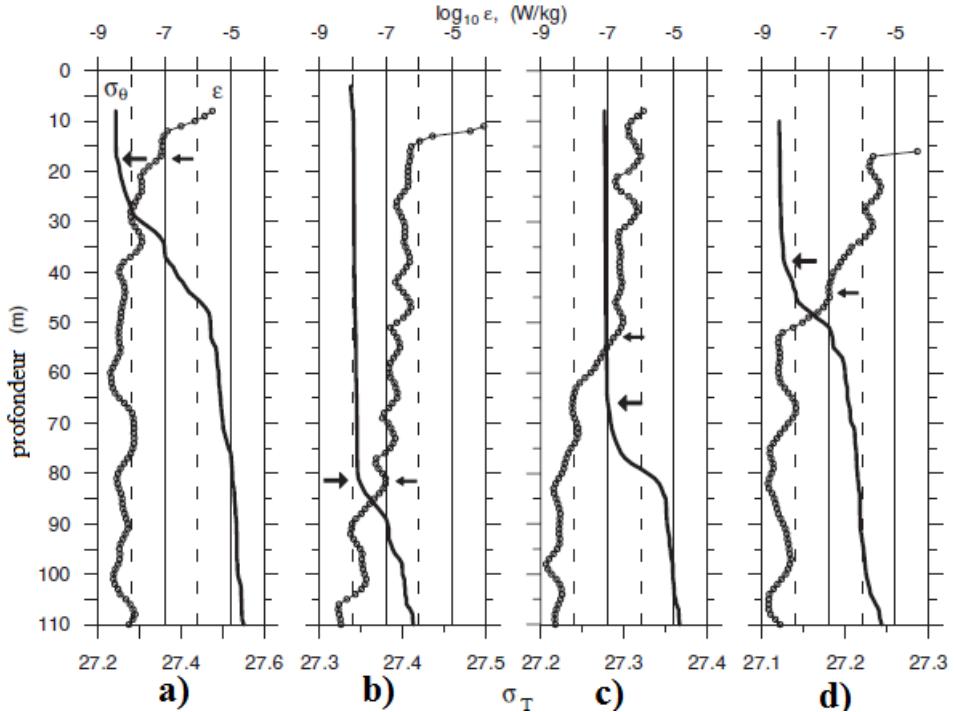


FIGURE 26 – Profils verticaux de  $\epsilon$  et  $\sigma_T$  pour un vent faible (a), un vent fort (b), après un vent fort (c) et au début d'un vent fort (d). La grosse flèche représente la profondeur  $h_D$  et la petite flèche représente la profondeur  $h_\epsilon$ . Ces mesures ont été faites à une latitude de  $53^\circ\text{N}$  et à une longitude comprise entre  $55^\circ\text{ O}$  et  $10^\circ\text{O}$ . Image tirée et traduite de Lozovatsky et al. (2006).

constant. Ils définissent également 4 scénarios en fonction du vent qu'ils ont rencontré pendant leurs campagnes (Figure 26) :

- a) Vent faible :  $h_\epsilon \simeq h_D (\simeq 20 \text{ m})$
- b) Vent fort :  $h_\epsilon \simeq h_D (\simeq 80 \text{ m})$
- c) Après un vent fort :  $h_\epsilon (\simeq 50 \text{ m}) < h_D (\simeq 70 \text{ m})$
- d) Début de vent fort :  $h_\epsilon (\simeq 45 \text{ m}) > h_D (\simeq 35 \text{ m})$

Pour le scénario "après un vent fort", nous avons choisi d'étudier le profil du 13 septembre 2011 à la station *SOFCOM* (Figure 27). On obtient donc pour le 13 septembre  $h_D \simeq 22 \text{ m}$  et  $h_\epsilon \simeq 15 \text{ m}$ . Comme pour l'étude menée par Lozovatsky et al. (2006), on obtient  $h_\epsilon < h_D$ .

Pour le scénario "vent faible", nous avons choisi d'étudier le profil du 16 octobre 2011 à la station *SOF-COM* (Figure 28). On obtient donc pour le 16 octobre  $h_D \simeq 22 \text{ m}$  et  $h_\epsilon \simeq 20 \text{ m}$ . On trouve également pour ce scénario, comme dans l'étude menée par Lozovatsky et al. (2006),  $h_\epsilon \simeq h_D$ . Les différences entre notre étude et celle de Lozovatsky et al. (2006) sur les valeurs de  $h_D$  et  $h_\epsilon$  (scénario "après un vent fort")) peuvent être dues à la subjectivité, en intensité et en temps, du critère sur la séparation entre vent faible et vent fort.

Le développement des instruments pouvant mesurer à haute fréquence les paramètres physiques de la colonne d'eau a permis d'avoir de nombreuses études sur les mesures de la turbulence. La turbulence a pu être mesurée dans plusieurs régions comme l'Amérique Centrale (Anis and Singhal, 2006), l'Adriatique (Carniel et al., 2011), la Méditerranée (Cuypers et al., 2012), la Mer de Chine (Huang et al., 2012) ou encore l'Atlantique

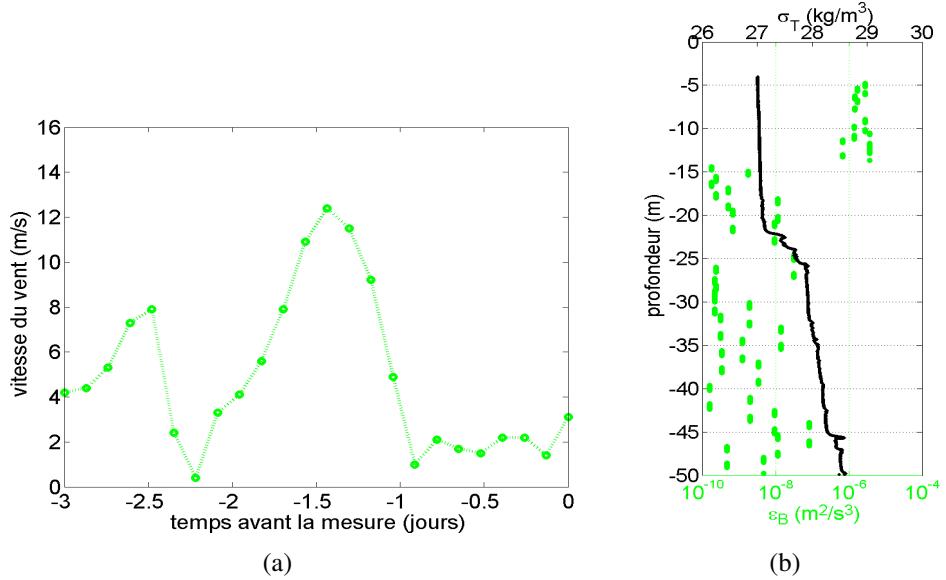


FIGURE 27 – Vitesse du vent en fonction du temps (en jours) 3 jours avant la mesure et profils verticaux de  $\sigma_T$  (en noir) et  $\epsilon_B$  (en vert) du 13 septembre 2011 (a et b) à la station *SOFCOM* (donnée provenant du projet *SPECIMED*).

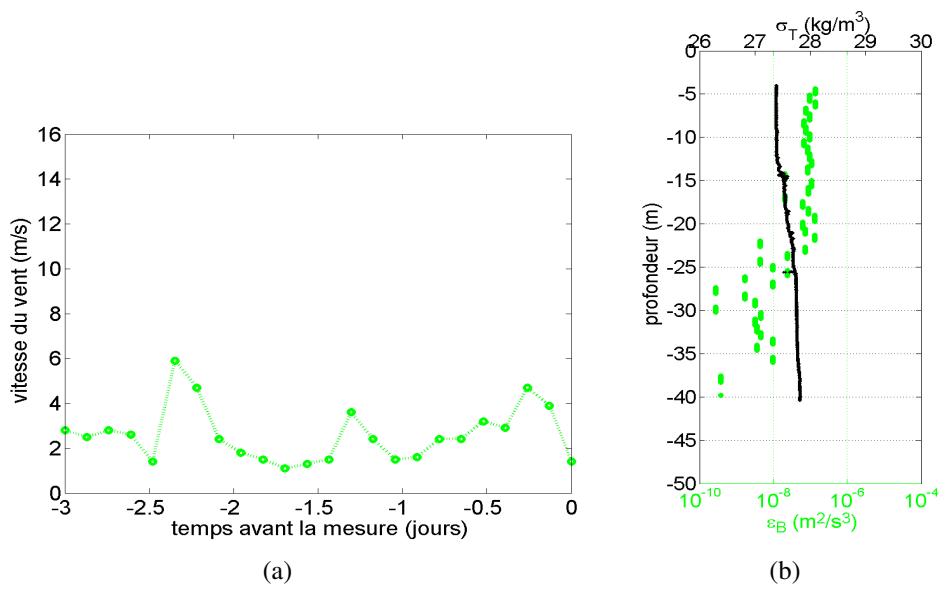


FIGURE 28 – Vitesse en fonction du temps (en jours) 3 jours avant la mesure (a) et profils verticaux de  $\sigma_T$  (en noir) et  $\epsilon_B$  (en vert) du 16 octobre 2011 (b) à la station *SOFCOM* (donnée provenant du projet *RHOMA2*).

Nord (Lozovatsky et al., 2006). Pour le taux de dissipation visqueuse,  $\epsilon$ , on retrouve dans les différentes études les ordres de grandeurs que nous avons obtenus. En effet, on a, sur une couche d'environ 10 à 30 m, la couche de mélange, où  $\epsilon$  vaut entre  $10^{-6}$  et  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ . Sous cette couche,  $\epsilon$  diminue rapidement jusqu'à  $10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ , puis reste compris entre  $10^{-9}$  et  $10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ . En revanche, en ce qui concerne  $K_Z$ , Lozovatsky et al. (2006) obtiennent des valeurs comprises entre  $10^{-3}$  et  $10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  dans la couche de mélange. Sous cette couche de mélange, ils obtiennent un  $K_Z$  de  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Ici aussi,  $K_Z$  est plus grand dans la couche de mélange puis diminue sous cette dernière, or les ordres de grandeurs sont différents. Lozovatsky et al. (2006) utilisent aussi la formulation de Osborn (1980) pour calculer  $K_Z$  mais mesurent le cisaillement vertical. Ils ne font donc pas l'approximation de  $\Gamma$  constant et peuvent adapter ce paramètre à chaque point. Cuypers et al. (2012) obtiennent  $K_Z$  compris entre  $10^{-5}$  et  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  dans la couche de mélange puis sous la couche de mélange,  $K_Z$  vaut entre  $10^{-5}$  et  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  ou  $K_Z = \kappa_T$ . Dans la couche de mélange, l'ordre de grandeur de  $K_Z$  est ici inférieur à celui que l'on retrouve. Sous la couche de mélange, l'utilisation du critère de Shih induit des discontinuités dans le profil de  $K_Z$ . Ces deux études nous montrent que, malgré un  $\epsilon$  relativement similaire, on peut obtenir un  $K_Z$  différent suivant le modèle de calcul utilisé. Les modèles utilisés dans ces diverses études étant différents, on ne peut pas conclure sur une dépendance régionale de la turbulence. En revanche, Lozovatsky et al. (2006) et Carniel et al. (2011) observent aussi une évolution de la turbulence en fonction du vent. Le régime de vent étant différent en fonction des régions, les différences régionales de turbulence peuvent probablement être dues à ces différents régimes de vent. De plus, une région où le régime de vent est différent selon la saison pourrait montrer une saisonnalité de la turbulence. Le régime de vent n'ayant pas une forte évolution saisonnière dans la baie de Marseille (Millot, 1990), il est normal de ne pas y trouver de saisonnalité de la turbulence.

Nous avons comparés les profils de  $K_Z$  obtenus grâce aux mesures avec ceux calculés par les deux modèles numériques *SYMPHONIE* et *MARS3D* utilisant tous deux le schéma de fermeture de la turbulence de Gaspar et al. (1990). Pour les données du modèle *SYMPHONIE*, nous disposons des données des mois de février, mars et avril de l'année 2011 tandis que pour *MARS3D*, nous disposons des données de toute l'année 2011.

À *SOFCOM*, lorsque le vent est faible, on peut voir que les deux modèles ne concordent pas entre eux mais que *SYMPHONIE* semble mieux concorder avec les mesures (Figure 29-a). À *JULIO* et lorsque le vent est faible, on voit que les deux modèles numériques ainsi que les mesures concordent (Figure 30-a). En revanche, lorsque le vent est fort, on remarque que le modèle *SYMPHONIE* surestime significativement  $K_Z$  alors que *MARS3D* et les mesures concordent assez bien, et ceci aussi bien à *SOFCOM* (Figure 29-b) qu'à *JULIO* (Figure 30-b).

Le modèle *MARS3D* semble donc mieux reproduire les résultats obtenus avec les mesures que le modèle *SYMPHONIE*, et ceci particulièrement par vent fort. De plus, hormis en février à la station *SOFCOM*, *MARS3D* a aussi tendance à sous-estimer légèrement les valeurs de  $K_Z$ . On peut voir également que les modèles et les mesures concordent mieux à *JULIO* qu'à *SOFCOM*.

Le modèle *MARS3D* utilise les données de vent provenant du modèle *MM5*, fourni par *ACRI-ST* (Sophia-

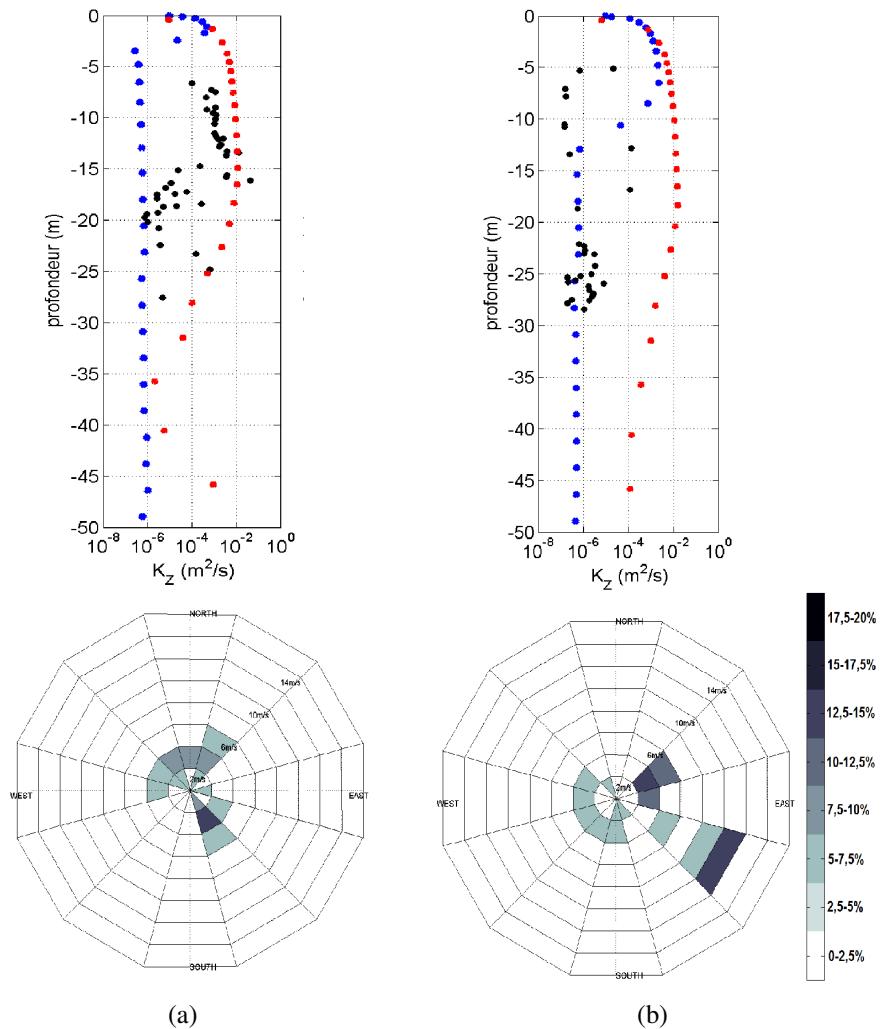


FIGURE 29 – Profils verticaux de  $K_z$  calculés avec les modèles *MARS3D* (en bleu) et *SYMPHONIE* (en rouge), mesurés avec le *SCAMP* (en noir) ainsi que les roses des vents ayant soufflé trois jours avant la mesure. (a) : Profil du 08 février à la station *SOFCOM*. (b) : Profil du 10 mars à la station *SOFCOM*.

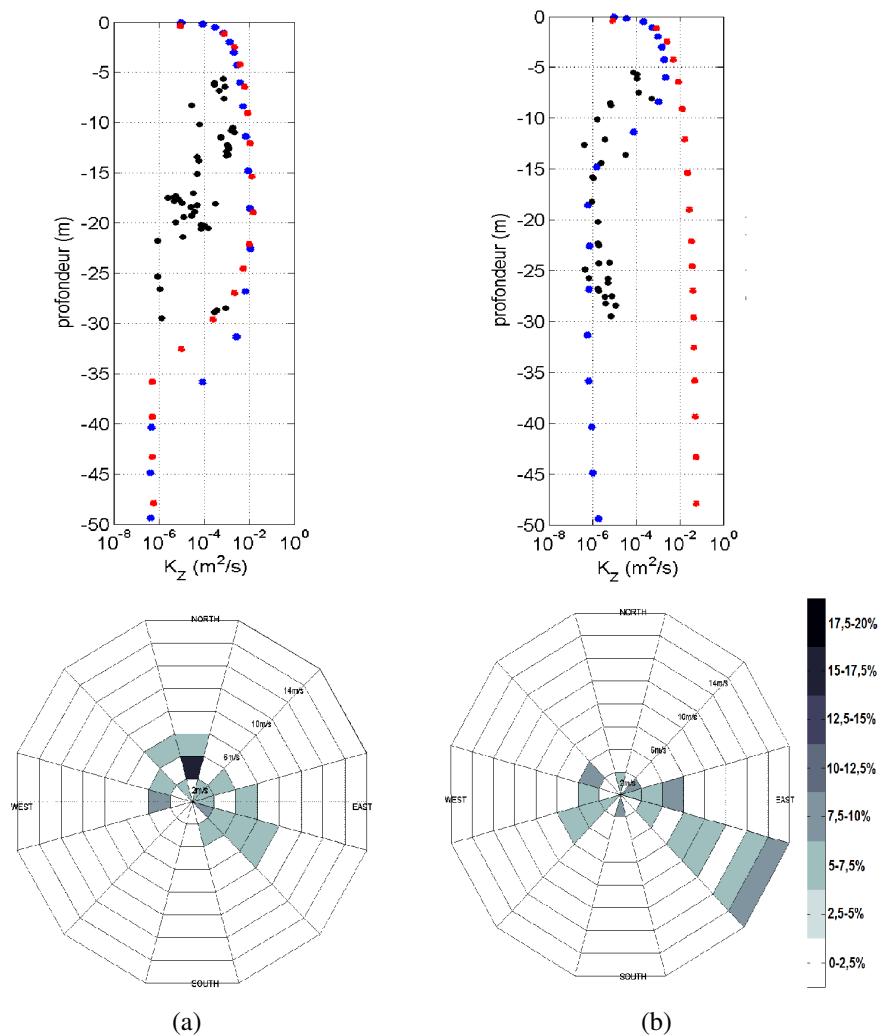


FIGURE 30 – Idem que Figure 29 à la station *JULIO*.

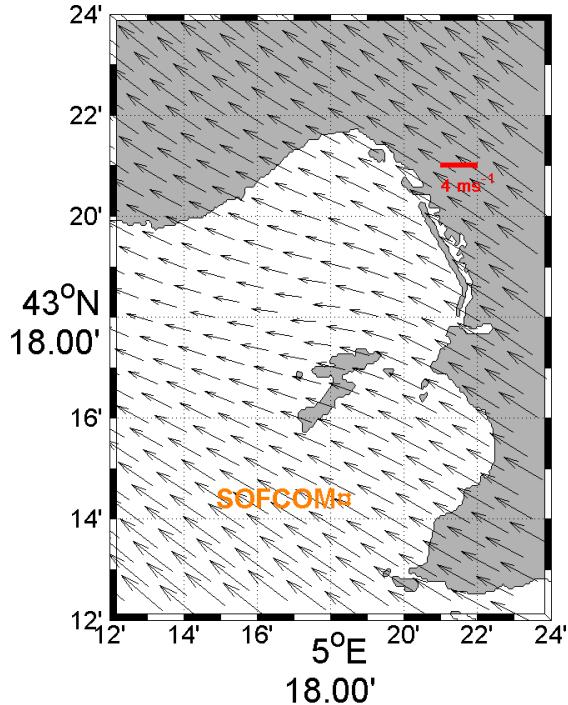


FIGURE 31 – Carte du vent du 11 septembre 2011 à 3 h autour de la station *SOFCOM* montrant la non prise en compte de la protection orographique des îles du Frioul et de la côte marseillaise.

Antipolis, France). Ce modèle a une résolution spatiale de 3 km, tandis que sa résolution temporelle est de 3 h (Pairaud et al., 2011). Les différences de  $K_Z$  entre les deux modèles peuvent donc être dues aux forçages du vent, calculés par le modèle *ALADIN* pour *SYMPHONIE* et par le modèle *MM5* pour *MARS3D*, car les résolutions spatiales de *MM5* et *ALADIN* sont différentes. Le modèle *ALADIN* a une résolution grossière et donc ne prend pas en compte la protection des îles du Frioul ainsi que celle du massif des calanques, entourant la station *SOFCOM* (Figure 31). Le vent à *SOFCOM* est donc sans doute surestimé, ce qui a pour effet de surestimer la turbulence. Nous ne pouvons émettre la même hypothèse pour le modèle *MARS3D*, forcé par le modèle *MM5*, car nous ne disposons pas des données de ce dernier et ne pouvons donc pas conclure sur une éventuelle sensibilité des modèles *SYMPHONIE* et *MARS3D* à la résolution du forçage du vent. La question de la surestimation de  $K_Z$  du modèle *SYMPHONIE* à *JULIO* reste ouverte.

## 5 Conclusion et perspectives

Les mesures *SCAMP* effectuées lors des différentes campagnes permettent une étude approfondie de la turbulence dans la baie de Marseille. Elles sont les premières réalisées par le *MIO* avec cet instrument. Il a donc fallu mettre en place une méthodologie efficace, qui peut encore être améliorée grâce au traitement des premières données. En effet, on a pu voir sur les profils de salinité un écart d'environ 0,5 entre les données *SCAMP* et *CTD* aux mois de septembre et octobre. Or, pour ces mesures, la calibration du capteur de conductivité du *SCAMP* n'a pas été contrôlée. Dans un second temps, lorsque l'on a deux réplicats, on a vu que les profils de  $S$ ,  $T$ ,  $\epsilon_B$  et  $K_Z$  sont quasiment similaires. Chaque mesure *SCAMP* faite en profil montant utilise un lest à usage

unique car abandonné par l'instrument. Faire deux réplicats s'avère donc peu utile si l'on veut avoir une mesure *SCAMP* à une station échantillonnée. Par contre, si le but de la mission est de faire une étude statistique de la turbulence, il sera alors nécessaire de faire au moins trois profils car les lois de la statistique s'appliquent avec au minimum trois échantillons.

Grâce aux mesures mensuelles du projet *SPECIMED*, nous avons pu déterminer qu'il n'y avait pas eu d'évolution saisonnière en 2011 de la turbulence malgré celle de l'équilibre de la colonne d'eau. Comme l'ont pu observer Lozovatsky et al. (2006) et Carniel et al. (2011), le vent est un des moteurs principaux de la turbulence, notamment en surface. Le régime de vent de la baie de Marseille étant principalement caractérisé par des épisodes de Mistral et Tramontane soufflant pendant environ 3 jours durant toute l'année (Millot, 1990), une évolution rapide des paramètres de la turbulence ( $\epsilon$  et  $K_Z$ ) est envisageable. Le *SCAMP* permet de mesurer à très petite échelle la température et la conductivité, et nous permet à partir de ces données d'estimer la turbulence grâce à un modèle. Nous avons choisi d'utiliser le modèle de Osborn (1980), très utilisé dans la littérature (e.g. Lozovatsky et al. (2006), MacIntyre et al. (1999)), avec  $\Gamma$  constant. Or, lorsque  $\Gamma$  n'est plus considéré comme constant (Lozovatsky et al., 2006) ou si un autre modèle est utilisé, comme celui de Shih et al. (2005) (Cuypers et al., 2012), les ordres de grandeur de  $K_Z$  peuvent varier significativement.

La turbulence peut également être déterminée grâce à l'énergie cinétique turbulente  $E_{CT}$ , utilisée dans le schéma de fermeture de la turbulence de Gaspar et al. (1990), schéma adopté par les modèles *SYMPHONIE* et *MARS3D*. Comme nous avons pu le remarquer, l'utilisation d'un même schéma de fermeture de la turbulence peut également donner des profils de  $K_Z$  différents. En effet, la résolution spatiale et les forçages des modèles (vent) peuvent aussi faire varier significativement les ordres de grandeur de  $K_Z$ . Ainsi, la comparaison entre les sorties de modèles numériques et les mesures *SCAMP* aux mêmes points et mêmes dates a permis de voir la sensibilité de  $K_Z$  au type de modèle utilisé. Nous avons ainsi pu voir toute l'importance de la vigilance quant au modèle choisi pour déterminer  $K_Z$  ainsi que de la connaissance des approximations et des lois utilisées par ledit modèle. Il serait intéressant de pouvoir effectuer les mêmes comparaisons pour  $\epsilon$ , ce que nous avons pas pu faire car nous n'avions pas pu avoir les données des modèles numériques. Malheureusement, nous n'avons également pas pu comparer les données des deux modèles de vent, à savoir *ALADIN* et *MM5*. Il serait intéressant de pouvoir faire une étude quantitative sur la sensibilité des modèles au forçage du vent. Le problème de la turbulence reste un problème encore très ouvert malgré les nombreux travaux et ouvrages visant à formaliser la turbulence (Batchelor, 1959; Gill, 1982; Luketina and Imberger, 2000; Thorpe, 2005; Shih et al., 2005). À ce titre, des conférences internationales sont aussi organisées, comme par exemple le Workshop Turbintermed, (Toulon, France) auquel j'ai pu participer et présenter ce travail en avril 2012.

Plusieurs études (Denman and Gargett, 1983; MacIntyre et al., 1999; MacIntyre and Jellison, 2001) associent déjà mesures de turbulence et mesures biogéochimiques. Lors des différentes campagnes ayant permis les mesures *SCAMP*, des paramètres biogéochimiques et optiques ont été mesurés. La poursuite de ces travaux pourra consister dans un premier temps à traiter ces mesures biogéochimiques et optiques afin de dégager une éventuelle tendance des flux de nutriments ou évolution du coefficient d'extinction lumineuse en fonction de la

turbulence.

La poursuite de ces travaux pourra aussi mettre en avant l'utilisation de la méthode de Thorpe pour estimer  $\epsilon$ , grâce à la longueur de Thorpe  $L_{Th}$ . Un nouvel algorithme pourrait permettre un meilleur calcul de  $\epsilon$  avec la méthode de Thorpe. Une comparaison entre  $\epsilon_B$  et  $\epsilon_{Th}$  ainsi qu'entre  $K_{Z_B}$  et  $K_{Z_{Th}}$  pourra alors être réalisée.

Outre les erreurs dues au bruit des instruments ou aux conditions expérimentales, une incertitude due à la paramétrisation est aussi à prendre en compte lorsque l'on étudie les résultats des mesures *SCAMP*. La méthode de segmentation utilisée peut aussi être une source d'erreur. L'utilisation d'une segmentation progressive, la "segmentation en canon", pourrait pallier à ce problème.

L'approximation qui considère  $\Gamma$  comme une constante peut également être remise en cause. Or, le *SCAMP* ne permettant pas de mesurer la vitesse du courant, cette approximation est nécessaire. Il serait intéressant de pouvoir mesurer à très petite échelle la vitesse du courant afin de pouvoir estimer  $\Gamma$  à chaque point.

Les futures campagnes en mer où seront effectuées de nouvelles mesures *SCAMP* permettront peut-être d'observer de nouveaux phénomènes. En effet, des mesures *SCAMP* dans des conditions de mer calme pourraient nous faire observer les flux turbulents dus aux échanges de chaleur entre l'océan et l'atmosphère (proposition faite par Vincent Mariette, Actimar). Ceci nous obligera toutefois à avoir des données de surface non bruitées par les mouvements de la surface libre.

À terme, les données mesurées par le *SCAMP* pourraient être utilisées pour forcer les modèles numériques. On pourra soit directement utiliser  $K_Z$ , soit utiliser  $\epsilon$  mesuré dans l'équation d'évolution de l'énergie cinétique.

## Annexes

### A Définition des échelles de longueur

TABLEAU II – Récapitulatif des échelles de longueur utilisées.

Notation	Définition	Nom	Signification
$L_O$	$L_O = \left(\frac{\epsilon}{N^3}\right)^{1/2}$	Ozmidov	Équilibre entre les forces de flottaison et l'inertie
$L_B$	$L_B = \kappa_T^{1/2} \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{1/4}$	Batchelor	Échelle où la diffusivité moléculaire contrôle la dissipation du mouvement
$L_{Th}$	$L_{Th} = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^Q \sqrt{dn_i^2}$	Thorpe	Déplacement vertical des particules dû à la turbulence

### B Constantes, nombres sans dimension, acronymes et paramètres physiques utilisés

TABLEAU III – Récapitulatif des constantes.

Constante	Valeur	Signification	Unité
$g$	$g = 9,8$	Constante de pesanteur	$\text{m s}^{-2}$
$\rho_0$	$\rho_0 = 1025$	Masse volumique de référence	$\text{kg m}^{-3}$
$C_\epsilon$	$C_\epsilon = 0,7$	Paramètre de $\epsilon_G$ (Gaspar et al., 1990)	sans unité
$C_K$	$C_K = 0,1$	Paramètre de $K_Z$ (Gaspar et al., 1990)	sans unité
$\nu$	$\nu = 1.10^{-6}$	Viscosité cinématique moléculaire	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\kappa_T$	$\kappa_T = 1,4.10^{-7}$	Diffusivité thermique moléculaire	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$T_0$	$T_0 = 19,7$	Température de référence	$^{\circ}\text{C}$
$\alpha_T$	$\alpha_T = 2,41.10^{-4}$	Coefficient d'expansion thermique	$\text{K}^{-1}$
$S_0$	$S_0 = 35$	Salinité de référence	sans unité
$\beta_S$	$\beta_S = 7,45.10^{-4}$	Coefficient de contraction haline	sans unité

TABLEAU IV – Récapitulatif des nombres sans dimension.

Nombre sans dimension	Définition	Signification
$Re$	$Re = \frac{U L}{\nu}$	Nombre de Reynolds
$Pr_T$	$Pr_T = \frac{\nu_T}{K_{Turb}} \simeq 1$	Nombre de Prandtl turbulent
$Ri$	$Ri = \frac{N^2}{Sh^2}$	Nombre de Richardson de gradient
$R_f$	$R_f = \frac{Ri}{Pr_T}$	Nombre de Richardson de flux
$\Gamma$	$\Gamma = \frac{R_f}{1-R_f} = 0, 2$	Efficacité de mélange

TABLEAU V – Récapitulatif des acronymes.

Acronyme	Définition
MIO	Mediterranean Institute of Oceanography
PME	Precision Measurement Engineering
SCAMP	Self Contained Autonomous Micro-Profiler
CTD	Conductivity Temperature Depth
SPECIMED	Structure of Planktonic Ecosystem in the north-western MEDiterranean
LATEX	Lagrangian Transport EXperiment
MASSILIA	Modélisation de la baie de Marseille
LOCEAN	Laboratoire d'Océanographie et du Climat

TABLEAU VI – Récapitulatif des paramètres physiques.

Paramètre	Définition	Signification	Unité
$Ro$	$Ro = \frac{\sqrt{gh}}{f}$	Rayon barotrope de Rossby	m
$E_{CT}$	$E_{CT} = 0,5 \overline{u'_i u'_j}$	Énergie cinétique turbulente	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
$\epsilon$	$\epsilon = -\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$	Taux de dissipation visqueuse	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
$\epsilon_G$	$\frac{C_\epsilon E_{CT}^{-3/2}}{l_G}$	$\epsilon$ donné par Gaspar et al. (1990)	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
$Sh$	$Sh^2 = \frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_2}{\partial x_3}$	Cisaillement vertical	$\text{s}^{-1}$
$N$	$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}$	Fréquence de Brünt-Väisälä	$\text{rad s}^{-1}$
$I_T$	$I_T = \frac{\epsilon}{\nu N^2}$	Intensité turbulente	sans unité
$K_B$	mesuré	Nombre d'onde de Batchelor	$\text{cyc m}^{-1}$
$L_B$	$L_B = (2\pi K_B)^{-1}$	Échelle de longueur de Batchelor	m
$\epsilon_B$	$\epsilon_B = \frac{\nu \kappa_T^2}{L_B^4}$	$\epsilon$ avec la méthode de Batchelor	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
$dn$	mesuré	Déplacement de Thorpe	m
$L_{Th}$	$L_{Th} = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^Q \sqrt{dn_i^2}$	Échelle de longueur de Thorpe	m
$c_1$	$c_1 = \left( \frac{L_O}{L_{Th}} \right)^2$	Paramètre de $\epsilon_{Th}$	sans unité
$\epsilon_{Th}$	$\epsilon_{Th} = c_1 L_{Th}^2 N^3$	$\epsilon$ avec la méthode de Thorpe	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
$K_{Turb}$	$K_{Turb} = \Gamma \epsilon N^{-2}$	Coefficient de diffusivité thermique due à la turbulence	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$K_Z$	$K_Z = K_{Turb} + \kappa_T$	Somme des coefficients de diffusivité thermique moléculaire et due à la turbulence	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\nu_T$	$\nu_T = Pr_T K_{Turb}$	Coefficient de viscosité cinématique due à la turbulence	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$A$	$A = \nu_T + \nu$	Somme des coefficients de viscosité cinématique moléculaire et due à la turbulence	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$h_D$	évalué	Profondeur de la couche mélangée	m
$h_\epsilon$	évalué	Profondeur de la couche de mélange	m

## Références

- Anis, A. and Singhal, G. (2006). Mixing in the surface boundary layer of a tropical freshwater reservoir. *Journal of Marine Systems*, 63 :225–243.
- Batchelor, G. K. (1959). Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid. Part 1 : General discussion and the case of small conductivity. *Journal of Fluid Mechanics*, 5(01) :113–133.
- Carniel, S., Kantha, L., Book, J., Sclavo, M., and Prandke, H. (2011). Turbulence variability in the upper layers of the southern adriatic sea under a variety of atmospheric forcing conditions. *Continental Shelf Research*.
- Cuypers, Y., Bouruet-Aubertot, P., Marec, C., and Fuda, J. (2012). Characterization of turbulence and validation of fine-scale parametrization in the mediterranean sea during boum experiment. *Biogeosciences*, page under review.
- Denman, K. L. and Gargett, A. E. (1983). Time and space scales of vertical mixing and advection of phytoplankton in the upper ocean. *Limnology And Oceanography*, 28(5) :801–815.
- Dillon, T. M. (1982). Vertical overturns : A comparison of Thorpe and Ozmidov length scales. *Journal of Geophysical Research*, 87 :9601–9613.
- Ferron, B., Mercier, H., Speer, K., Gargett, A., and Polzin, K. (1998). Mixing in the romanche fracture zone. *Journal of Physical Oceanography*, 28 :1929–1945.
- Fozdar, F., Parkar, G., and Imberger, J. (1985). Matching temperature and conductivity sensor response characteristics. *Journal of Physical Oceanography*, 15 :1557–1569.
- Gaspar, P., Grégoris, Y., and Lefevre, J. (1990). A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing : Tests at station papa and long-term upper ocean study site. *Journal of Geophysical Research*, 95 :16179–16193.
- Gill, A. (1982). *Atmosphere-Ocean Dynamics*, volume 30. Academic Press, 662pp.
- Huang, C. J., Qiao, F., Dai, D., Ma, H., and Guo, J. (2012). Field measurement of upper ocean turbulence dissipation associated with wave-turbulence interaction in the south china sea. *Journal of Geophysical Research*, 117.
- Ivey, G. N., Winters, K. B., and Koseff, J. R. (2008). Density stratification, turbulence, but how much mixing ? *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40(1) :169–184.
- Klymak, J. and Nash, J. (2007). Estimates of mixing. *Not Published*.
- Lozovatsky, I., Roget, E., Fernando, H., Figueroa, M., and Shapovalov, S. (2006). Sheared turbulence in a weakly stratified upper ocean. *Deep-Sea Research*, 53(1) :387–407.

- Luketina, D. and Imberger, J. (2000). Determining turbulent kinetic energy dissipation from batchelor curve fitting. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 18 :100–113.
- MacIntyre, S., Flynn, K. M., Jellison, R., and Romero, J. R. (1999). Boundary mixing and nutrient fluxes in mono lake, california. *Limnology And Oceanography*, 44(3) :512–529.
- MacIntyre, S. and Jellison, R. (2001). Nutrient fluxes from upwelling and enhanced turbulence at the top of the pycnocline in mono lake, california. *Hydrobiologia*, 466(1) :13–29.
- Millot, C. (1990). The gulf of lion's hydrodynamics. *Continental Shelf Research*, 10 :885–894.
- Monin, A. and Yaglom, A. (1975). Statistical Fluid Mechanics, volume 2. MIT Press, 874pp, 3 edition.
- Oakey, N. S. (1982). Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 12 :256–271.
- Osborn, T. R. (1980). Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 10(1) :83–89.
- Osborn, T. R. and Cox, C. S. (1972). Oceanic fine structure. *Geophysical Fluid Dynamic*, 3 :321–345.
- Pairaud, I., Gatti, J., Bensoussan, N., Verney, R., and Garreau, P. (2011). Hydrology and circulation in a coastal area off Marseille : Validation of a nested 3d model with observations. *Journal of Marine Systems*.
- Pedlosky, J. (1987). *Geophysical Fluids Dynamics*. Springer, 710pp.
- Peters, H., Gregg, M. C., and Toole, J. M. (1988). On the parametrization of equatorial turbulence. *Journal of Geophysical Research*, 93 :1199–1218.
- Roget, E., Lozovatsky, I., Sanchez, X., and Figueira, M. (2006). Microstructure measurements in natural waters : Methodology and applications. *Progress In Oceanography*, 70(2–4) :126–148.
- Shih, L. H., Koseff, J. R., Ivey, G. N., and Ferziger, J. H. (2005). Parameterization of turbulent fluxes and scales using homogeneous sheared stably stratified turbulence simulations. *Journal of Fluid Mechanic*, 525 :193–214.
- Thorpe, S. (2005). The Turbulent Ocean. Cambridge University Press, 439pp.
- Tuan, T. F., Hedinger, R., Silverman, S. M., and Okuda, M. (1979). On gravity wave induced Brunt-Vaisala oscillations. *Journal of Geophysical Research*, 84(A2) :393–398.